

Том 101, Номер 6

ISSN 0004-6299
Июнь 2024



АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ



НАУКА
— 1727 —

СОДЕРЖАНИЕ

Том 101, номер 6, 2024

Временная структура усредненной меры вращения для аккреционного диска в локальном приближении

М.А. Булдаков, А.С. Андрианов 496

Обнаружение и исследование экзопланет на телескопах глобальной сети МАСТЕР

*В.М. Липунов, А.Н. Тарасенков, А.С. Кузнецов, П.В. Балануца, Г.А. Антипов,
Я.И. Кечин, Н.В. Тюрина, Е.С. Горбовской, Д. Бакли, К. Франсиле, Ф. Подеста,
А.Г. Тлатов, Р. Реболо Лопез, Н.М. Буднев, О.А. Гресс, В.В. Юрков* 513

Эволюционный статус рентгеновских двойных звезд Галактики

А.В. Тутуков, А.В. Федорова 523

Многолетняя оптическая спектроскопия В[е]-звезды CI Cam в спокойном состоянии

В.Г. Клочкова, А.С. Мирошниченко, В.Е. Панчук 536

Активность звезды ET Drg по наблюдениям в 2018–2023 годах

И.С. Саванов, С.А. Нароенков, М.А. Наливкин, А.Н. Тарасенков, Е.С. Дмитриенко 550

Многочастотный синтез в космической радиоинтерферометрии со сверхдлинными базами

А.Г. Рудницкий, М.А. Щуров, С.В. Чернов 557

Бессиловой магнитный жгут с высокой плотностью тока на оси

А.А. Соловьев 565

Современная звездная астрономия — 2023

О.Ю. Малков, Е.Ю. Кильпио, О.Б. Длужневская 575

ВРЕМЕННАЯ СТРУКТУРА УСРЕДНЕННОЙ МЕРЫ ВРАЩЕНИЯ ДЛЯ АККРЕЦИОННОГО ДИСКА В ЛОКАЛЬНОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

© 2024 г. М. А. Булдаков^{1,*}, А. С. Андрианов¹

¹Астрономический центр Физического института им. П. Н. Лебедева
Российской академии наук, Москва, Россия

*E-mail: buldakov@phystech.edu

Поступила в редакцию 13.12.2023 г.

После доработки 04.04.2024 г.

Принята в печать 23.04.2024 г.

Рассматривается временная структура усредненной меры вращения и эволюция энергетических характеристик аккреционного диска в рамках трехмерной модели в локальном приближении (shearing box). Временная структура меры вращения состоит из низкочастотных и высокочастотных знакопеременных осцилляций. Обсуждаются механизмы формирования этих осцилляций и их связь с динамо-эффектом. Проведен анализ двумерных распределений и вертикальной структуры меры вращения и магнитной энергии для моментов времени, соответствующих экстремумам и близким к нулю значениям меры вращения. Показано, что экстремумы меры вращения формируются за счет нескольких отдельных турбулентных структур с высокими амплитудами, которые связаны с магниторотационной неустойчивостью и неустойчивостью Паркера. Области локализации таких структур соответствуют областям с высокими локальными значениями магнитной энергии. Обсуждается возможность оценки периода динамо-эффекта по данным измерений меры вращения, рассматриваются случаи источников Sgr A* и M87*.

Ключевые слова: численное моделирование, магнитная гидродинамика, аккреционные диски, фарадеевское вращение

DOI: 10.31857/S0004629924060015 EDN: JMRJTC

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время считается, что основной механизм переноса массы и момента импульса в аккреционных дисках связан с развитием магнитогидродинамической (МГД) турбулентности [1–6]. В работах Бальбуса и Хоули [7, 8] показано, что МГД турбулентность в дисках появляется за счет магниторотационной неустойчивости (МРН), которая впервые была описана в работах Велихова и Чандрасекара [9, 10]. Условиями развития МРН являются наличие в среде дифференциального вращения и слабого вертикального магнитного поля, таким образом, МРН может развиваться в аккреционных дисках различных типов [7]. Другим возможным механизмом переноса углового момента вещества в диске является турбулентность, связанная с магнитной неустойчивостью Рэлея-Тейлора [11, 12].

Основной наблюдательной величиной для исследования магнитных полей в аккреционных дисках является мера вращения (RM). Наблюдения меры вращения проводятся в миллиметровом и субмилли-

метровом диапазонах и в радиодиапазоне [13–16]. В радиодиапазоне проводятся измерения меры вращения радиогалактик (например, в работе [17] измерялась мера вращения в кластере радиогалактик), квазаров [18], пульсаров [19, 20], меры вращения в межзвездной среде [21, 22] и в джетах активных ядер галактик (например, M87, 3C 111, 3C 120) [23–26]. В миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах измеряются меры вращения аккреционных дисков сверхмассивных черных дыр для источников Sgr A* [27, 28], M87* [14], 3C 84 [29] и некоторых других активных ядер галактик [16]. Вопрос о том, какая область активных ядер галактик отвечает за происхождение наблюдаемого фарадеевского вращения, в настоящее время полностью не решен; существуют модели, в которых основной вклад в меру вращения дают области джета либо области диска и его атмосферы [30, 31]. Например, предполагается, что для Sgr A* область, отвечающая за измеряемую меру вращения, соответствует радиационно-неэффективному течению вокруг черной дыры [27, 28].

Следует также отметить, что в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах проводятся наблюдения протопланетных и протозвездных дисков с помощью телескопа ALMA [32–35]. Ряд работ также посвящен наблюдениям аккреционных дисков в ультрафиолетовом диапазоне [36, 37]. В этих работах исследуют вопросы, связанные с геометрией и вращением дисков, свойствами пыли, физическими условиями в диске и его эволюцией. Такие наблюдения могут дополнять наблюдения меры вращения.

В этой работе нас интересует применение результатов к наблюдениям в миллиметровом и радиодиапазоне. В работе не проводится моделирование джета; мы рассматриваем не глобальные истечения, связанные с джетом, а локальные возмущения в атмосфере диска, которые могут формироваться вследствие развития неустойчивостей. Например, в работах [38–40] показано развитие локальных истечений из диска. Таким образом, в рассматриваемых моделях мера вращения формируется в диске и его атмосфере.

Выявление области происхождения меры вращения (диск или джет) также зависит от разрешения телескопа и луча зрения. При достаточно хорошем разрешении (например, при использовании интерферометра *ngEHT*) можно подобрать параметры эксперимента так, чтобы измерять меру вращения именно в диске. Подробнее вопрос о наблюдениях обсуждается в разделе 6.

Измерения меры вращения могут давать информацию о величине и распределении магнитных полей в наблюдаемых объектах [41–43]. Такая информация может быть получена, например, с помощью методов статистического анализа карт меры вращения [44, 45] или анализа флуктуаций меры вращения [46]. В работах по численному моделированию аккреционных дисков и джетов сравнение модельных значений меры вращения с наблюдательными данными может использоваться в качестве одного из критериев для проверки соответствия модели реальному источнику [15, 25]. Однако следует отметить, что измерения меры вращения проводятся с низким разрешением и усреднением меры вращения по большим объемам. В связи с этим мера вращения может иметь сложную знакопеременную структуру, которая включает в себя большое количество локальных минимумов и максимумов. Для интерпретации наблюдательных данных представляет интерес исследование вопроса о том, связана ли структура и амплитуда локальных экстремумов меры вращения с физическими процессами, происходящими в диске (например, с развитием турбулентности или динамо-эффектом). Работа посвящена исследованию меры

вращения в аккреционном диске в локальном приближении (*shearing box*) и анализу эволюции и свойств меры вращения, усредненной в фрагменте диска. Целью работы является исследование механизмов формирования знакопеременной структуры меры вращения.

Для детального исследования развития турбулентности в диске необходимо провести моделирование процессов, происходящих на малых пространственных масштабах [47]. Такие масштабы возможно исследовать только в локальной модели аккреционного диска с достаточно высоким разрешением [48]. В соответствии с работой [48], минимальное необходимое разрешение сетки для разрешения наиболее неустойчивой МРН моды составляет ≈ 32 точки на единицу характерной высоты диска. Такое разрешение достигается только в локальных моделях. В настоящее время не представляется возможным проведение моделирования глобального аккреционного диска с достаточным разрешением для исследования мелкомасштабных процессов.

В настоящее время в работах по МГД-моделированию аккреционных дисков есть ряд детально не исследованных и нерешенных задач, которые связаны со следующими вопросами: а) механизмы генерации турбулентности и магнитных полей в диске за счет МРН и механизмы перехода диска к турбулентному состоянию [49, 50]; б) влияние динамо-процессов на эволюцию магнитных полей в диске и их соответствие процессам, происходящим в реальных астрофизических объектах [51]; в) сходимость результатов при увеличении разрешения расчетной сетки в локальных моделях дисков [5, 48]; г) зависимость результатов расчетов от параметров модели (например, конфигурации магнитного поля, толщины диска, размера глобального диска по азимутальному углу) [52, 53]; д) информация о состоянии диска, которая может быть извлечена из наблюдательных и модельных данных по мере вращения [16] (этот пункт рассматривается в нашей работе).

В работе используется общепринятая модель аккреционного диска в локальном приближении, основанная на решении стандартных уравнений идеальной МГД [54, 55]. Для моделирования применяется код *Pluto* [56], на основе которого проводилось моделирование аккреционных дисков во многих работах других авторов [57, 58]. В рамках этой модели исследуется поведение средних величин в диске (например, магнитной энергии и α -параметра). Следует отметить, что мера вращения также рассматривается как средняя величина, характеризующая распределение плотности и магнитного поля в диске.

Эта величина может быть рассчитана в модели и измерена в эксперименте. В работе не рассматриваются вопросы, связанные с поляризацией излучения, и не проводится анализ меры вращения как величины, характеризующей угол поворота плоскости поляризации излучения.

Таким образом, исследование проводится на основе анализа распределений и эволюции модельных величин в рамках использования стандартной модели аккреционного диска. Представленное в работе моделирование может относиться к аккреционным дискам сверхмассивных черных дыр и к протопланетным дискам [59]. Локальная модель применяется для моделирования указанных типов дисков в работах других авторов, например, локальные модели аккреционных дисков сверхмассивных черных дыр исследуются в работах [60–62], протопланетных дисков — в работах [63–65]. Преимуществом локальных моделей по сравнению с глобальными является возможность исследования мелкомасштабной турбулентности с большим разрешением [66].

Разрешение современных и будущих телескопов является достаточным для исследования участка аккреционного диска [67]. Наблюдения протопланетных дисков с помощью телескопа ALMA проводятся с разрешением $\lesssim 10$ а.е. [68, 69], а характерный размер диска составляет $L_{\text{PD}} \approx 100 - 1000$ а.е. [70]. Для оценки размера участка диска, соответствующего локальной модели, воспользуемся результатами работы [66], в которой приведено прямое сравнение глобальных и локальных моделей диска. Для этой цели глобальный диск делится на несколько фрагментов («patch»), размер каждого из них соответствует размеру диска в локальной модели, и для каждого фрагмента исследуется эволюция и статистические свойства его характеристик, таких как вертикальный магнитный поток, α -параметр и плазменный параметр β . Предполагается, что свойства каждого из фрагментов соответствуют свойствам участка диска, описываемого локальной моделью. Число таких фрагментов $N_{\text{sub}} = 160$. Как было указано выше, рассматриваемая в работе модель может относиться к протопланетному диску. Можно оценить характерный размер фрагмента такого диска

L_{SB} как $L_{\text{SB}} \approx \sqrt{\frac{L_{\text{PD}}^2}{N_{\text{sub}}}} \approx 8 - 80$ а.е. Таким образом, разрешения телескопа ALMA достаточно для измерения меры вращения, усредненной по площадке рассматриваемого в модели участка диска. Поэтому полученные в работе результаты для локальной модели диска могут быть проверены в будущих наблюдениях.

2. МОДЕЛЬ

Расчеты фрагмента аккреционного диска проводились с помощью кода Pluto [56] в локальном приближении. В этой модели рассматривается локальный фрагмент диска на некотором выбранном радиусе R_0 . Фрагмент имеет линейные размеры, много меньшие R_0 , и вращается со скоростью вращения диска Ω . Уравнения МГД для фрагмента диска записываются в декартовой системе координат, вращающейся вместе с диском, в которой оси X , Y , Z соответствуют радиальному, азимутальному и вертикальному направлениям соответственно. Подробное описание локального приближения приведено в работе [54]. Предполагается, что плазма в области фрагмента диска описывается стандартными уравнениями идеальной МГД [55, 71]. В расчетах используется изотермическое уравнение состояния $P = \rho c_s^2$. Описанные предположения сходны с предположениями, которые использовались в работе [55].

Начальная конфигурация магнитного поля задана в виде вертикального магнитного поля с нулевым суммарным вертикальным магнитным потоком: $B_z(x, y, z, t = 0) = B_{z0} \sin(2\pi x / L_x)$, где L_x — размер расчетной области в направлении X . В используемой модели $L_x = H$, где H — характерная высота диска. Величина B_{z0} определяется следующим образом:

$B_{z0} = \sqrt{8\pi P_0 / \beta_0}$, где P_0 — начальное давление газа в центральной плоскости диска ($z = 0$), $\beta_0 = 8\pi P_0 / B^2$ — начальный плазменный параметр (отношение газового давления плазмы к магнитному давлению) в центральной плоскости диска. Плазменный параметр β_0 задается равным некоторому фиксированному значению; в работе рассмотрены две модели: модель SB3 с параметром $\beta_0 = 1000$ и модель SB2 с параметром $\beta_0 = 100$. Начальный профиль плотности ρ задается в соответствии с условиями гидростатического равновесия, $\rho(z, t = 0) = \exp(-z^2 / H^2)$. Соотношение между величинами Ω и H выбрано следующим образом: $H = \sqrt{2} c_s / \Omega$, где c_s — скорость звука. В коде принята естественная система единиц, в которой $c_s = 1$, $\Omega = 1$, $P_0 = 1$. Для моделирования магниторотационной неустойчивости и инициирования развития турбулентности были добавлены флуктуации компонента скорости v_y с относительной амплитудой порядка 10^{-3} ($\delta v_y \approx 10^{-3} v_y$).

Уравнения МГД решаются на равномерной прямоугольной сетке. Использовалась расчетная область с размерами $-0.5H \leq x \leq 0.5H$, $0 \leq y \leq \pi H$, $-4H \leq z \leq 4H$, и сетка с разрешением $64 \times 192 \times 512$

по осям X, Y, Z соответственно (64 точки на единицу характерной высоты H).

Основными величинами, которые характеризуют развитие турбулентности в диске, являются магнитная энергия и α -параметр [55, 71, 72]. В работе проводится анализ магнитной энергии, усредненной по объему $\langle E_{\text{mag}} \rangle$. Величина α -параметра рассчитывается

следующим образом: $\alpha = \frac{\int (\bar{T}_M(z) + \bar{T}_R(z)) dz}{\int \bar{\rho}(z) c_s^2 dz}$, где

$T_M = -(B_x \cdot B_y) / 4\pi$ — компонент тензора напряжений Максвелла, $T_R = \rho v_x \delta y_y$ — компонент тензора напряжений Рейнольдса. Мера вращения в работе рассчитывается для лучей зрения, перпендикулярных плоскости диска. Мера вращения RM_{XY} для одного луча зрения (в безразмерных единицах кода, которые описаны ниже) определяется как

$$RM_{XY} = \int_{-L_z/2}^{L_z/2} B_z \rho dz, \text{ где } L_z \text{ — размер расчетной об-}$$

ласти в направлении Z , в используемой модели $L_z = 8H$. Мера вращения, усредненная в плоскости (X, Y) , обозначается как RM . Эта величина эквивалентна величине ρB_z , усредненной по объему. В работе также рассмотрены 2D распределения в плоскости (X, Y) величины магнитной энергии, проинтегрированной вдоль вертикальных лучей зрения, перпендикулярных плоскости диска,

$$\bar{E}_{\text{mag}}(x, y) = \int_{-L_z/2}^{L_z/2} E_{\text{mag}}(x, y, z) dz. \text{ Для анализа верти-}$$

кальной структуры меры вращения и магнитной энергии необходим анализ вертикальных профилей величин, усредненных в горизонтальной плоскости ($\rho B_z(z)$ — величина ρB_z , усредненная в горизонтальной плоскости (X, Y) при фиксированном z ; $\bar{E}_{\text{mag}}(z)$ — магнитная энергия, усредненная в горизонтальной плоскости (X, Y) при фиксированном z). В дальнейшем σ_X — стандартное отклонение величины X , интервал значений величины N от x до y обозначается как $(x - y)N$ или $(x, y)N$.

В исследуемой физической системе, основанной на решении уравнений идеальной МГД, отсутствуют потери энергии, и используется масштабирование физических величин. В качестве основных фундаментальных величин рассматриваются плотность, длина и скорость. В коде эти величины приведены к безразмерному виду с помощью фиксированных размерных масштабных коэффициентов ρ_0, L_0, v_0 , которые являются коэффициентами для единиц

плотности, длины и скорости соответственно. Физические величины (в единицах СГС) преобразуются в безразмерные единицы кода следующим образом:

$$\rho = \frac{\rho_{\text{CGS}}}{\rho_0}, L = \frac{L_{\text{CGS}}}{L_0}, v = \frac{v_{\text{CGS}}}{v_0}, \text{ где величины с ин-}$$

дексом CGS соответствуют физическим величинам, величины без индексов соответствуют единицам кода. Остальные величины преобразуются в единицы кода с помощью комбинации трех указанных величин, например, для единиц времени мас-

штабный коэффициент t_0 равен $\frac{L_0}{v_0}$. В работе единице времени соответствует период вращения диска T ; на рисунках такие величины, как плотность, магнитная энергия, мера вращения и магнитное поле, приведены в безразмерных единицах, соответствующих описанным единицам кода.

3. ГЛОБАЛЬНЫЕ ВЕЛИЧИНЫ

На рис. 1 приведены зависимости от времени усредненной по объему магнитной энергии $\langle E_{\text{mag}} \rangle$, α -параметра и RM . Эволюции $\langle E_{\text{mag}} \rangle$, α -параметра и RM сходны для двух моделей. В начале расчета развитие магниторотационной неустойчивости приводит к появлению турбулентности в диске [8, 54]. Начальная эволюция МРН связана с экспоненциальным ростом неустойчивости и резким увеличением усредненной магнитной энергии в начале расчета [72]. Время начального развития МРН обозначим индексом MRI (magnetorotational instability). В момент времени $t_{\text{MRI}} \approx 4T$ для обеих моделей на графиках эволюции магнитной энергии и α -параметра видны значительные пики. Эти пики более явно выражены для модели с большим начальным магнитным полем SB2. Далее турбулентность выходит на квазистационарный режим, величины $\langle E_{\text{mag}} \rangle$, α и RM выходят на насыщение и осциллируют около своих средних значений с момента времени $\approx 10T$. Временная развертка величин $\langle E_{\text{mag}} \rangle$ и α повторяет на качественном уровне результаты моделирования, представленные в работах других авторов [5, 38, 72].

Усредненная мера вращения имеет сложную структуру, которая состоит из высокочастотных и низкочастотных осцилляций. На протяжении всего расчета видны высокочастотные знакопеременные осцилляции около нуля с большим количеством локальных положительных и отрицательных экстремумов. После выхода турбулентности на квазистационарный режим появляются низкочастотные квазипериодические осцилляции со значительным повышением амплитуд локальных экстремумов.

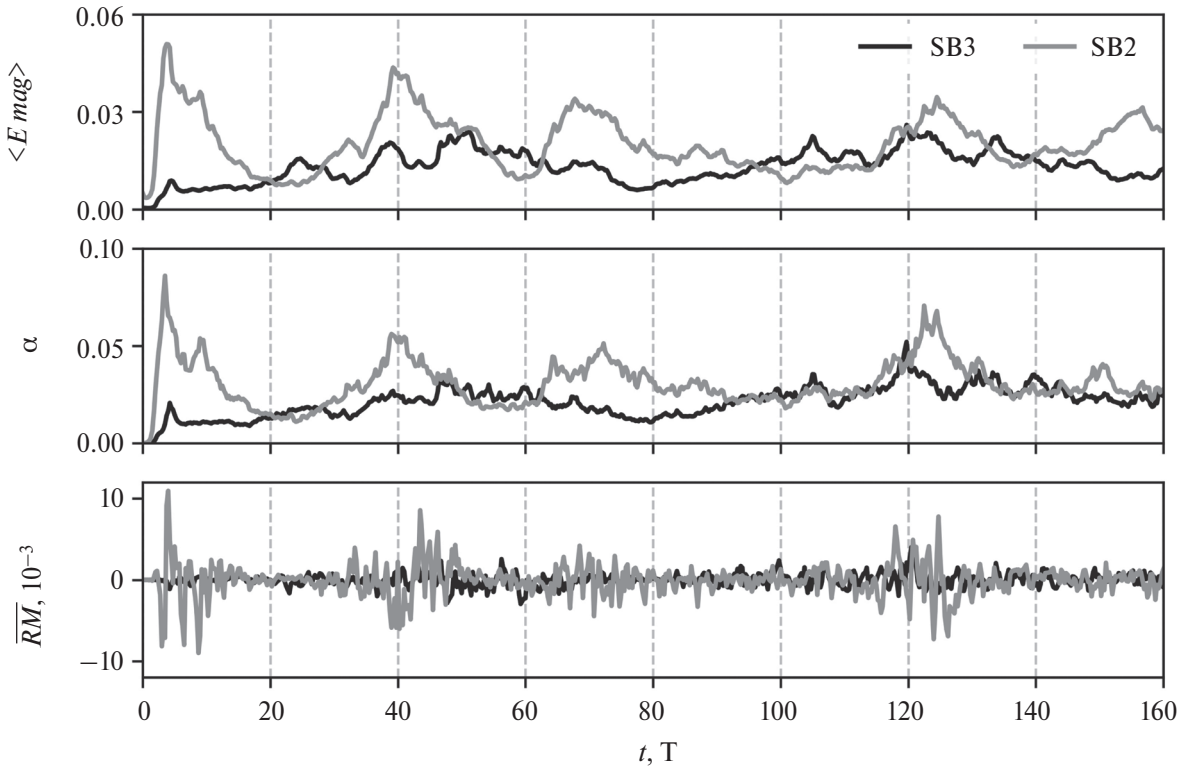


Рис. 1. Эволюция усредненной по объему магнитной энергии $\langle E_{\text{mag}} \rangle$ (верхний график), α -параметра (центральный график) и RM (нижний график) для моделей SB3 (черные линии) и SB2 (серые линии).

Высокочастотные осцилляции имеют период $\lesssim T$ и амплитуды в интервале значений $\approx (0.1 - 10)$. Если рассмотреть огибающую для RM (для значений $RM > 0$ или $RM < 0$), то для нее будут выделяться низкочастотные квазипериодические осцилляции с периодом $(20 - 50)T$, для которых амплитуды огибающей будут достаточно велики ($\gtrsim 3$) и по порядку величины будут близки к максимальному значению $|RM|$ (≈ 10). Например, для модели SB2 максимумы амплитуд таких низкочастотных осцилляций меры вращения достигаются в моменты времени $10T$, $40T$, $70T$, $120T$, и в окрестностях этих максимумов размером $\approx 10T$ величина экстремумов RM составляет ≈ 5 . В дальнейшем для построения рисунков будут рассматриваться моменты времени, соответствующие достаточно большим ($\approx (3 - 5)$) положительным и отрицательным локальным экстремумам RM .

На графике эволюции $\langle E_{\text{mag}} \rangle$ видны пики, соответствующие увеличению средней магнитной энергии (например, в моменты времени $\approx 5T$, $\approx 40T$, $\approx 70T$, $\approx 120T$ для модели SB2). Эти пики имеют квазипериодический характер и соответствуют максимумам средней магнитной энергии, которые связаны с процессами усиления тороидального магнитного поля за счет МРН [38, 73–75]. Будем называть

такие квазипериодические максимумы «выбросами магнитной энергии». Времена достижения больших экстремумов RM , магнитной энергии и α -параметра примерно совпадают. Таким образом, данные указывают на приблизительное соответствие низкочастотных квазипериодических осцилляций для величин усредненной меры вращения и средней магнитной энергии.

Максимумы магнитной энергии и α -параметра более значительны по величине для модели с более низким значением параметра β_0 и более высоким значением величины начальной усредненной магнитной энергии (SB2), чем для модели SB3. Амплитуды и периоды низкочастотных и высокочастотных осцилляций усредненной меры вращения для моделей SB3 и SB2 имеют примерно одну и ту же величину.

На рис. 2 показана зависимость от высоты и от времени горизонтально усредненного компонента магнитного поля $\overline{B}_y$ для модели SB3. Видны квазипериодические осцилляции $\overline{B}_y$ с характерным периодом $\approx 10T$, которые соответствуют динамо-эффекту в диске [71, 76] и выбросам магнитной энергии. Аналогичные осцилляции с тем же характерным периодом видны также и в модели SB2. Развитие

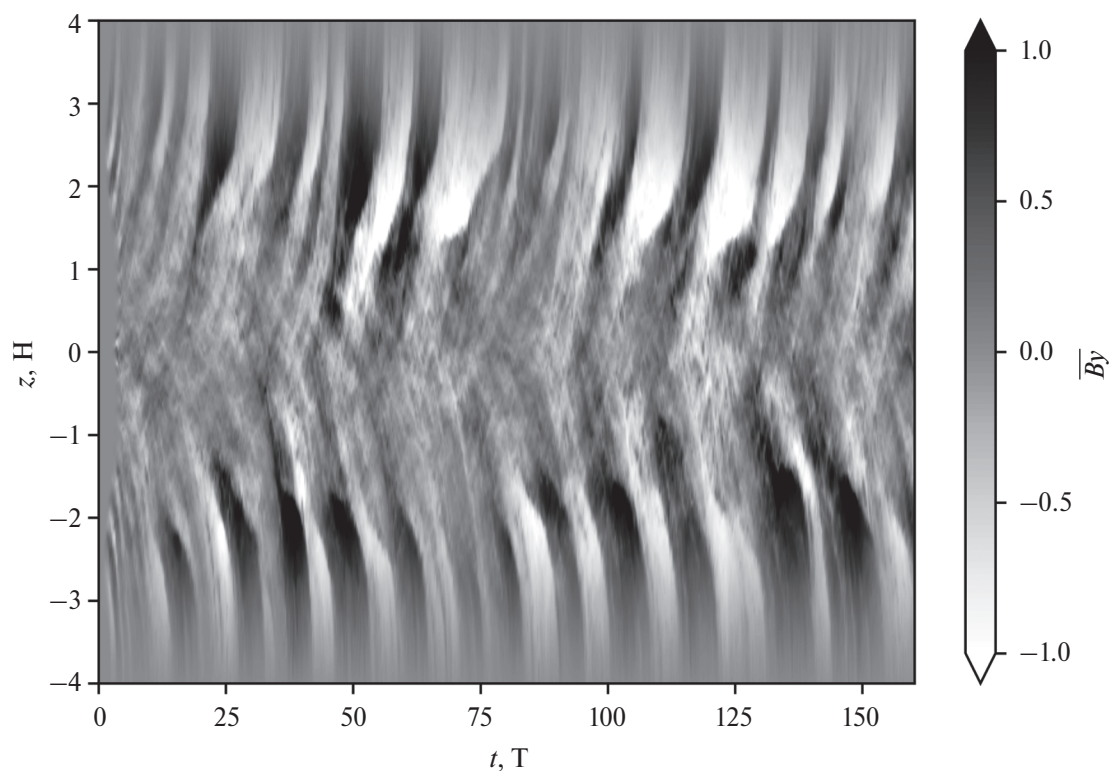


Рис. 2. Зависимость от высоты и от времени горизонтально усредненного компонента магнитного поля $\overline{B}_y$ для модели SB3.

динамо-эффекта типично для локальных моделей диска с высокими значениями плазменного параметра β и соответствует результатам, полученным в работах других авторов [53, 71, 77, 78].

Представляет интерес вопрос о том, каким образом формируется структура высокочастотных осцилляций усредненной меры вращения. Для решения этого вопроса необходимо определить, какие пространственные области вносят наибольший вклад в усредненную меру вращения и какие физические процессы происходят в этих выделенных областях.

4. МЕЛКОМАСШТАБНАЯ «ТОНКАЯ СТРУКТУРА» УСРЕДНЕННОЙ МЕРЫ ВРАЩЕНИЯ

Усредненная мера вращения имеет большое количество пиков (положительных и отрицательных экстремумов), которые связаны с высокочастотными осцилляциями около нуля с периодом $\lesssim T$ в течение всего расчета (см. рис. 1). Множество пиков усредненной меры вращения на малых временных масштабах можно считать ее «тонкой структурой». Видны корреляции между амплитудой осцилляций RM и величиной средней магнитной энергии, то есть

временные интервалы с высокими и низкими значениями магнитной энергии приблизительно совпадают с интервалами, на которых осцилляции усредненной меры вращения имеют высокую и близкую к нулю амплитуду соответственно. Можно предположить, что крупномасштабные процессы в диске, которые приводят к увеличению средней магнитной энергии, также приводят к возрастанию абсолютной величины усредненной меры вращения.

Усредненное значение меры вращения определяется двумерным распределением меры вращения (рассчитанной вдоль вертикальных лучей зрения) в плоскости (X, Y) . Так как мера вращения может принимать как положительные, так и отрицательные значения, распределения меры вращения в плоскости (X, Y) должны отличаться для моментов времени, соответствующих локальным экстремумам RM и значениям RM , близким к нулю (можно ожидать, что для таких моментов времени распределения меры вращения будут асимметричными или симметричными относительно нуля соответственно).

Для исследования вопроса о том, каким образом формируется «тонкая структура» усредненной меры вращения, рассмотрим 2D распределения меры вращения и магнитной энергии в моменты времени,

соответствующие достаточно большим положительным и отрицательным экстремумам меры вращения (обозначим такие моменты времени как t_{extr}), и в моменты времени, в окрестностях которых $RM \approx 0$ (обозначим такие моменты времени как t_{zero}). Для каждой из моделей рассматриваются три момента времени, соответствующие локальному максимуму меры вращения ($RM > 0$, $t_{\text{max1}} = 120.5T$ для модели SB3, $t_{\text{max2}} = 124.75T$ для модели SB2), локальному минимуму меры вращения ($RM < 0$, $t_{\text{min1}} = 59.25T$ для модели SB3, $t_{\text{min2}} = 39.0T$ для модели SB2), а также значению меры вращения, близкому к нулю ($RM \approx 0$, $t_{\text{zero1}} = 80.0T$ для модели SB3, $t_{\text{zero2}} = 95.25T$ для модели SB2). Указанные моменты времени выбирались таким образом, чтобы максимумы и минимумы меры вращения были явно выраженными и были близки к наибольшим положительным и отрицательным значениям меры вращения на всем временном интервале, соответствующем квазистационарному режиму, $\approx (10 - 160)T$. Моменты времени, соответствующие близким к нулю значениям меры вращения, выбирались так, чтобы осцилляции меры вращения были малы в окрестностях этих моментов времени (например, такие моменты времени могут лежать в интервале $(80 - 110)T$ для модели SB3). Выбранные моменты времени обозначим как $\tilde{t}_{\text{extr}}$ (для моментов времени, соответствующих экстремумам RM) и $\tilde{t}_{\text{zero}}$ (для моментов времени, соответствующих близким к нулю значениям RM). Как будет показано в дальнейшем, 2D распределения меры вращения, а также магнитной энергии, для моментов времени, соответствующих положительным и отрицательным экстремумам меры вращения, сходны между собой на качественном уровне (образуются диагональные структуры, сходные по размерам и значениям величин).

На рис. 3 приведены 2D распределения меры вращения (вверху) и магнитной энергии $\tilde{E}_{\text{mag}}$ (внизу), просуммированной вдоль вертикальных лучей зрения, в плоскости (X, Y) для трех указанных выше моментов времени для модели SB3. В плоскости (X, Y) образуются пространственные структуры с высокими абсолютными значениями магнитной энергии $\tilde{E}_{\text{mag}}$ и меры вращения, вытянутые в диагональном направлении. Диагональное направление структур связано со сдвигом компонента скорости v_y . Структуры выражены более явно и имеют большую амплитуду для моментов времени $\tilde{t}_{\text{extr}}$ по сравнению с моментами времени $\tilde{t}_{\text{zero}}$.

На рис. 4 приведены гистограммы для 2D распределений меры вращения для трех выбранных

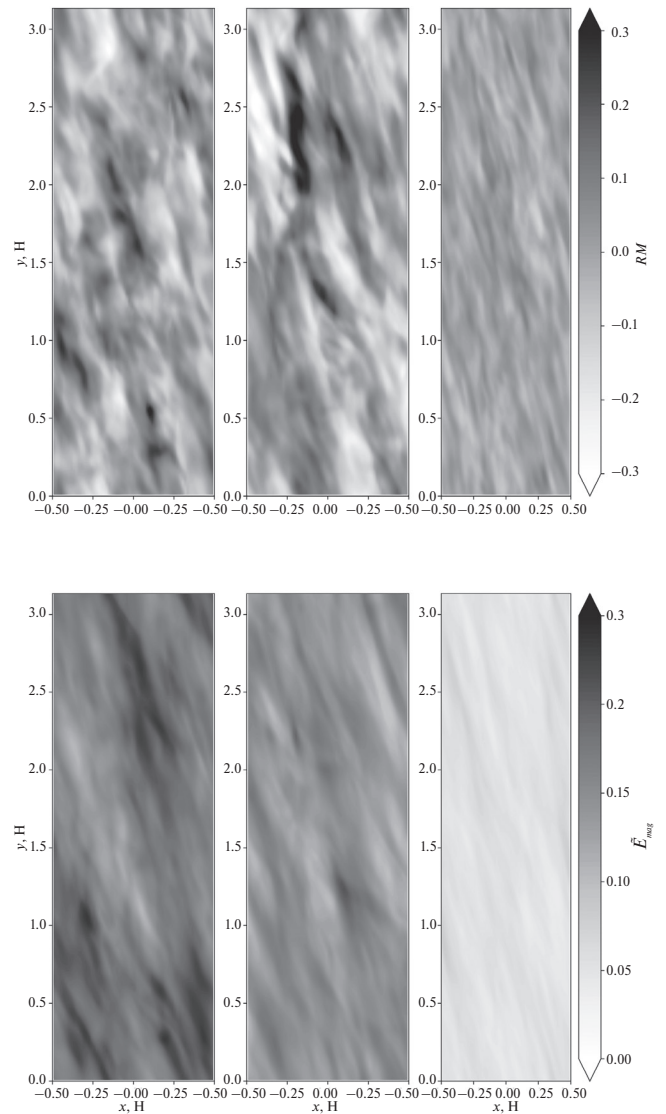


Рис. 3. 2D распределения RM_{XY} (верхний ряд) и магнитной энергии $\tilde{E}_{\text{mag}}$ (нижний ряд) в плоскости (X, Y) для трех моментов времени, соответствующих максимуму RM (слева), минимуму RM (в центре) и близкому к нулю значению RM (справа) для модели SB3.

моментов времени для моделей SB3 и SB2. Стандартное отклонение меры вращения выше для моментов времени $\tilde{t}_{\text{extr}}$, чем для моментов времени $\tilde{t}_{\text{zero}}$, и выше для модели SB2, чем для модели SB3. Распределения меры вращения симметричны для моментов времени $\tilde{t}_{\text{zero}}$ и имеют небольшую асимметрию для моментов времени $\tilde{t}_{\text{extr}}$ для обеих моделей. Это указывает на то, что средние значения RM_{XY} (то есть значения меры вращения, усредненной по объему (RM), эволюция которой приведена на рис. 1) мало отличаются от нуля и малы по сравнению со стандартным отклонением RM_{XY} .

Таблица 1. Средние значения и стандартные отклонения RM_{XY} для трех моментов времени для моделей SB3 и SB2

Момент времени	SB3	SB2
RM (max. RM)	0.0040	0.0078
σ_{RM} (max. RM)	0.084	0.13
RM (min. RM)	−0.0030	−0.0059
σ_{RM} (min. RM)	0.1	0.18
RM (zero RM)	0.00016	−0.00047
σ_{RM} (zero RM)	0.03	0.065

Усредненные в плоскости (X, Y) значения RM_{XY} и значения стандартного отклонения RM_{XY} приведены в табл. 1. Из таблицы видно, что $RM(\tilde{t}_{extr}) \approx 15RM(\tilde{t}_{zero})$, $\sigma_{RM}(\tilde{t}_{extr}) \approx 3\sigma_{RM}(\tilde{t}_{zero})$. Для модели SB2 средние значения и стандартные отклонения RM_{XY} примерно в 2 раза выше, чем для модели SB3. Это связано с тем, что модель SB2 имеет более высокую среднюю магнитную энергию компонента поля B_z . Таким образом, средние значения и стандартные отклонения 2D распределений меры вращения сходны для моментов времени, соответствующих положительным и отрицательным экстремумам RM , и значительно отличаются для моментов времени $\tilde{t}_{extr}$ и $\tilde{t}_{zero}$.

В моменты времени t_{extr} образуются знакопеременные структуры меры вращения с высокой амплитудой и большим значением σ_{RM} , которые при усреднении дают достаточно малые положительные или отрицательные величины RM , которые видны как локальные экстремумы на графике зависимости

RM от времени на рис. 1. В моменты времени t_{zero} также видны знакопеременные структуры меры вращения с малыми значениями σ_{RM} , их амплитуды в несколько раз меньше амплитуд структур для моментов времени t_{extr} , при усреднении такие структуры дают близкую к нулю величину RM .

Свойства 2D распределений магнитной энергии $\tilde{E}_{mag}$ и меры вращения сходны между собой. На рис. 3 показано, что амплитуды диагональных структур $\tilde{E}_{mag}$ значительно выше для моментов времени $\tilde{t}_{extr}$, чем для моментов времени $\tilde{t}_{zero}$.

На рис. 5 приведены гистограммы для 2D распределений $\tilde{E}_{mag}$ для трех выбранных моментов времени для моделей SB3 и SB2. Средние значения и стандартные отклонения $\tilde{E}_{mag}$ в несколько раз выше в моменты времени $\tilde{t}_{extr}$, чем в моменты времени $\tilde{t}_{zero}$ (средние значения и стандартные отклонения $\tilde{E}_{mag}$ приведены в табл. 2). На качественном уровне распределения сходны для обеих моделей. В моменты времени t_{extr} образуются структуры с вы-

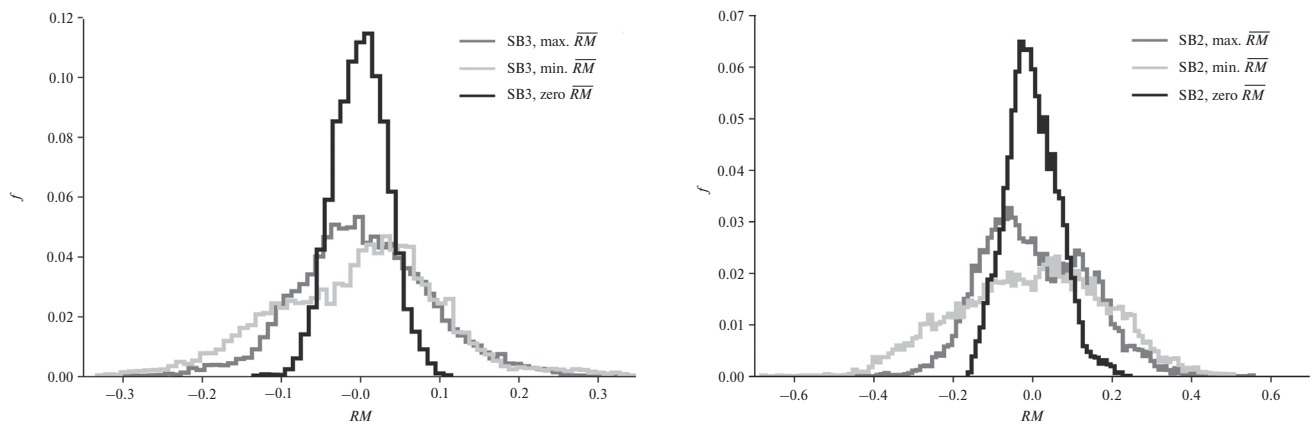
**Рис. 4.** Гистограммы 2D распределений RM_{XY} для трех моментов времени, соответствующих максимуму RM (темно-серые линии), минимуму RM (светло-серые линии) и близкому к нулю значению RM (черные линии) для моделей SB3 (слева) и SB2 (справа).

Таблица 2. Средние значения и стандартные отклонения магнитной энергии $\tilde{E}_{\text{mag}}$ для трех моментов времени для моделей SB3 и SB2

Момент времени	SB3	SB2
$\langle E_{\text{mag}} \rangle$ (max. RM)	0.17	0.27
$\sigma_{E_{\text{mag}}}$ (max. RM)	0.024	0.031
$\langle E_{\text{mag}} \rangle$ (min. RM)	0.14	0.34
$\sigma_{\tilde{E}_{\text{mag}}}$ (min. RM)	0.017	0.044
$\langle E_{\text{mag}} \rangle$ (zero RM)	0.053	0.12
$\sigma_{\tilde{E}_{\text{mag}}}$ (zero RM)	0.0070	0.018

сокими значениями магнитной энергии, которые при усреднении дают большие значения $\langle E_{\text{mag}} \rangle$, которые видны как локальные максимумы на графике зависимости $\langle E_{\text{mag}} \rangle$ от времени на рис. 1.

Таким образом, в моменты времени $\tilde{t}_{\text{extr}}$ флуктуации и средние значения величин RM_{XY} и $\tilde{E}_{\text{mag}}$ значительно возрастают по сравнению с их флуктуациями и средними значениями в моменты времени $\tilde{t}_{\text{zero}}$, и в моменты времени $\tilde{t}_{\text{extr}}$ видны локальные экстремумы усредненных меры вращения и магнитной энергии. В моменты времени, соответствующие локальным экстремумам RM , могут происходить процессы, связанные с выбросами магнитной энергии. Моменты времени, в окрестностях которых значения RM близки к нулю, могут соответствовать слабо возмущенному состоянию плазмы диска, при котором такие процессы не происходят. На это указывают также зависимости RM и $\langle E_{\text{mag}} \rangle$, представленные на рис. 1, значения $RM \approx 0$ соответствуют минимальным значениям магнитной энергии.

Мера вращения определяется произведением плотности на компонент магнитного поля B_z . Проведем оценки уровня флуктуаций плотности в моделях в моменты времени t_{extr} и t_{zero} . На рис. 6 показана структура флуктуаций плотности для модели SB3: зависимость от высоты и от времени горизонтально усредненной плотности $\bar{\rho}$, а также временные эволюции этой величины при трех фиксированных значениях высоты z . Средняя плотность в рассматриваемом фрагменте диска снижается со временем за счет истечения газа через вертикальные границы, но вертикальная структура плотности не меняется значительно со временем. Видны структуры, всплывающие от поверхности диска на большие высоты, связанные с квазипериодическими флуктуациями плотности. Такие флуктуации плотности связаны с развитием потоковых мод [38, 79].

На графиках зависимостей от времени $\bar{\rho}$ при фиксированных значениях высоты z видно, что флуктуации горизонтально усредненной плотности выше в

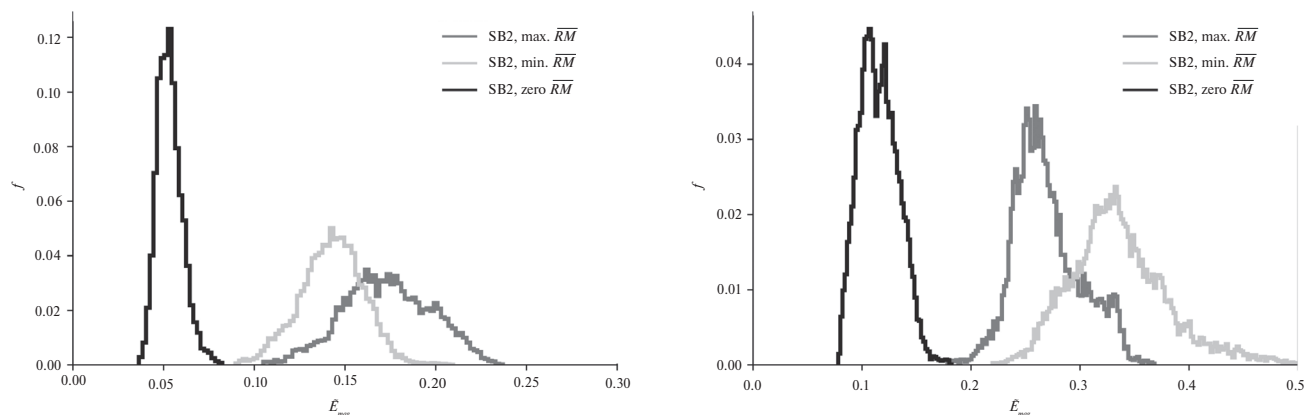


Рис. 5. Гистограммы 2D распределений магнитной энергии $\tilde{E}_{\text{mag}}$ для трех моментов времени, соответствующих максимуму RM (темно-серые линии), минимуму RM (светло-серые линии) и близкому к нулю значению RM (черные линии) для моделей SB3 (слева) и SB2 (справа).

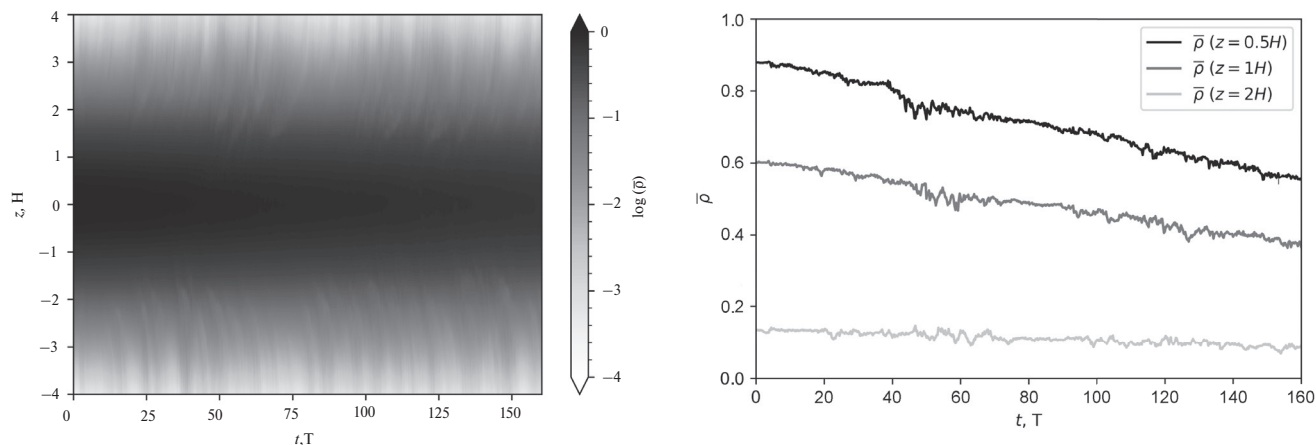


Рис. 6. Зависимость от высоты и от времени горизонтально усредненной плотности $\bar{\rho}$ (слева) и эволюция $\bar{\rho}$ при трех фиксированных значениях высоты z (справа): $z = 0.5H$ (черная линия), $z = 1H$ (темно-серая линия), $z = 2H$ (светло-серая линия) для модели SB3.

моменты времени t_{extr} , чем в моменты времени t_{zero} , величина флуктуаций плотности в моменты времени t_{extr} составляет $\approx 10\%$. Для модели SB2 флуктуации плотности имеют сходную структуру. Если рассмотреть два момента времени с приблизительно одинаковыми флуктуациями B_z в плоскости (X, Y) и с распределениями плотности, отличающимися на 10% , то амплитуды меры вращения для таких распределений будут отличаться приблизительно на 10% . Таким образом, различие амплитуд меры вращения в моменты времени t_{extr} и t_{zero} в 15 раз не может быть связано только с отличием флуктуаций плотности на $\approx 10\%$ в моменты времени t_{extr} и t_{zero} . Это подтверждает предположение о том, что в моменты времени t_{extr} могут происходить процессы, связанные с выбросами и значительными флуктуациями магнитной энергии. На возможность наличия таких процессов указывает также и соответствие времен локальных экстремумов RM временам максимумов усредненной по объему магнитной энергии $\langle E_{\text{mag}} \rangle$ (см. рис. 1). Для выявления таких процессов необходимо провести дополнительный анализ вкладов горизонтальных плоскостей в меру вращения и магнитную энергию. Это позволит выявить наличие выделенных пространственных областей, которые отвечают за увеличение усредненной магнитной энергии в моменты времени t_{extr} , а также определить пространственные и временные масштабы этих областей.

5. ВЕРТИКАЛЬНАЯ СТРУКТУРА МЕРЫ ВРАЩЕНИЯ

Как было показано на рис. 3, мера вращения в плоскости (X, Y) имеет знакопеременную структуру. При этом распределения величин RM_{XY} в плоскости

(X, Y) значительно различаются для моментов времени, соответствующих положительным и отрицательным экстремумам RM и близким к нулю значениям RM . Для исследования вопроса о том, какие пространственные области вносят наибольший вклад в формирование локальных экстремумов усредненной меры вращения, рассмотрим подробнее вертикальную структуру меры вращения.

На рис. 7 показаны 2D распределения плотности в плоскости (Y, Z) в момент времени $t = 80T$ для моделей SB3 и SB2. Плотность максимальна на малых высотах и значительно снижается на больших высотах (в соответствии с вертикальным профилем плотности, для которого плотность экспоненциально падает с высотой). Вертикальная структура плотности остается приблизительно постоянной в течение всего расчета (см. рис. 6) и является сходной для обеих моделей. В областях диска на малых и больших высотах, в которых плотность отличается на 2–3 порядка, величины $\rho B_z(z)$, которые показывают вклад горизонтальной плоскости на высоте z в усредненную меру вращения, могут существенно различаться. Рассмотрим вопрос о том, какие вертикальные области вносят наибольший вклад в RM и о том, выделяются ли пространственные области, отвечающие за образование локальных экстремумов RM .

Рассмотрим зависимость от высоты z вклада отдельных горизонтальных плоскостей (X, Y) в RM . На рис. 8 показаны зависимости от высоты и от времени горизонтально усредненных величин ρB_z и E_{mag} для модели SB3. На левой панели рис. 8 видны квазипериодические осцилляции с большим периодом $((10 - 15)T)$, а также мелкомасштабные осцилляции, распределенные случайным образом по высоте в

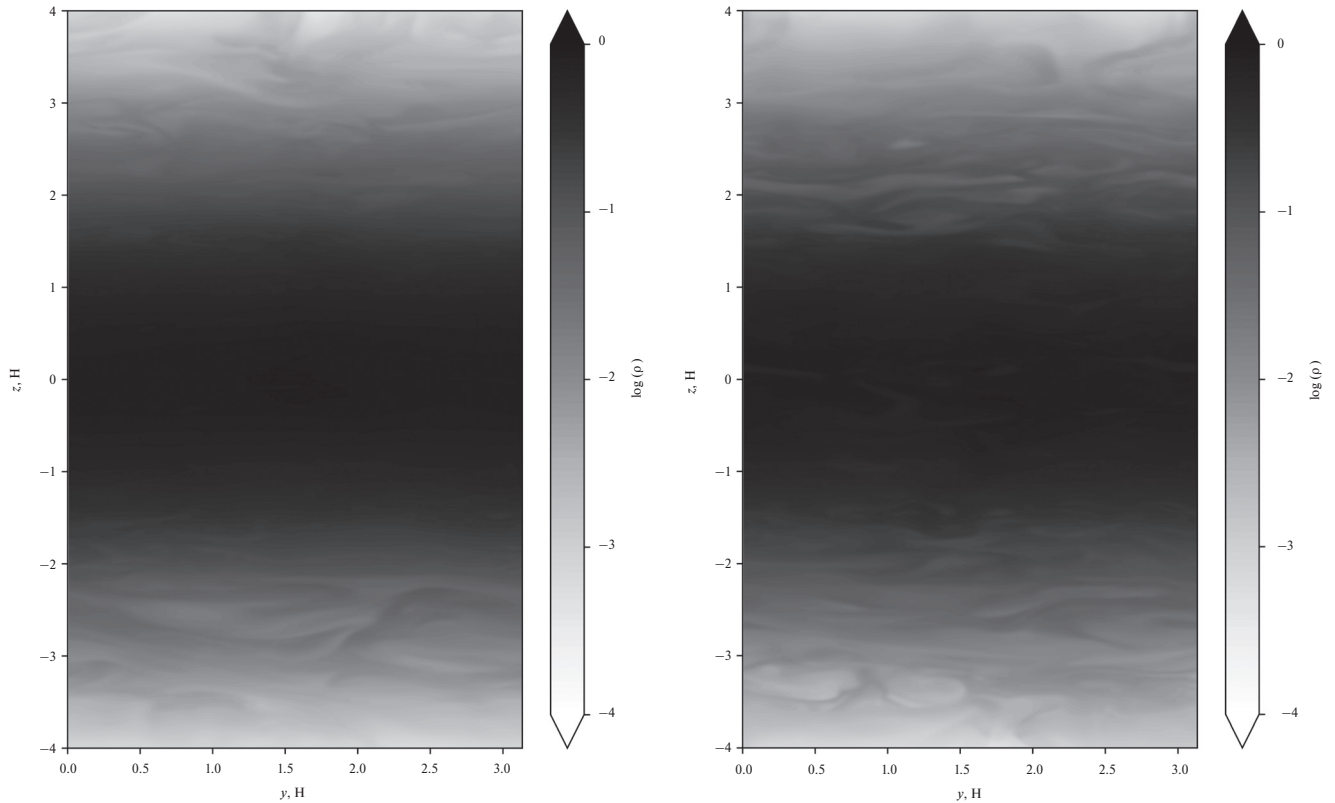


Рис. 7. 2D распределения плотности в плоскости (Y, Z) для момента времени $t = 80T$ для моделей SB3 (слева) и SB2 (справа).

интервале высот $(-2, 2)H$. Мелкомасштабные осцилляции являются знакопеременными и образуют области с положительными и отрицательными значениями величин. Каждая из этих мелкомасштабных структур локализована в определенном интервале высот и имеет время жизни порядка T . На правой панели рис. 8 видны квазипериодические осцилляции с периодом $(10 - 15)T$. Такие осцилляции свя-

заны с динамо-эффектом [71, 80, 81]. Времена, на которых видны локальные максимумы магнитной энергии, соответствуют временам, на которых видны значительные по величине осцилляции $\overline{\rho B_z}$. Мелкомасштабные осцилляции величины $\overline{\rho B_z}$ на высотах $H < |z| < 2H$ могут быть связаны с неустойчивостью Паркера и образованием всплывающих магнитных пузырей [75, 82, 83]. Времена и высоты,

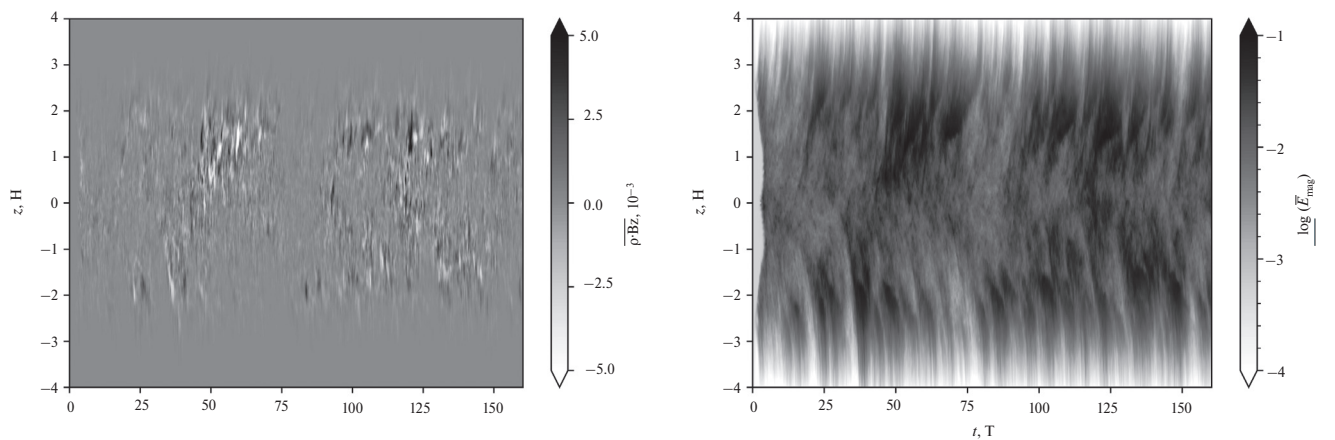


Рис. 8. Зависимости от высоты и от времени величин $\overline{\rho B_z}$ (слева) и $\overline{E_{mag}}$ (справа) для модели SB3.

соответствующие высоким значениям магнитной энергии, коррелируют с временами и высотами, соответствующими значительным мелкомасштабным осцилляциям величины $\overline{\rho B_z}$, но магнитная энергия не несет полную информацию о структуре меры вращения, из анализа распределения магнитной энергии нельзя извлечь информацию о мелкомасштабных знакопеременных осцилляциях. Величина $\overline{\rho B_z}$ несет полную информацию о структуре меры вращения, но при суммировании по высоте эта информация теряется вследствие знакопеременности структур. Но в каждый фиксированный момент времени есть структуры, определяющие значение усредненной меры вращения в данный момент времени. Это наиболее крупные структуры, которые видны в интервале высот $(-2, 2)H$.

Размеры структур в вертикальном направлении составляют $\approx (0.2 - 0.5)H$. На больших высотах также формируются отдельные крупные структуры, размер которых может достигать $\approx H$. Такие крупные структуры являются всплывающими, высота этих структур меняется от $\approx H$ до $\approx 2H$ в течение ≈ 5 оборотов диска. Структуры $\overline{\rho B_z}$ формируются за счет двух основных типов неустойчивостей: МРН и неустойчивость Паркера. МРН может возникать во всех

областях диска, неустойчивость Паркера — в областях диска с достаточно низкими значениями β , в которых магнитное давление сравнимо или больше газового давления [83]. Так как в обеих моделях значение параметра β_0 достаточно велико, то в областях высокой плотности на малых высотах газовое давление должно преобладать над магнитным давлением, и неустойчивость Паркера в областях диска с малыми высотами в рассматриваемых моделях возникать не может. Она может появляться на достаточно больших высотах в областях с низкой плотностью и низкими значениями β и приводит к образованию всплывающих магнитных пузырей. Таким образом, в областях диска с малыми высотами должны присутствовать только осцилляции, связанные с МРН. Образование крупных вертикально протяженных структур на высотах $H < |z| < 2H$ свидетельствует о появлении неустойчивости Паркера и магнитных пузырей в этом интервале высот.

Рассмотрим подробнее вертикальную структуру усредненной меры вращения в моменты времени, соответствующие локальным экстремумам RM и близким к нулю значениям RM . На рис. 9 показаны вертикальные профили горизонтально усредненных величин $\overline{\rho B_z}$ и $\overline{E}_{\text{mag}}$ для трех моментов времени,

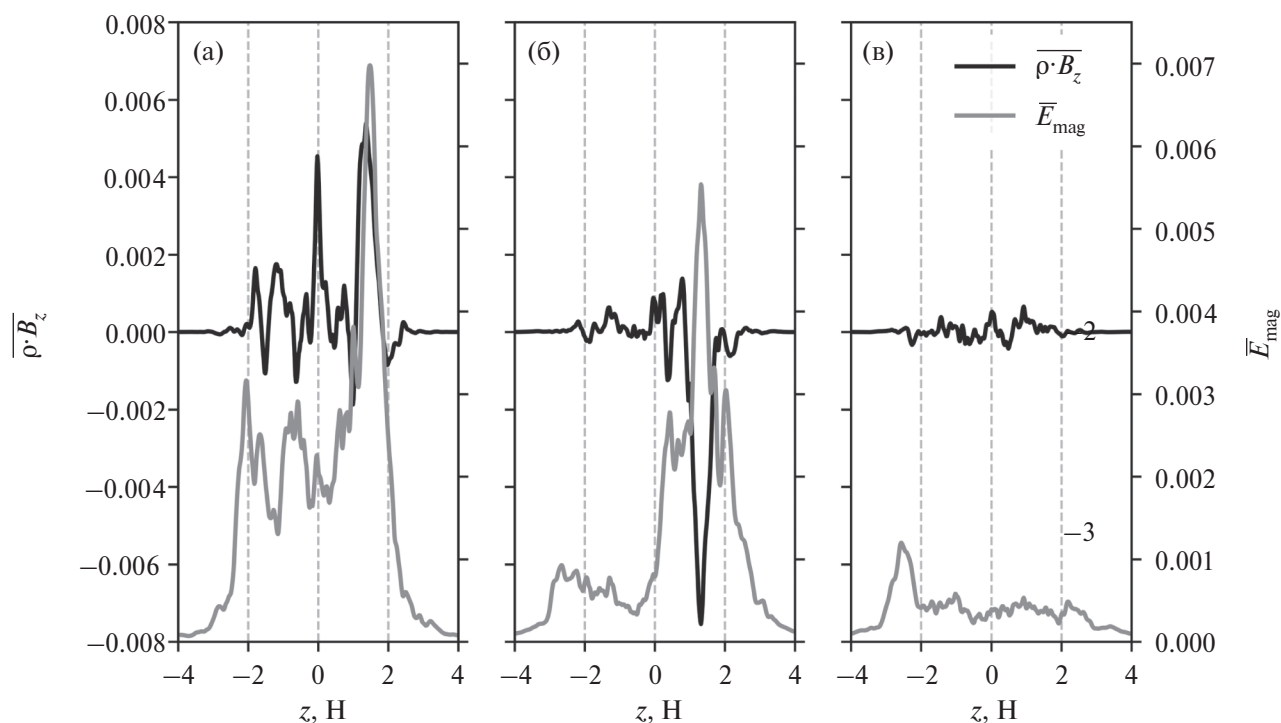


Рис. 9. Вертикальные профили горизонтально усредненных величин $\overline{\rho B_z}$ (черные линии) и $\overline{E}_{\text{mag}}$ (серые линии) для трех моментов времени, соответствующих а) максимуму RM , б) минимуму RM и в) близкому к нулю значению RM для модели SB3.

соответствующих положительному экстремуму меры вращения, отрицательному экстремуму меры вращения и близкому к нулю значению меры вращения для модели SB3. В моменты времени, соответствующие локальным экстремумам RM , видны локальные экстремумы величины ρB_z на отдельных высотах z , которые дают основной вклад в величину RM . Например, локальные экстремумы величины ρB_z , дающие основной вклад в RM , видны на рис. 9 на высотах $z \approx 0$, $z \approx 1.5H$ и $z \approx 1.5H$ для моментов времени, соответствующих положительному и отрицательному экстремуму меры вращения. В моменты времени, соответствующие близким к нулю значениям RM , такие локальные экстремумы величины ρB_z отсутствуют, и значения ρB_z достаточно малы на всех высотах z .

На рис. 9 для моментов времени $\tilde{t}_{\text{ext}}$ на высотах, соответствующих экстремумам ρB_z , видны также максимумы горизонтально усредненной магнитной энергии; для моментов времени $\tilde{t}_{\text{zero}}$ магнитная энергия достаточно мала на всех высотах z . Таким образом, горизонтальные плоскости, дающие значительный вклад в усредненную меру вращения, который отвечает за формирование локального экстремума RM , соответствуют горизонтальным плоскостям, дающим значительный вклад в магнитную энергию. Такие плоскости находятся в интервале высот $(-2, 2)H$. В этом интервале высот формируются осцилляции, связанные с МРН (в областях с малыми высотами) и осцилляции, связанные с неустойчивостью Паркера и образованием магнитных пузырей (в областях с высотами $H < |z| < 2H$). Оба типа осцилляций могут давать существенный вклад в RM и отвечать за формирование экстремумов RM .

Следует отметить, что во временном интервале, соответствующем осцилляциям RM с высокой амплитудой, для любого момента времени присутствуют крупные структуры ρB_z на нескольких отдельных высотах. Это верно, например, для моментов времени в окрестности t_{ext} , в которых мера вращения близка к нулю (то есть мера вращения близка к нулю вследствие того, что крупные структуры ρB_z с положительными и отрицательными знаками компенсируют друг друга). Высоты, на которых видны крупные структуры ρB_z , соответствуют высотам, на которых усредненная магнитная энергия велика. Интервалы времени с большими амплитудами осцилляций RM соответствуют состоянию диска, при котором происходят значительные выбросы магнитной энергии, связанные с динамо-эффектом. Для моментов времени, в окрестностях которых значения RM близки к нулю, величины ρB_z и усредненной магнитной энергии малы на всех высотах,

то есть такие временные интервалы соответствуют состоянию диска, при котором выбросы магнитной энергии отсутствуют.

Таким образом, высокочастотные осцилляции меры вращения формируются за счет мелкомасштабных знакопеременных осцилляций величины ρB_z , которые образуют структуры, локализованные во времени и в пространстве (см. рис. 8). Их характерный пространственный размер составляет $\approx (0.2 - 0.5)H$, время жизни $\sim T$. Образование этих структур связано с неустойчивостями МРН и Паркера. Эти осциллирующие структуры пространственно коррелируют с областями с высокой горизонтально усредненной магнитной энергией. В таких областях образуются структуры с размерами $\sim 2H$ и периодом $(10 - 15)T$, которые связаны с динамо-эффектом (см. рис. 8). Основной вклад в локальные экстремумы RM дают мелкомасштабные структуры ρB_z на нескольких отдельных высотах z , которые находятся в интервале высот $(-2, 2)H$. Они распространяются в вертикальном направлении и связаны с переносом магнитной энергии и вещества на большие высоты до $(1.5 - 2)H$. Давать основной вклад могут как осцилляции, связанные с МРН, так и осцилляции, связанные с неустойчивостью Паркера и образованием магнитных пузырей. Оба типа неустойчивостей дают сравнимые вклады в формирование экстремумов, то есть ни один из типов неустойчивостей не является доминирующим.

Оценим физические размеры структур ρB_z , которые в пределах характерной высоты диска H являются мелкомасштабными. Код Pluto работает с безразмерными единицами, но они могут быть преобразованы в физические единицы. Для этого в коде вводится нормировка, которая определяет характерные масштабы задачи. Она задана таким образом, что для единицы характерной высоты H мы получаем размер $\approx 1.5 \times 10^{13}$ см в физических единицах. Поэтому структуры ρB_z могут иметь размеры порядка $(1 - 5) \times 10^{12}$ см, это составляет $\approx 0.1\%$ характерного размера протопланетного диска $\approx 10^{15}$ см [84].

6. ВОЗМОЖНОСТЬ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ОЦЕНКИ ПЕРИОДА ДИНАМО-ЭФФЕКТА

Полученные результаты могут быть применены для оценки периода динамо-эффекта в реальных аккреционных дисках. Приведенный выше анализ пространственных распределений и вертикальной структуры меры вращения и магнитной энергии показывает, что существуют локальные корреляции между $|RM|$ и магнитной энергией. Из этого следует, что квазипериодические увеличения магнитной

энергии, связанные с динамо-эффектом, соответствуют увеличению амплитуды осцилляций меры вращения. Спокойное состояние плазмы диска, при котором не происходит выбросов магнитной энергии, соответствует близкой к нулю амплитуде осцилляций меры вращения. Таким образом, период низкочастотных осцилляций меры вращения (рассчитанный по огибающей), приблизительно соответствует периоду динамо-эффекта ($\approx 10T$). Выше было показано, что результаты могут применяться к наблюдениям реальных дисков. Следовательно, существует возможность оценки периода динамо-эффекта на основе измерения временной эволюции меры вращения. Такой результат, позволяющий установить связь между теоретической характеристикой динамо процессов в диске и наблюдательной величиной, получен впервые. Такие эксперименты дают возможность проверки соответствия наблюдаемого источника стандартной модели аккреционного диска. Например, если в эксперименте не будут обнаружены низкочастотные осцилляции меры вращения, это может означать, что в источнике подавлен динамо-эффект (например, вследствие наличия значительного ненулевого вертикального магнитного потока [71]) или то, что параметр сдвига $q = -d \ln \Omega / d \ln r$ в диске отличается от кеплеровского значения [85].

Как было указано выше, стандартная модель диска может применяться к аккреционным дискам различных типов, например, к аккреционным дискам сверхмассивных черных дыр и протопланетным дискам. Мы можем применить модели SB2 и SB3 для различных источников, при этом результаты будут отличаться только нормировкой величин (вопрос о нормировке величин был рассмотрен в разделе 2). Основными объектами исследований аккреционных дисков с помощью современных и будущих телескопов являются источники Sgr A* и M87* [86, 87]. Рассмотрим вопрос о применимости результатов работы к этим источникам. Как было указано выше, будем рассматривать наблюдения в миллиметровом и радиодиапазоне. Для измерения периода динамо-эффекта необходимо время наблюдения t_{obs} порядка нескольких периодов, то есть $t_{\text{obs}} \approx 20T$. Измерения должны проводиться на достаточно большом расстоянии от центра черной дыры, так как модели являются нерелятивистскими. Предположим, что наблюдения проводятся на расстоянии $r_{\text{obs}} = 100R_g$ от центра, где R_g — гравитационный радиус. Будем использовать следующие масштабные коэффициенты: в качестве L_0 выбирается R_g ($R_g = 1.25 \times 10^{12}$ см для Sgr A*, $R_g = 1.93 \times 10^{15}$ см

для M87*); в качестве v_0 — величина L_0 / T_{ref} , где T_{ref} — период вращения диска на радиусе r_{obs} ; в качестве ρ_0 — величина B_{ref}^2 / v_0^2 , где B_{ref} — характерная величина магнитного поля в диске, равная 1 Гс. Тогда для Sgr A* $L_0 = 1.25 \times 10^{12}$ см, $v_0 = 3.38 \times 10^6$ см/с, $\rho_0 = 8.75 \times 10^{-14}$ г/см³; в случае M87* $L_0 = 1.93 \times 10^{15}$ см, $v_0 = 3.39 \times 10^6$ см/с, $\rho_0 = 8.7 \times 10^{-14}$ г/см³. Необходимое время наблюдения t_{obs} составляет ≈ 85 дней для Sgr A* и ≈ 360 лет для M87*. Таким образом, для Sgr A* принципиально возможно проведение измерений меры вращения во фрагменте диска в течение 85 дней, однако для M87* необходимое время наблюдений слишком велико и проведение такого эксперимента не представляется возможным.

Такие наблюдения Sgr A* могут быть проведены, например, с помощью телескопа ngEHT, запуск которого планируется приблизительно в 2030 г. [88]. Разрешение телескопа составит ($\approx 10 \mu\text{as}$ [89], размер изображений будет составлять приблизительно 20×20 пикселей. По результатам наблюдений возможно получение данных об эволюции меры вращения в одном из этих пикселей. Таким образом, существует принципиальная возможность измерения эволюции меры вращения в Sgr A* в будущих наблюдениях ngEHT.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе проведен анализ временной эволюции усредненной меры вращения и ее «тонкой» мелко-масштабной структуры. «Тонкая структура» — это множество пиков усредненной меры вращения на малых временных масштабах. Были проанализированы двумерные распределения в плоскости (X , Y) и вертикальная структура меры вращения и магнитной энергии для трех выбранных моментов времени, соответствующих положительному и отрицательному экстремумам RM и значению усредненной меры вращения, близкому к нулю. Показано, что существует принципиальная возможность проведения эксперимента по измерению эволюции RM в небольшом фрагменте реального диска.

Основные полученные результаты и выводы формулируются следующим образом:

1. Значение усредненной меры вращения определяется пространственным распределением мелко-масштабных знакопеременных структур ρB_z . Вследствие их суммирования величины RM оказываются достаточно малыми и информация о распределении структур теряется. Однако в моменты времени, соответствующие локальным экстремумам

RM , в распределениях $\overline{\rho B_z}$ присутствуют несколько наиболее крупных структур, дающих основной вклад в RM , с характерными пространственными размерами $\approx (0.2 - 0.5)H$ и временами жизни $\sim T$. Они связаны с двумя типами неустойчивостей (МРН и Паркера), ни один из которых не является доминирующим. Локальные значения $\overline{\rho B_z}$ коррелируют с локальными значениями горизонтально усредненной магнитной энергии $\overline{E}_{\text{mag}}(z)$.

2. Временные интервалы в окрестностях t_{extr} , в которых происходят осцилляции RM с высокой амплитудой, связаны с квазипериодическими крупномасштабными выбросами усредненной магнитной энергии вследствие динамо-эффекта. Это подтверждается наличием крупных локальных структур $\overline{\rho B_z}$ и $\overline{E}_{\text{mag}}(z)$. В окрестностях t_{zero} величины $\overline{\rho B_z}$ и $\overline{E}_{\text{mag}}(z)$ малы на всех высотах z , это указывает на состояние диска, при котором усредненная магнитная энергия мала и ее выбросы отсутствуют. Таким образом, амплитуда осцилляций меры вращения дает информацию о величине усредненной магнитной энергии в диске. Из этого следует, что измерения меры вращения в течение достаточно продолжительного временного интервала позволяют оценить период динамо-эффекта.

3. Измерение меры вращения в локальном участке диска принципиально возможно, например, с помощью телескопа ngEHT. Для проведения экспериментов с целью оценки периода динамо-эффекта минимальное необходимое время наблюдений для источников Sgr A* и M87*, представляющих наибольший интерес, можно оценить как ≈ 85 дней и ≈ 360 лет соответственно. Из этого следует, что экспериментальная проверка полученных результатов возможна для Sgr A*, но неосуществима для M87*. Полученные результаты могут применяться не только к аккреционным дискам сверхмассивных черных дыр, но и к дискам других типов, например, протопланетным дискам.

Применимость результатов работы к наблюдениям ограничивается рассмотренной стандартной моделью диска с конфигурацией магнитного поля с нулевым вертикальным потоком. Представляет интерес исследование структуры меры вращения также в случае конфигурации магнитного поля с ненулевым вертикальным потоком, так как в этом случае величина поля может влиять на период динамо-эффекта при достаточно большом вертикальном потоке [71]. Такая конфигурация поля будет исследована в дальнейшей работе.

Также следует отметить, что в работе RM рассматривается как простой интеграл величины $B_z \rho$ вдоль луча зрения. Такое рассмотрение является упрощенным. В экспериментальных работах меру вращения измеряют с помощью более сложных методов RM синтеза [90, 91]. Для более корректного сравнения результатов работы с наблюдательными данными необходимо моделирование синтетических наблюдений RM , которое включает в себя применение методов RM синтеза и учет технических характеристик реальных телескопов. Проведение такого моделирования выходит за рамки этой работы и планируется в будущих работах.

В работе было показано, что структуры $\overline{\rho B_z}$ связаны с неустойчивостями МРН и Паркера. Это соответствует теоретическим работам по исследованию этих двух типов неустойчивостей в аккреционном диске и их связи с динамо-эффектом [83]. Однако не был предложен метод, позволяющий надежно идентифицировать тип неустойчивости в произвольном заданном фрагменте диска. Исследования возможности предложить такой метод предполагают более подробный статистический анализ структур, который выходит за рамки работы. Этот вопрос также является целью будущих работ.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают признательность Е. О. Васильеву за помощь в постановке задачи, полезное обсуждение результатов и помощь в подготовке рукописи.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. N. I. Shakura and R. A. Sunyaev, *Astron. and Astrophys.* 24, 337 (1973).
2. D. Lynden-Bell and J. E. Pringle, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 168, 603 (1974).
3. S. A. Balbus and J. F. Hawley, *Rev. Modern Physics* 70(1), 1 (1998).
4. M. C. Begelman, N. Scepi, and J. Dexter, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 511(2), 2040 (2022).
5. B. R. Ryan, C. F. Gammie, S. Fromang, and P. Kestener, 840(1), id. 6 (2017).
6. U. Das, M. C. Begelman, and G. Lesur, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 473(2), 2791 (2018).
7. S. A. Balbus and J. F. Hawley, 376, 214 (1991).
8. J. F. Hawley and S. A. Balbus, 376, 223 (1991).
9. E. P. Velikhov, *JETP* 9, 995 (1959).
10. S. Chandrasekhar, *Proc. Nat. Acad. Sci. USA* 46(2), 253 (1960).

11. J. C. McKinney, A. Tchekhovskoy, and R. D. Blandford, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 423(4), 3083 (2012).
12. M. D. Marshall, M. J. Avara, and J. C. McKinney, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 478(2), 1837 (2018).
13. R. Wielebinski, *J. Astron. History and Heritage* 15(2), 76 (2012).
14. C. Y. Kuo, K. Asada, R. Rao, M. Nakamura, et al., *Astrophys. J. Letters* 783(2), id. L33 (2014).
15. Y.-P. Li, F. Yuan, and F.-G. Xie, 830(2), id. 78 (2016).
16. A. Ricarte, B. S. Prather, G. N. Wong, R. Narayan, C. Gammie, and M. D. Johnson, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 498(4), 5468 (2020).
17. F. Govoni, K. Dolag, M. Murgia, L. Feretti, et al., *Astron. and Astrophys.* 522, id. A105 (2010).
18. G. B. Taylor, J. Ge, and C. P. O'Dea, *Astron. J.* 110, 522 (1995).
19. J. L. Han, R. N. Manchester, W. van Straten, and P. Demorest, *Astrophys. J. Suppl.* 234(1), id. 11 (2018).
20. J. M. Weisberg, J. M. Cordes, B. Kuan, K. E. Devine, J. T. Green, and D. C. Backer, *Astrophys. J. Suppl.* 150(1), 317 (2004).
21. C. L. Van Eck, J. C. Brown, A. Ordog, R. Kothes, et al., *Astrophys. J. Suppl.* 253(2), id. 48 (2021).
22. N. C. Raycheva, M. Haverkorn, S. Ideguchi, J. M. Stil, et al., *Astron. and Astrophys.* 663, id. A170 (2022).
23. R. T. Zavala and G. B. Taylor, 566(1), L9 (2002).
24. J. Park, K. Hada, M. Kino, M. Nakamura, H. Ro, and S. Trippie, 871(2), id. 257 (2019).
25. F. Yuan, H. Wang, and H. Yang, 924(2), id. 124 (2022).
26. R. D. Nan, H. Y. Zhang, D. C. Gabuzda, J. S. Ping, R. T. Schilizzi, W. W. Tian, and M. Inoue, *Astron. and Astrophys.* 357, 891 (2000).
27. G. C. Bower, M. C. H. Wright, H. Falcke, and D. C. Backer, 588(1), 331 (2003).
28. D. P. Marrone, J. M. Moran, J.-H. Zhao, and R. Rao, 654(1), L57 (2007).
29. J.-Y. Kim, T. P. Krichbaum, A. P. Marscher, S. G. Jorstad, et al., *Astron. and Astrophys.* 622, id. A196 (2019).
30. R. L. Plambeck, G. C. Bower, R. Rao, D. P. Marrone, et al., 797(1), id. 66 (2014).
31. M. Wielgus, S. Issaoun, I. Marti-Vidal, R. Emami, M. Mosci-brodzka, C. D. Brinkerink, C. Goddi, and E. Fomalont, *Astron. and Astrophys.* 682, id. A97 (2024).
32. M. Villenave, F. Ménard, W. R. F. Dent, G. Duchêne, et al., *Astron. and Astrophys.* 642, id. A164 (2020).
33. J. Hashimoto, T. Muto, R. Dong, Y. Hasegawa, N. van der Marel, M. Tamura, M. Takami, and M. Momose, 908(2), id. 250 (2021).
34. F. Louvet, C. Dougados, S. Cabrit, A. Hales, et al., *Astron. and Astrophys.* 596, id. A88 (2016).
35. T.-H. Hsieh, N. Hirano, A. Belloche, C.-F. Lee, Y. Aso, and S.-P. Lai, 871(1), id. 100 (2019).
36. S. Richling and H. W. Yorke, 539(1), 258 (2000).
37. A. A. Boyarchuk, B. M. Shustov, I. S. Savanov, M. E. Sachkov, et al., *Astron. Rep.* 60(1), 1 (2016).
38. Y. Io and T. K. Suzuki, 780(1), id. 46 (2014).
39. C. J. Bambi, E. Quataert, and M. W. Kunz, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 527(2), 2895 (2024).
40. T. K. Suzuki, M. Ogihara, A. Morbidelli, A. Crida, and T. Guillot, *Astron. and Astrophys.* 596, id. A74 (2016).
41. P. C. Tribble, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 250, 726 (1991).
42. J. A. Eilek, *Astron. J.* 98, 244 (1989).
43. J. A. Eilek, *Astron. J.* 98, 256 (1989).
44. M. S. Nakwacki, G. Kowal, R. Santos-Lima, E. M. de Gouveia Dal Pino, and D. A. Falceta-Gonçalves, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 455(4), 3702 (2016).
45. R. Santos-Lima, E. M. de Gouveia Dal Pino, D. A. Falceta-Gonçalves, M. S. Nakwacki, and G. Kowal, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 465(4), 4866 (2017).
46. A. Y. L. On, J. Y. H. Chan, K. Wu, C. J. Saxton, and L. van Driel-Gesztelyi, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 490(2), 1697 (2019).
47. H. N. Latter, S. Fromang, and O. Gressel, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 406(2), 848 (2010).
48. J. F. Hawley, S. A. Richers, X. Guan, and J. H. Krolik, 772(2), id. 102 (2013).
49. G. Lesur and P.-Y. Longaretti, *Astron. and Astrophys.* 504(2), 309 (2009).
50. K. Hirai, Y. Katoh, N. Terada, and S. Kawai, 853(2), id. 174 (2018).
51. A. Riols, F. Rincon, C. Cossu, G. Lesur, G. I. Ogilvie, and P.-Y. Longaretti, *Astron. and Astrophys.* 598, id. A87 (2017).
52. J. D. Hogg and C. S. Reynolds, 861(1), id. 24 (2018).
53. P. Dhang and P. Sharma, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 482(1), 848 (2019).
54. J. F. Hawley, C. F. Gammie, and S. A. Balbus, 440, 742 (1995).
55. G. Bodo, F. Cattaneo, A. Mignone, and P. Rossi, *Astrophys. J. Letters* 787(1), id. L13 (2014).
56. A. Mignone, G. Bodo, S. Massaglia, T. Matsakos, O. Tesileanu, C. Zanni, and A. Ferrari, *Astrophys. J. Suppl.* 170(1), 228 (2007).
57. L. E. Held and G. Mamatsashvili, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 517(2), 2309 (2022).
58. G. Bodo, F. Cattaneo, A. Mignone, and P. Rossi, 761(2), id. 116 (2012).
59. A. S. Hales, S. Pérez, C. Gonzalez-Ruilova, L. A. Cieza, et al., 900(1), id. 7 (2020).
60. F. Bacchini, L. Arzamasskiy, V. Zhdankin, G. R. Werner, M. C. Begelman, and D. A. Uzdensky, 938(1), id. 86 (2022).
61. Y.-F. Jiang, S. W. Davis, and J. M. Stone, 827(1), id. 10 (2016).
62. Y.-X. Chen, Y.-F. Jiang, J. Goodman, and E. C. Ostriker, 948(2), id. 120 (2023).
63. F. Pucci, K. Tomida, J. Stone, S. Takasao, H. Ji, and S. Okamura, 907(1), id. 13 (2021).

64. *R. Yellin-Bergovoy, O. M. Umurhan, and E. Heifetz*, *Geophys. and Astrophys. Fluid Dyn.* 115(5-6), 674 (2021).
65. *J. B. Simon, G. Lesur, M. W. Kunz, and P. J. Armitage*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 454(1), 1117 (2015).
66. *K. A. Sorathia, C. S. Reynolds, J. M. Stone, and K. Beckwith*, 749(2), id. 189 (2012).
67. *D. W. Pesce, D. C. M. Palumbo, R. Narayan, L. Blackburn, et al.*, 923(2), id. 260 (2021).
68. *K. I. Öberg, V. V. Guzmán, C. Walsh, Y. Aikawa, et al.*, *Astrophys. J. Suppl.* 257(1), id. 1 (2021).
69. *T. Tsukagoshi, H. Nomura, T. Muto, R. Kawabe, et al.*, 928(1), id. 49 (2022).
70. *M. Ansdell, J. P. Williams, L. Trapman, S. E. van Terwisga, et al.*, 859(1), id. 21 (2018).
71. *X.-N. Bai and J. M. Stone*, 767(1), id. 30 (2013).
72. *J. M. Stone, J. F. Hawley, C. F. Gammie, and S. A. Balbus*, 463, 656 (1996).
73. *K. Sai, Y. Katoh, N. Terada, and T. Ono*, 767(2), id. 165 (2013).
74. *M. C. Begelman and J. E. Pringle*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 375(3), 1070 (2007).
75. *K. A. Miller and J. M. Stone*, 534(1), 398 (2000).
76. *O. Gressel*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 405(1), 41 (2010).
77. *O. Gressel and M. E. Pessah*, 810(1), id. 59 (2015).
78. *M. Flock, N. Dzyurkevich, H. Klahr, N. J. Turner, and Th. Henning*, 735(2), id. 122 (2011).
79. *T. K. Suzuki and S. Inutsuka*, *Astrophys. J. Letters* 691(1), L49 (2009).
80. *J. Walker and S. Boldyrev*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 470(3), 2653 (2017).
81. *P. Bhat, F. Ebrahimi, and E. G. Blackman*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 462(1), 818 (2016).
82. *A. E. Dudorov and S. A. Khaibrakhmanov*, *Astron. Astrophys. Trans.* 29(4), 429 (2016).
83. *L. H. S. Kadowaki, E. M. De Gouveia Dal Pino, and J. M. Stone*, 864(1), id. 52 (2018).
84. *J. R. Najita and E. A. Bergin*, 864(2), id. 168 (2018).
85. *F. Nauman and E. G. Blackman*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 446(2), 2102 (2015).
86. *M. D. Johnson, K. Akiyama, L. Blackburn, K. L. Bouman, et al.*, *Galaxies* 11(3), 61 (2023).
87. *V. L. Fish, M. Shea, and K. Akiyama*, *Adv. Space Research* 65(2), 821 (2020).
88. *S. Doeleman, L. Blackburn, J. Dexter, J. L. Gomez, et al.*, *Bull. Amer. Astron. Soc.* 51(7), id. 256 (2019).
89. *A. Chael, M. D. Johnson, and A. Lupsasca*, 918(1), id. 6 (2021).
90. *M. A. Brentjens and A. G. de Bruyn*, *Astron. and Astrophys.* 441(3), 1217 (2005).
91. *G. Heald, in Cosmic Magnetic Fields: From Planets, to Stars and Galaxies, Proc. of the IAU, edited by K. G. Strassmeier, A. G. Kosovichev, J. E. Beckman, IAU Symposium 259, 591 (2009).*

TIME STRUCTURE OF THE AVERAGE ROTATION MEASURE FOR ACCRETION DISK IN SHEARING BOX APPROXIMATION

M. A. Buldakov^{1,*}, A. S. Andrianov¹

¹*Astro Space Center, P. N. Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

^{*}*E-mail: buldakov@phystech.edu*

Temporal structure of the average rotation measure and the evolution of energetic characteristics of accretion disk in a shearing box approximation are considered. The temporal structure of rotation measure consists of both low- and high-frequency alternating sign oscillations. The mechanisms responsible for these oscillations and their connection with the disk dynamo are discussed. The 2D distributions and the vertical structure of rotation measure and magnetic energy are analysed for times corresponding to extrema and close to zero values of rotation measure. It is shown that the extrema of rotation measure are formed on account of several individual turbulent structures with large amplitudes that are related to magnetorotational and Parker instabilities. It is found that the spatial locations of these structures correspond to areas with high local magnetic energy. The possibility of estimating the period of disk dynamo using measurements of rotation measure is discussed. Cases of Sgr A* and M87* are considered.

Keywords: numerical modeling, magnetohydrodynamics, accretion disks, Faraday rotation

ОБНАРУЖЕНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ ЭКЗОПЛАНЕТ НА ТЕЛЕСКОПАХ ГЛОБАЛЬНОЙ СЕТИ МАСТЕР

© 2024 г. В. М. Липунов^{1,2,*}, А. Н. Тарасенков², А. С. Кузнецов², П. В. Балануца^{2,3},
Г. А. Антипов², Я. Ю. Кечин², Н. В. Тюрина², Е. С. Горбовской², Д. Бакли⁴, К. Франсиле⁵,
Ф. Подеста⁵, А. Г. Тлатов⁶, Р. Реболо Лопез⁷, Н. М. Буднев⁸, О. А. Гресс⁸, В. В. Юрков⁹

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

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

³Научно-исследовательский центр Курчатовский институт, Москва, Россия

⁴Южно-Африканская Астрономическая обсерватория (SAAO), Кейптаун, ЮАР

⁵Астрономическая обсерватория Феликса Агилара (OFA),
Национальный университет Сан-Хуана, Аргентина

⁶Главная Астрономическая Обсерватория,
Кисловодская горная астрономическая станция Российской академии наук (КАС ГАО РАН), Кисловодск, Россия

⁷Институт астрофизики Канарских островов (IAC), Ла-Лагуна (Тенерифе), Испания

⁸Иркутский государственный университет, г. Иркутск, Россия

⁹Благовещенский государственный педагогический университет, г. Благовещенск, Россия

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

Поступила в редакцию 14.02.2024

После доработки 17.04.2024 г.

Принята в печать 23.04.2024 г.

В работе представлен разработанный метод для обнаружения экзопланет в архиве изображений, полученных на телескопах Глобальной сети МАСТЕР МГУ с 2002 г. Уникальный архив представляет собой однородные фотометрические данные, полученные за 20 лет для северного (МАСТЕР-Амур, МАСТЕР-Тунка, МАСТЕР-Кисловодск, МАСТЕР-Таврида, MASTER-IAC, MASTER-OAGH) и за 11 лет для южного неба (MASTER-OAFA, MASTER-SAAO). Особенности наблюдения полей ошибок гамма-всплесков на широкопольных телескопах МАСТЕР позволяют детектировать явления транзита и находить экзопланеты в архивных данных. В статье приведены результаты фотометрического анализа кандидата в экзопланеты TESS TOI–3570.01.

Ключевые слова: экзопланеты, транзитный метод, роботизированные телескопы, Глобальная сеть МАСТЕР МГУ

DOI: 10.31857/S0004629924060021 **EDN:** JMOBOK

1. ВВЕДЕНИЕ

С момента обнаружения первых экзопланет [1, 2]) уже обнаружено более 5000 таких объектов¹. Существуют различные методы поиска экзопланет, такие как гравитационное микролинзирование, измерения доплеровских смещений спектральных линий, пульсарный тайминг, транзиты [3–6]. Наибольшее число известных на данный момент экзопланет открыто специализированными космическими миссиями: CoRoT [7], Kepler [8], TESS [9]. Все эти аппараты используют эффективный метод детектирования

внесолнечных планет — фотометрию транзитов. Предложенный еще в эпоху фотографических наблюдений [10, 11], транзитный метод обладает рядом преимуществ. Во-первых, он основан на фотометрических методиках, которые являются достаточно дешевыми и простыми по сравнению со спектроскопическими. Во-вторых, он может быть реализован на широкопольных инструментах, позволяющих проводить мониторинг блеска сотен тысяч звезд одновременно в одной фотометрической системе. Кроме того, он позволяет определить важнейшую характеристику экзопланеты — ее радиус.

¹<https://exoplanetarchive.ipac.caltech.edu/index.html>

С помощью транзитного метода можно исследовать атмосферы экзопланет по результатам многополосной фотометрии [12], изучить активность звезды, анализируя кривую блеска на предмет прохождения планеты по пятнам [13]. Разновидностями транзитного метода является TTV-мониторинг, то есть обнаружение других планет в системе методом тайминга транзитов [14], а также его спектроскопическое приложение — спектроскопия в моменты транзита и вне его на специально приспособленных для этого инструментах, например JWST [15]. Прецизионная фотометрия экзопланетных транзитов позволяет также выявить такие тонкие детали, как несферичность планеты, наличие колец, спутников, «кометного» хвоста от испаряющейся атмосферы [16].

В настоящее время наблюдается тенденция перехода от открытия экзопланет к детальному исследованию их физических характеристик. Для этого используется целый комплекс инструментов, как наземных, так и космических. Но при этом малые фотометрические телескопы не теряют своей актуальности, поскольку для подтверждения экзопланеты нужны многочисленные фотометрические ряды наблюдений.

Особенный интерес для обнаружения экзопланет или определения параметров транзита представляет собой анализ многолетних архивов однородных данных, полученных на широкопольных телескопах, систематически проводящих алертные, инспекционные наблюдения целеуказаний и регулярный обзор неба в одной фотометрической системе, как это реализовано в Глобальной сети телескопов-роботов МАСТЕР [17–24]. Особенности проведения алертных наблюдений МАСТЕРом позволяют детектировать параметры затмений, характерных для явлений транзита экзопланет.

2. ГЛОБАЛЬНАЯ СЕТЬ ТЕЛЕСКОПОВ-РОБОТОВ МАСТЕР

Для обнаружения и исследования астрофизических источников высоких энергий с 2002 г. [25] учеными Московского университета создавалась Глобальная сеть телескопов-роботов МАСТЕР [17–36], ключевыми особенностями которой являются: полная роботизация контроля оборудования и условий наблюдений; программное обеспечение обработки и анализа в режиме реального времени широкопольных изображений, получаемых на идентичном приемном оборудовании, распределенном по земному шару для контроля ближнего

и дальнего космического пространства и возможности сопровождения целеуказания 24 часа в сутки [20, 21]; быстрота наведения по заранее известным координатам (до $30^\circ/\text{с}$ [36]); полная роботизация процесса наблюдений до момента формирования научной публикации для обнаруженных явлений [33–35]. Все телескопы сети МАСТЕР объединены общими целями и задачами [26–31], что позволяет анализировать впоследствии длинные ряды однородных данных, находя среди них транзитные явления [37–39].

На каждой обсерватории Глобальной сети МАСТЕР установлены два широкопольных телескопа оптической системы Гамильтона с полем зрения $2^\circ \times 2^\circ$ каждый и с возможностью разведения и увеличения поля зрения до 8 квадратных градусов. Он оснащен ПЗС-матрицами APOGEE ALTA U16M и фотометром собственной разработки с набором фотометрических (*BVR*, *W*(белый)) и поляризационных фильтров на каждой обсерватории [20]). Такая конструкция позволяет одновременно осуществлять наблюдения одного объекта в двух различных фотометрических полосах в режиме сведенных труб [20, 21] или в разных поляризационных фильтрах [21, 22, 26].

Все эти особенности показали эффективность при исследовании источников гамма-всплесков [22–36], гравитационно-волновых всплесков [23, 30, 31], нейтрино высоких энергий [24], быстрых радиовсплесков [19]. Для гамма-всплесков, регистрируемых детекторами с малым полем зрения SWIFT (до 2020 г. регистрировал порядка 100 всплесков в год), Fermi-LAT (порядка одного события в месяц), Integral и MAXI (несколько штук в год) разработан специальный режим наблюдений до момента захода объекта за горизонт (или восхода Солнца). Такие серии (несколько часов непрерывных наблюдений одной площадки размером 4 квадратных градуса) наблюдений удобно использовать при поиске транзитов экзопланет [39].

Исследования точности фотометрии показали, что в режиме наблюдения без фильтра телескопом МАСТЕР-400 легко обнаруживается транзит глубиной в 1% у звезды $V = 13.5^m$ при экспозициях 180 с (см. рис. 1). В случае наблюдения в фильтрах аналогичная точность достигается для звезд $12 - 12.5^m$.

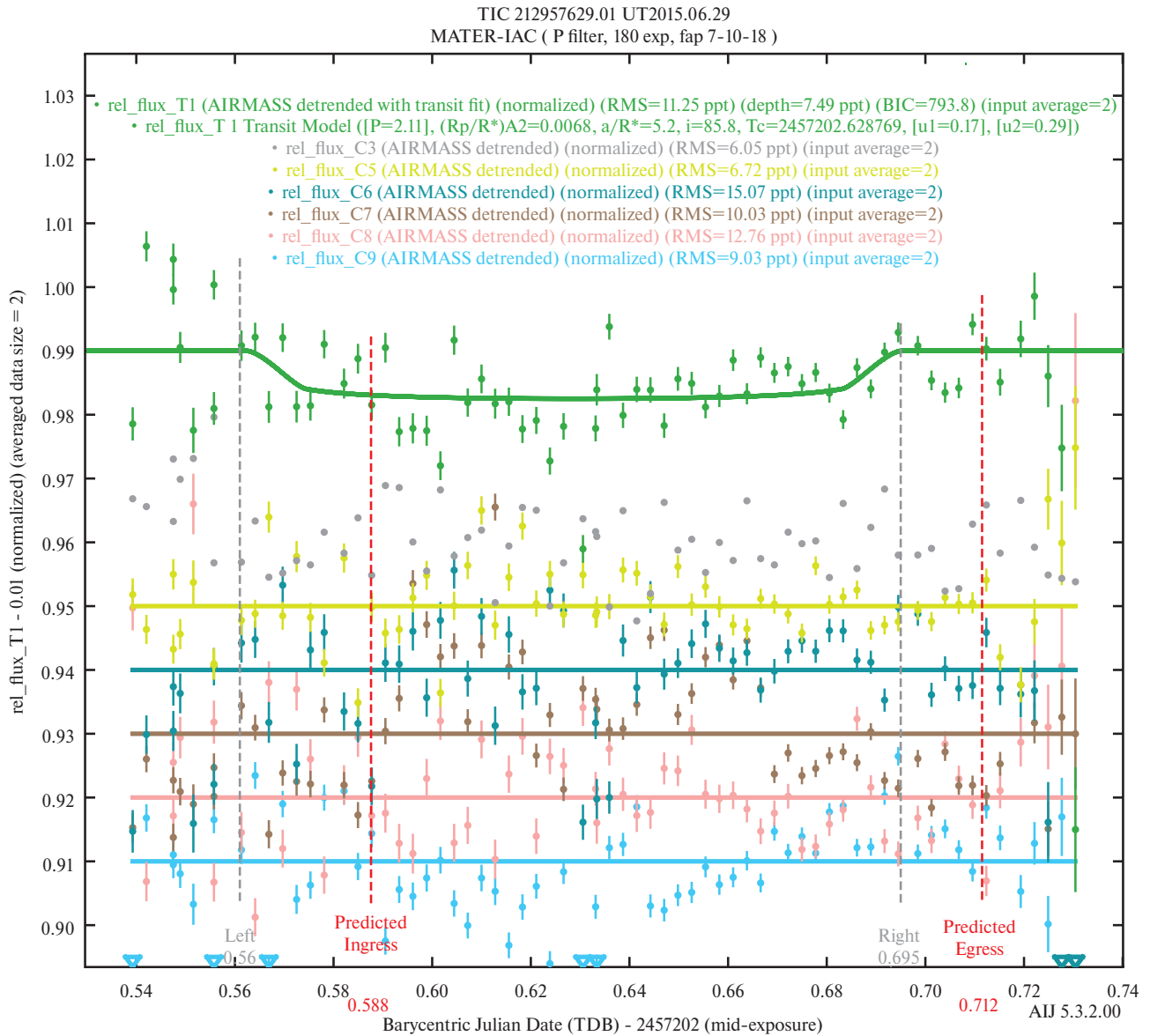


Рис. 1. Кривая блеска TOI–3570.01 в полосе *P* от 29 июня 2015 г., полученная телескопом MASTER-IAC. Длительность экспозиций 180 с, усреднение по две штуки (т. е. 360 с). Зеленые точки — результаты фотометрии, исправленные за поглощение в атмосфере, зеленая кривая показывает модель транзита, построенную программой AstroimageJ. Цветные точки внизу, аппроксимированные прямыми, представляют фотометрию звезд сравнения. Серые вертикальные линии указывают фактические начало и конец транзита, а красные — эфемериды, рассчитанные пакетом Tairi. Полученные из модели характеристики планеты указаны в верхней части рисунка.

3. ПРОГРАММА ПОИСКА И ИССЛЕДОВАНИЯ ЭКЗОПЛАНЕТ МЕТОДОМ ТРАНЗИТА В АРХИВЕ ГЛОБАЛЬНОЙ СЕТИ МАСТЕР

Исследования экзопланет транзитным методом с помощью сети МАСТЕР проводились и ранее. Например, была реализована программа поиска экзопланет на телескопе МАСТЕР-Урал [37, 38]. Она была основана на последовательном наблюдении нескольких площадок на небе с последовательным перенаведением между ними. В результате были

обнаружены два кандидата [38]. Однако подобные программы требуют наблюдений большой длительности и не могут гарантировать открытия сразу после обработки кадров первой наблюдательной кампании.

Поэтому была разработана новая программа по поиску и изучению экзопланет, не требующая проведения наблюдений и, следовательно, не нарушающая выполнение основных задач Сетью МАСТЕР [39, 40]. Она основана на исследовании кадров из

архива сети МАСТЕР. В рамках предложенного метода изучаются плотные ряды наблюдений длительностью несколько часов в одном фильтре. Такой продолжительности достаточно для обнаружения транзита целиком, поскольку транзит экзопланеты обычно длится от десятков минут до нескольких часов. Архив Сети МАСТЕР содержит сотни подобных рядов, полученных более чем за 20 лет работы сети. Представленная программа состоит из двух основных частей: исследования известных кандидатов в транзитные экзопланеты и поиска новых экзопланет.

3.1. Исследования известных кандидатов в архиве МАСТЕРа

В настоящее время накоплено достаточно большое количество кандидатов в транзитные экзопланеты, обнаруженных космическими миссиями Kepler и TESS [8, 9]. Для их подтверждения или опровержения требуются в том числе длительные ряды фотометрических наблюдений транзитов. Обычно их получают путем наблюдения звезд-кандидатов на малых телескопах во время предполагаемого транзита [41]. В настоящем исследовании фотометрические ряды извлекаются из архива Глобальной сети МАСТЕР, специальных наблюдений не требуется. Получение кадров производится по следующему алгоритму:

1) Исследуется архив Глобальной сети МАСТЕР [40]. Отбираются площадки, которые наблюдались роботом-телескопом непрерывно длительное время (несколько часов и более [21, 32, 36]). Предпочтение отдается многоцветным одновременным рядам данных [22, 24].

2) Из каталога кандидатов в транзитные экзопланеты отбираются объекты, попадающие в площадку размером $2^\circ \times 2^\circ$ (поле зрения каждой из двух труб телескопов-роботов обсерваторий МАСТЕР) с центром в точке местонахождения транзитного события, для которого изначально получены кадры.

3) Среди попавших в поле кандидатов отбираются те, для которых режим съемки площадки позволяет достичь точности фотометрии, достаточной для обнаружения транзита. Отбор выполняется с использованием специальной метрики. Она позволяет отбросить слишком слабые звезды, для которых точность фотометрии слишком низка для обнаружения транзита. Слишком яркие звезды также отбрасываются, поскольку на большинстве кадров они перенакоплены. Также метрика учитывает, что точность фотометрии для ярких звезд выше, чем для слабых: чем ярче звезда, тем меньше пороговая

глубина транзитов, которые отбрасываются из-за невозможности детектирования слишком неглубоких событий.

4) Далее проверяются априорные эфемериды транзитов. Если транзит или большая его часть пересекается со временем съемки площадки, то такое событие отмечается как пригодное для дальнейших исследований. Эфемериды рассчитывались с помощью специального планировщика Tapir [42].

5) Для окончательно отобранных событий производится запрос в базу данных Сети МАСТЕР для получения необходимых кадров. Обычно извлекаются части кадров размером $15' \times 15'$ с центром на координатах звезды-кандидата. Все кадры при извлечении проходят стандартную калибровку конвейером МАСТЕР за токи смещения (BIAS), темновые токи (DARK) и «неоднородность чувствительности» (FLAT Field) [19–22].

3.2. Поиск новых экзопланет

В случае поиска новых кандидатов исследования проводятся по следующей схеме:

1) В архиве МАСТЕР выделяются ряды данных для площадок, которые наблюдались роботом-телескопом непрерывно длительное время. Приоритет отдается площадкам вне зоны сканирования TESS. Исследуемые площадки должны быть достаточно плотно заполнены звездами, чтобы увеличить вероятность открытия. При этом слишком плотные поля (например, вблизи центра Галактики) отбрасываются, так как их обработка затруднена.

2) Площадка разделяется на части размером $15' \times 15'$ для уменьшения нагрузки на вычислительные мощности. Края площадок отбрасываются, поскольку они подвержены искажениям из-за неточности наведения, аббераций и артефактов калибровки. Все извлекаемые части кадров при извлечении проходят стандартную калибровку конвейером МАСТЕР с коррекцией за токи смещения (BIAS), темновые токи (DARK) и «неоднородность чувствительности» (FLAT Field), как и в предыдущем случае.

3) Проводится обнаружение всех фотометрически переменных объектов в извлеченных кадрах. Для первичной обработки используется программный комплекс VaST [43]. Среди выделенных переменных отбираются все события, имеющие кривые блеска, соответствующие по форме и глубине транзиту.

4) Выявленные кандидаты направляются на подтверждение аналогично кандидатам TESS (см. раздел 4). Фотометрическая поддержка может выпол-

Таблица 1. Пример наблюдения транзитов экзопланет для поддержки TESS

Объект	Зв. величина TESS	Дата	Фильтр	Обсерватория МАСТЕР	Поле
TOI–3570.01	13.20	2015–06–29	<i>P</i>	IAC	V404 Cyg
HATS–72 b	11.39	2019–10–19	<i>W, P</i>	Кисловодск, Тунка, SAAO	SWIFT Alert
TOI–4609.01	10.41	2022–10–29	<i>W</i>	Кисловодск, Тунка	SWIFT Alert

няться, например, на телескопе МАСТЕР в Тунке, а спектроскопические наблюдения — на мощностях проекта EXPLANATION [44].

Важно отметить, что данный алгоритм исследований позволяет также обнаружить большое число переменных звезд и других переменных объектов. Для их подтверждения и каталогизации используется методика кросс-идентификации по различным архивам высокоточной фотометрии, предложенная в работе [45]. Предполагаемые переменные звезды, не указанные в качестве известных в базе данных VSX², отбираются для дальнейшего изучения. Длины рядов, скважности и точности фотометрии МАСТЕР в большинстве случаев достаточно для определения типа переменности обнаруженных объектов. Для контроля привлекаются различные архивы, например, могут использоваться данные ZTF [41, 46], ATLAS [47] и TESS [9], которые обрабатываются с использованием алгоритмов библиотеки Lightkurve [48]. Периоды и начальные эпохи определяются с помощью программы WinEfk³ [49], разработанной В. П. Горанским. Переменные звезды, имеющих одинаковые периоды по данным ZTF и TESS и отсутствующие в каталогах, считаются подтвержденными. Каждая из них отождествляется с источником Gaia DR3 [50].

Методика обработки площадок также предполагает возможность выявления событий гравитационного микролинзирования. Эти события могут дополнять уже известные ряды OGLE и KMT, и могут быть использованы для уточнения характеристик открытых этими проектами экзопланет. Кроме того, могут быть выявлены новые события, и открыты экзопланеты методом микролинзирования. Характерная длительность события микролинзирования — несколько месяцев. Однако важнейшая его деталь, вызываемая наличием именно планеты в системе, имеет продолжительность несколько часов, поэтому вклад в её исследования длинного

фотометрического ряда из мониторинга МАСТЕР может быть решающим для определения параметров планеты.

3.3. Результаты примененного метода

В результате анализа архива МАСТЕР выяснено, что за время работы Глобальной сети МАСТЕР было получено 903 не перекрывающихся по координатам и времени наблюдений рядов для алертов с аппарата SWIFT [51]. После получения алерта SWIFT-BAT МАСТЕР ведет наблюдения поля гамма-всплеска до захода объекта за горизонт либо до восхода Солнца, что обусловлено некоторыми особенностями блеска оптических источников всплесков [22–36].

В результате анализа этих полей по предложенному алгоритму выяснено, что во всех наблюдавшихся МАСТЕРом площадках в совокупности зафиксировано 148 транзитов у кандидатов TESS и 22 — у известных экзопланет (в центральной области площадью в квадратный градус), удовлетворяющих критериям отбора. Образец результатов обработки некоторых из них приведены в табл. 1.

4. НАБЛЮДЕНИЯ ТРАНЗИТОВ КАНДИДАТОВ В ЭКЗОПЛАНЕТЫ В РАМКАХ НАЗЕМНОЙ ПОДДЕРЖКИ TESS

На телескопах МАСТЕР-Кисловодск, МАСТЕР-Таврида, МАСТЕР-Тунка и МАСТЕР-SAAO Глобальной сети МАСТЕР МГУ с конца декабря 2023 г. проводятся наблюдения транзитов экзопланет-кандидатов в рамках наземной поддержки миссии TESS (TFOP [52]). Для подтверждения кандидатов TESS необходимы спектроскопические наблюдения с целью определения массы предполагаемой планеты, получение изображений высокого качества, позволяющих избежать ошибочной идентификации переменности одного из компонентов визуально-двойной системы как транзита, а также высокоточная фотометрия транзитов. Все подобные наблюдения координируются рабочей группой TFOP. Специаль-

² <https://www.aavso.org/vsx/>

³ <http://www.vgoranskij.net/software/WinEfkVers2015-09-08.zip>

Таблица 2. Список кандидатов в экзопланеты, для которых были проведены наблюдения транзитов

Объект	Зв. величина TESS	Дата	Фильтр	Обсерватория МАСТЕР
TOI–3661.01	12.83	2023–12–29	$V + R$	Кисловодск
TOI–3770.01	13.47	2023–12–29	$V + R$	Кисловодск
TOI–6386.01	13.08	2023–12–30	BLANK	Таврида
TOI–3854.01	13.23	2024–01–06	$R + I$	Кисловодск
TOI–4436.01	11.89	2024–01–06	$R + I$	Кисловодск
TOI–3779.01	13.42	2024–01–06	$R + I$	Кисловодск
TOI–3689.01	11.89	2024–01–07	$R + I$	Кисловодск
TOI–3788.01	11.33	2024–01–10	$R + I$	Кисловодск
TOI–2836.01	11.47	2024–01–13	$B + I$	SAAO
TOI–5615.01	13.07	2024–01–21	W	Тунка
TOI–3922.01	12.25	2024–01–21	W	Тунка
TOI–1875.01	12.94	2024–02–02	W	Тунка

ный сервис Tarir [42] позволяет получить эфемериды транзитов у кандидатов TESS для любой точки Земли: координаты звездной системы (со вторым компонентом-кандидатом в экзопланеты), моментам начала и конца транзита и рекомендуемым моментам начала и конца наблюдений, азимут, высота и расстояние до Луны для каждого момента времени. Каждому объекту приписан приоритет для наблюдений (1 — максимальный, 5 — минимальный). Для каждого источника даются приоритетные фотометрические полосы для проведения наблюдений и её требуемая точность, а также информация о близких звездах, вносящих ошибки в наблюдаемые характеристики транзита в случае недостаточно хорошего качества изображения.

Список кандидатов в экзопланеты, для которых мы провели наблюдения транзитов, представлен в табл. 2, пример кривых блеска в разных фильтрах избранного транзита представлен на рис. 2. Все обработанные наблюдения загружаются на сайт программы поддержки ExoFOP-TESS⁴.

5. ОБРАБОТКА НАБЛЮДЕНИЙ

Фотометрия всех транзитов производилась в специализированной программе AstroimageJ, разработанной специально для получения кривых блеска транзитов экзопланет. Размер фотометрической апертуры рассчитывался, исходя из FWHM фотометрируемой звезды. Для улучшения точности расчетов были учтены характеристики ПЗС-матрицы теле-

скопа (gain, шум считывания), неоднородность фона по кадру и атмосферное поглощение. Программа моделирует кривую блеска в транзите с учетом температуры и размера звезды, потемнения звезды к краю, предполагаемого орбитального периода и эксцентриситета орбиты планеты, и производит аппроксимацию моделью результатов фотометрии (см. табл. 1 электронного Приложения; дополнительные материалы размещены в электронном виде по DOI статьи). В процессе обработки исследовано фотометрическое поведение звезд сравнения, переменные звезды исключены из анализа. На рис. 1 представлена кривая блеска с биннингом 2. Зеленые точки — это кривая блеска с учетом высоты над горизонтом (исправленная за воздушную массу [53]). Зеленая кривая показывает модель транзита, рассчитанную с учетом параметров звезды: температуры, радиуса, потемнения к краю, а также периода транзитной экзопланеты. Цветные точки внизу, аппроксимированные прямыми, представляют фотометрию звезд сравнения (см. табл. 1 из электронного Приложения). Серые вертикальные линии показывают фактические начало и конец транзита, а красные — эфемериды, рассчитанные пакетом Tarir.

6. ОБСУЖДЕНИЕ

В эпоху детального исследования экзопланет транзитный метод является одним из основных способов изучения этих объектов. Он позволяет точно измерять радиусы экзопланет, исследовать их атмосферы по результатам многополосной фотометрии, изучать активность звезды, а также обнаруживать

⁴<https://exofop.ipac.caltech.edu/tess/>

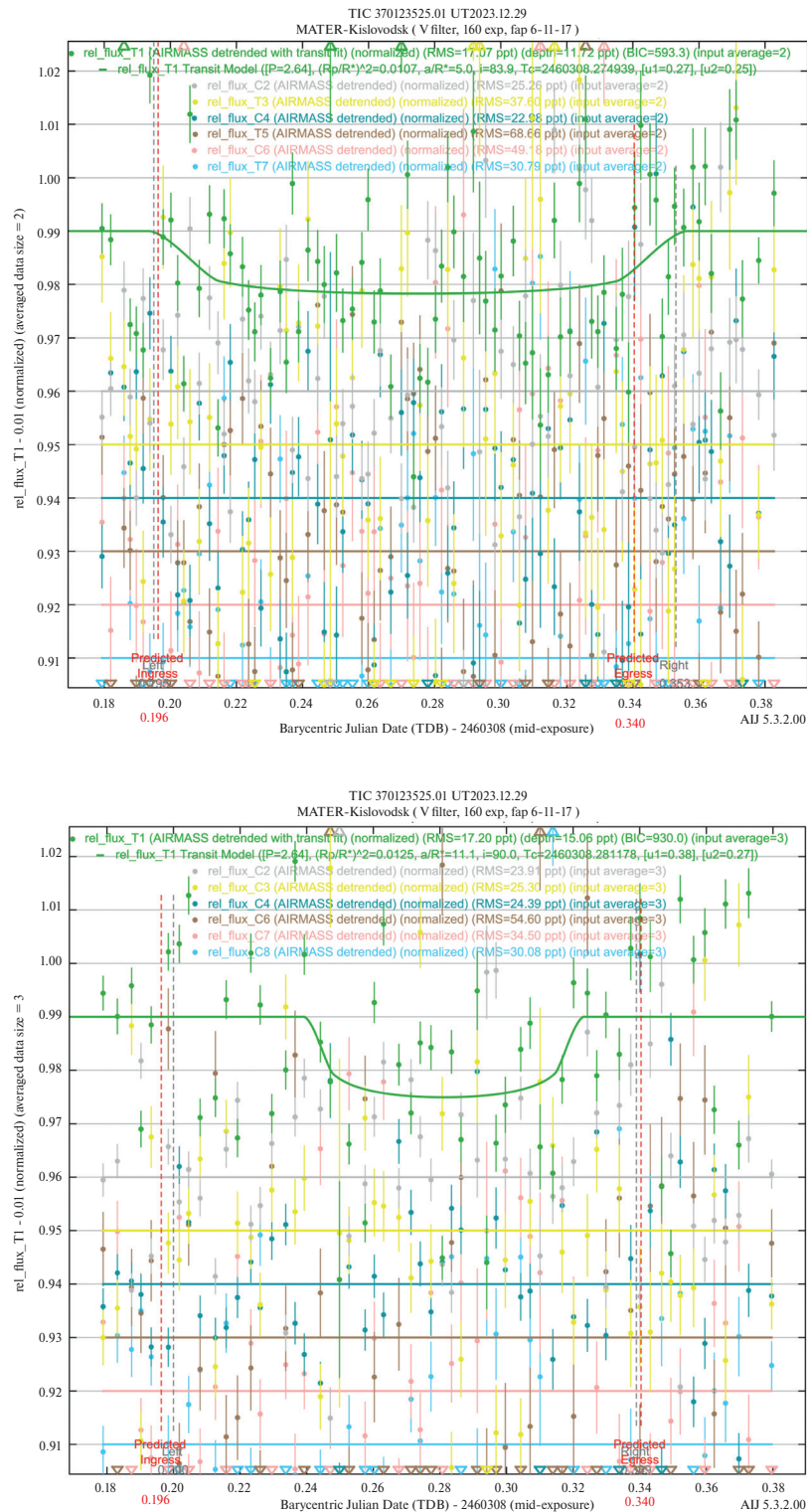


Рис. 2. Кривая блеска TOI-3661.01 в полосах *V* и *R* от 29 декабря 2023 г., полученная телескопом MASTER-Кисловодск (западный (*V*) и восточный (*R*) каналы). Длительность экспозиций 60 с, усреднение по 2 точки в полосе *V* и по 3 точки в полосе *R*. Зеленые точки — результаты фотометрии, исправленные за поглощение в атмосфере, зеленая кривая показывает модель транзита, построенную программой AstroimageJ. Цветные точки внизу, аппроксимированные прямыми, представляют фотометрию звезд сравнения. Серые вертикальные линии указывают фактические начало и конец транзита, а красные — эфемериды, рассчитанные пакетом *Trig*. Полученные из модели характеристики планеты указаны в верхней части рисунка.

другие планеты в системе методом тайминга транзитов. Однако для достижения высокой точности измерений необходимы многочисленные наблюдения каждой системы. Они могут быть организованы специально в рамках программ наземной поддержки (ЕхoFOP-Kepler, ЕхoFOP-K2, ЕхoFOP-TESS и т. д.). Однако существует другой, более эффективный метод получения кривых блеска транзитов внесолнечных планет. Он основан на анализе архивных рядов наблюдений. Ключевыми параметрами архивных кадров в этом случае являются размер поля зрения и длительность непрерывного ряда наблюдений. Среди обзорных широкопольных инструментов Глобальная сеть роботов-телескопов МАСТЕР МГУ является наиболее эффективной для поиска экзопланет в архиве наблюдений. Во-первых, роботы-телескопы Сети обеспечивают поле зрения $2^\circ \times 2^\circ$. Во-вторых, они могут производить мониторинг одного объекта одновременно в двух фотометрических полосах. Также, архив Сети МАСТЕР содержит уникально большой объем данных, полученных за 20 лет работы. Это позволяет развернуть высокоэффективную кампанию по исследованию архива Глобальной сети МАСТЕР как с целью исследования кандидатов в экзопланеты в дополнение к наблюдательным программам поддержки, так и поиска новых внесолнечных планет. В рамках данной кампании будут получены десятки высокоточных кривых блеска транзитов, открыты сотни новых переменных звезд, а также могут быть обнаружены ранее неизвестные внесолнечные планеты.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Была разработана альтернативная программа поиска и исследования экзопланет по архиву Глобальной сети МАСТЕР МГУ. Она основана на исследовании архива и выделении в рядах данных, полученных роботами-телескопами, транзитов как известных кандидатов в экзопланеты, так и новых внесолнечных планет. Были проведены исследования архива на предмет длинных рядов наблюдений и выделено более 900 таких уникальных рядов. Начато изучение экзопланет-кандидатов, обнаруженных космической обсерваторией TESS в этих полях.

Также Глобальная сеть телескопов-роботов МАСТЕР активно подключилась к наблюдениям транзитов экзопланет в рамках программы ЕхoFOP-TESS. На телескопах МАСТЕР-Кисловодск, МАСТЕР-Таврида, МАСТЕР-Тунка и МАСТЕР-SAAO были проведены наблюдения транзитов-кандидатов в рамках данной программы. Результаты фотометрического анализа кандидатов в экзопланеты TESS

TOI-3661.01, TOI-3922.01, TOI-1875.01, TOI-5615.01, TOI-2836.01, TOI-3788.01, TOI-3689.01, TOI-3779.01, TOI-4436.01, TOI-3854.01, TOI-6386.01, TOI-3770.01 загружены в базу данных ЕхoFOP. В электронном Приложении к настоящей статье представлена фотометрия транзита TOI-3570.01.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Оборудование Глобальной сети МАСТЕР частично поддержано Программой развития МГУ.

БЛАГОДАРНОСТИ

Данная работа была проведена с использованием данных ЕхoFOP-TESS.

Авторы благодарят А. В. Тутукова и А. Ф. Захарова за ценные замечания и советы. Авторы признательны В. П. Горанскому за предоставление программы WinEfk. Авторы благодарны рецензенту за ценные замечания и рекомендации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *A. Wolszczan*, Bull. Amer. Astron. Soc. 23, 1347 (1991).
2. *M. Mayor and D. Queloz*, Nature 378(6555), 355 (1995).
3. *A. Zakharov*, New Astron. Rev. 53(7–10), 202 (2009).
4. *G. Ingrosso, S. Calchi Novati, F. de Paolis, P. Jetzer, A. A. Nucita, and A. F. Zakharov*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 399(1), 219 (2009).
5. *A. F. Zakharov, G. Ingrosso, F. de Paolis, A. A. Nucita, F. Strafella, S. Calchi Novati, and P. Jetzer*, Adv. Space Research 54(7), 1319 (2014).
6. *A. F. Zakharov*, J. Physics. Conf. Ser. 678, id. 012010 (2016).
7. *A. Baglin, M. Auvergne, P. Barge, M. Deleuil, E. Michel, and CoRoT Exoplanet Science Team*, Proc. IAU Symp. 253 Transiting Planets (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2009), p.71.
8. *W. J. Borucki, D. Koch, G. Basri, N. Batalha, et al.*, Science 327(5968), 977 (2010).
9. *G. R. Ricker, J. N. Winn, R. Vanderspek, D. W. Latham, et al.*, J. Astron. Telesc. Instrum. and Systems 1, id. 014003 (2015).
10. *O. Struve*, Observatory 72, 199 (1952).
11. *A. V. Tutukov*, Nauchnye Informatsii 63, 161 (1987).
12. *J. Schneider*, Astrophys. Space Sci. 212(1–2), 321 (1994).
13. *B. M. Morris, L. Hebb, J. R. A. Davenport, G. Rohn, and S. L. Hawley*, 846(2), id. 99 (2017).

14. *E. Agol, D. Fabrycky*, in Handbook of Exoplanets, edited by J. A. Belmonte and H. Deeg (Springer Cham., 2017), p. 797, https://doi.org/10.1007/978-3-319-55333-7_7.
15. *B. J. Hord, E. M.-R. Kempton, T. Evans-Soma, D. W. Latham, et al.*, *Astron. J.* 167(5), id. 233 (2024).
16. *M. Khodachenko, O. Arkhypov, and M. Güdel*, EPSC-DPS Joint Meeting 2019, held 15–20 September 2019 in Geneva, Switzerland, Abstracts 13, id. EPSC-DPS2019-121-1 (2019).
17. *V. Lipunov, V. Kornilov, E. Gorbovskey, N. Shatskij, et al.*, *Adv. Astron.* 2010, id. 349171 (2010).
18. *V. M. Lipunov, V. V. Vladimirov, E. S. Gorbovskey, A. S. Kuznetsov, et al.*, *Astron. Rep.* 63(4), 293 (2019).
19. *V. M. Lipunov, V. G. Kornilov, K. Zhirkov, A. Kuznetsov, et al.*, *Universe* 8(5), id. 271 (2022).
20. *V. G. Kornilov, V. M. Lipunov, E. S. Gorbovskey, A. A. Belinski, et al.*, *Exp. Astron.* 33(1), 173 (2012).
21. *V. M. Lipunov, E. S. Gorbovskey, A. Kuznetsov, D. Vlasenko, et al.*, *New Astronomy* 72, 42 (2019).
22. *V. M. Lipunov, E. Gorbovskey, V. Kornilov, V. Krushinskiy, et al.*, 833(2), id. 198 (2016).
23. *V. Lipunov, E. Gorbovskey, V. G. Kornilov, N. Tyurina, et al.*, *Astrophys. J. Letters* 850(1), id. L1 (2017).
24. *V. Lipunov, V. Kornilov, K. Zhirkov, E. Gorbovskey, et al.*, *Astrophys. J. Letters* 896(2), id. L19 (2020).
25. *V. Lipunov, A. Krylov, V. Kornilov, G. Borisov, D. Kuvshinov, M. Kuznetsov, and S. Patanin*, GRB Coordinates Network Circ. 1770, № 1 (2002).
26. *E. Troja, V. M. Lipunov, C. G. Mundell, N. R. Butler, et al.*, *Nature* 547, 425 (2017).
27. *B. O'Connor, E. Troja, G. Ryan, P. Beniamini, et al.*, *Science Advances* 9(23), id. eadi1405 (2023).
28. *S. Dichiara, E. Troja, V. Lipunov, R. Ricci, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 512(2), 2337 (2022).
29. *V. M. Lipunov, V. A. Sadovnichiy, M. I. Panasyuk, I. V. Yashin, et al.*, 943(2), id. 181 (2023).
30. *V. Lipunov, V. Kornilov, E. Gorbovskey, N. Tyurina, et al.*, *Astron. Rep.* 66(12), 1118 (2022).
31. *V. M. Lipunov, V. Kornilov, E. Gorbovskey, D. A. H. Buckley, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 465(3), 3656 (2017).
32. *V. A. Sadovnichiy, M. I. Panasyuk, S. I. Svertilov, V. M. Lipunov, et al.*, 861(1), id. 48 (2018).
33. *D. Buckley, V. Lipunov, V. Kornilov, E. Gorbovskey, et al.*, GRB Coordinates Network Circ. № 35313 (2023).
34. *V. Lipunov, V. Kornilov, E. Gorbovskey, K. Zhirkov, et al.*, GRB Coordinates Network Circ. № 34476 (2023).
35. *V. Lipunov, V. Kornilov, E. Gorbovskey, K. Zhirkov, et al.*, GRB Coordinates Network Circ. № 32634 (2022).
36. *O. A. Ershova, V. M. Lipunov, E. S. Gorbovskey, N. V. Tyurina, et al.*, *Astron. Rep.* 64(2), 126 (2020).
37. *A. Burdanov, A. Popov, V. Krushinsky, and K. Ivanov*, *Peremennye Zvezdy* 33(2), 1 (2013).
38. *A. Y. Burdanov, P. Benni, V. V. Krushinsky, A. A. Popov, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 461(4), 3854 (2016).
39. *A. Tarasenko, V. Lipunov, et al.*, *Moscow University Phys. Bull.* 79, in press (2024).
40. *A. Tarasenko, V. Lipunov, et al.*, *Lobachevskii J. Math.* 8, in press (2024).
41. *M. J. Graham, S. R. Kulkarni, E. C. Bellm, S. M. Adams, et al.*, *Publ. Astron. Soc. Pacific* 131(1001), 078001 (2019).
42. *E. Jensen*, *Astrophys. Source Code Library*, record ascl:1306.007 (2013).
43. *K. V. Sokolovsky and A. A. Lebedev*, *Astron. and Comput.* 22, 28 (2018).
44. *G. Vallyavin, G. Beskin, A. Valeev, G. Galazutdinov, et al.*, *Astrophys. Bull.* 77(4), 495 (2022).
45. *A. Tarasenko, A. M. Zubareva, N. Maslennikova, and A. Belinskii*, *Peremennye Zvezdy Prilozhenie* 24(1), 1 (2024).
46. *F. J. Masci, R. R. Laher, B. Rusholme, D. L. Shupe, et al.*, *Publ. Astron. Soc. Pacific* 131(995), 018003 (2019).
47. *J. L. Tonry, L. Denneau, A. N. Heinze, B. Stalder, et al.*, *Publ. Astron. Soc. Pacific* 130(988), 064505 (2018).
48. *J. V. Cardoso, C. Hedges, M. Gully-Santiago, N. Saunders, et al.*, *Astrophys. Source Code Library*, record ascl:1812.013 (2018).
49. *A. V. Khruslov, A. V. Kusakin, E. A. Barsukova, V. P. Goranskij, A. F. Valeev, and N. N. Samus*, *Res. Astron. and Astrophys.* 15(7), id. 1005 (2015).
50. *A. Vallenari, A. G. A. Brown, T. Prusti, J. H. J. de Bruijne, et al.*, *Astron. and Astrophys.* 674, id. A1 (2023).
51. *N. Gehrels, G. Chincarini, P. Giommi, K. O. Mason, et al.*, 611(2), 1005 (2004).
52. NExScI Collaboration, IPAC, DOI 10.26134/EXOFOF5, <https://exoplanetarchive.ipac.caltech.edu/docs/doi.html>, <https://exofop.ipac.caltech.edu/tess/>
53. *K. A. Collins, J. F. Kielkopf, K. G. Stassun, and F. V. Hessman*, *Astron. J.* 153(2), id. 77 (2017).

THE DETECTION AND INVESTIGATION OF EXOPLANETS WITH MASTER GLOBAL NETWORK TELESCOPES

V. M. Lipunov^{1,2}, A. N. Tarasenkov², A. S. Kuznetsov², P. V. Balanutsa^{2,3},
G. A. Antipov², Ya. Yu. Kechin², N. V. Tyurina², E. S. Gorbovskoy²,
D. Buckley⁴, C. Francile⁵, F. Podesta⁵, A. G. Tlatov⁶, R. Rebolo Lopez⁷,
N. M. Budnev⁸, O. A. Gress⁸, V. V. Yurkov⁹

¹*Lomonosov Moscow State University, Physics Department, Moscow, Russia*

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

³*Research Center Kurchatov Institute, Moscow, Russia*

⁴*South African Astronomical Observatory (SAAO), Cape Town, South Africa*

⁵*Observatorio Astronomico Felix Aguilar (OAFa), National University of San Juan, Argentina*

⁶*Kislovodsk Mountain Astronomical Station, Main Astronomical Observatory of RAS, Kislovodsk, Russia*

⁷*Instituto de Astrofisica de Canarias (IAC), La Laguna (Tenerife), Spain*

⁸*Irkutsk State University, Institute of Applied Physics, Irkutsk, Russia*

⁹*Blagoveshchensk State Pedagogical University, Blagoveshchensk, Russia*

The paper presents the method for detecting exoplanets in the archive of images obtained on telescopes of the MASTER Global Network since 2002. The unique archive represents homogeneous photometric data obtained during over 20 years for the northern (MASTER-Amur, MASTER-Tunka, MASTER-Kislovodsk, MASTER-Tavrida, MASTER-IAC, MASTER-OAGH) and for 11 years for the southern sky (MASTER-OAFa, MASTER-SAAO). Algorithm of gamma-ray burst error box observation on the MASTER wide-field telescopes make it possible to detect transit phenomena and find exoplanets in archival data. The article presents the results of a photometric analysis of the TESS exoplanet candidate TOI–3570.01.

Keywords: exoplanets; transit method; robotic telescopes; MASTER Global Robotic Net

ЭВОЛЮЦИОННЫЙ СТАТУС РЕНТГЕНОВСКИХ ДВОЙНЫХ ЗВЕЗД ГАЛАКТИКИ

© 2024 г. А. В. Тутуков^{1,*}, А. В. Федорова^{1,**}

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

*E-mail: atutukov@inasan.ru

**E-mail: afed@inasan.ru

Поступила в редакцию 22.12.2023 г.

После доработки 28.01.2024 г.

Принята в печать 11.03.2024 г.

Выполнен анализ эволюционного статуса рентгеновских двойных звезд Галактики. Показано, что предположение о консервативной эволюции этих двойных систем ведет к переоценке рентгеновской светимости Галактики на 3–4 порядка. Общая наблюдаемая скорость аккреции вещества релятивистскими компонентами рентгеновских двойных близка к $\sim 10^{-6} M_{\odot}/\text{год}$, в то время как теоретически возможная скорость достигает $\sim 10^{-2} M_{\odot}/\text{год}$. Противоречие между этими оценками устраняется, если принять во внимание два фактора. Первый из них — образование общей оболочки в массивных рентгеновских двойных системах после заполнения их донором своей полости Роша и краткой фазы яркого рентгеновского источника. Общая оболочка исключает выход генерируемого при аккреции рентгеновского излучения, а также приводит к потере части вещества донора из системы. Второй фактор — наличие интенсивного звездного ветра у массивных доноров рентгеновских двойных, а также возникновение у маломассивных доноров индуцированного звездного ветра из-за облучения жестким излучением аккрецирующей релятивистской звезды. При этом общепринятое предположение о том, что доноры рентгеновских двойных заполняют свои полости Роша, может не выполняться. Значительная часть вещества ветра донора может быть потеряна из системы. Кроме того, облучение может усилить звездный ветер аккреционного диска, и часть этого ветра также покинет систему. Имеются и другие факторы, уменьшающие общее количество аккрецированного вещества: взрывы сверхновых в рентгеновских двойных системах, разрушающие часть этих систем, невозможность аккреции на быстро вращающиеся молодые нейтронные звезды с сильным магнитным полем, а также характерное для маломассивных рентгеновских систем быстрое падение темпа потери вещества донором по мере уменьшения его массы.

Ключевые слова: тесные двойные системы, рентгеновская светимость Галактики, рентгеновские двойные системы, аккреция, звездный ветер

DOI: 10.31857/S0004629924060031 EDN: JMNESJ

1. ВВЕДЕНИЕ

Обнаружение первых дискретных источников космического рентгеновского излучения в ракетных экспериментах 1960-х годов породило новую ветвь астрофизики, позволившую обогатить наши представления о физике и эволюции звезд и галактик. Горячие нейтронные звезды (НЗ) были в числе первых кандидатов на роль источников рентгеновского излучения [1]. Шкловский [2] предположил, что аккреция нейтронной звездой газа звезды-спутника в двойной системе является потенциально эффективной моделью для рентгеновских источников, включая ярчайший из них Sco X-1. Эта модель была подтверждена Камероном [3]. Зельдович и Шакура [4] утверждали аккрецирующую нейтронную звезду в качестве

источника рентгена в тесных двойных системах (ТДС), предложив первую модель спектра рентгеновского излучения Sco X-1. В оптике Sco X-1 была ранее идентифицирована Сэндиджем и др. [5] как новоподобная звезда. Рентгеновское излучение Sco X-1 было приписано аккреционному диску около компактного объекта [6]. Баско и Сюняев [7] отметили роль рентгеновского облучения звезды-донора в генерации ее индуцированного звездного ветра. Установление природы рентгеновских источников Her X-1 [8] и Cyg X-1 [9] утвердило их модель как тесных двойных систем с нейтронной звездой или черной дырой (ЧД) звездной массы и донором — звездой главной последовательности (ГП), близкой к заполнению своей полости Роша.

Численное исследование эволюции массивных ТДС с релятивистскими компонентами показало, что ядерная эволюция звезды-донора способна объяснить наблюдаемые темпы обмена массой и соответствующие рентгеновские светимости этих двойных звезд [10]. Это позволило предложить общепринятый на сегодня сценарий эволюции массивных ТДС с релятивистскими аккреторами и выполнить первые оценки частоты появления массивных рентгеновских двойных систем в Галактике [11]. (Далее, говоря о рентгеновских двойных системах, мы в ряде случаев будем использовать аббревиатуру РДС, имея в виду как массивные, так и маломассивные системы.)

Эволюция рентгеновских двойных малой массы была изучена на основе гипотезы о потере этими системами углового момента за счет магнитного звездного ветра донора (МЗВ) и за счет излучения системой гравитационных волн (ИГВ) [12]. Полное представление о модели рентгеновских двойных звезд Галактики было составлено на основе сценарного кода (см., напр., [13, 14]). В результате была получена оценка числа в Галактике рентгеновских двойных разных масс, а также оценка частоты слияния (под действием ИГВ) нейтронных звезд и черных дыр звездных масс. Результаты таких исследований стали позднее основой для постановки экспериментов LIGO (лазерно-интерферометрической гравитационно-волновой обсерватории) по регистрации следов слияния компонентов компактных двойных звезд.

Заполнение донорами РДС своей полости Роша надолго было принято как необходимое условие аккреции их вещества релятивистскими компонентами. При этом для объяснения максимальной рентгеновской светимости L_x порядка эддингтоновского предела $\sim 10^{38} M / M_\odot$ эрг/с необходим сравнительно малый (по звездным меркам) темп аккреции $\sim 10^{-8} M_\odot/\text{год}$. Для алголей с донорами, теряющими газ в своей тепловой шкале времени, этот темп достигает $\sim 10^{-8} R_d / R_\odot (M_d / M_\odot)^3 M_\odot/\text{год}$, где R_d и M_d — радиус и масса донора. То есть для массивных рентгеновских двойных типа Cyg X-1 с донором массой $\sim 15 M_\odot$ и радиусом $\sim 15 R_\odot$ [15] скорость обмена массой между компонентами при заполнении донором полости Роша превышала бы эддингтоновский предел для аккретора — черной дыры. Кроме того, ясно, что при столь высоких темпах аккреции система типа Cyg X-1 быстро погрузилась бы в общую оболочку [16]. Это обстоятельство стимулирует более детальное изучение картины потери вещества донорами и условий для аккреции компактными компонентами рентгеновских двойных. Вероятно, эта картина не сводится к представлению о заполняющем полость Роша доноре и поглощающем все потерянное

вещество аккреторе. Целью данной статьи является анализ других возможных ситуаций, обеспечивающих аккрецию газа релятивистскими звездами как в составе двойных систем различных типов, так и в качестве одиночных звезд в газовой среде Галактики.

В данной работе мы предполагаем, что жесткое излучение аккрецирующих релятивистских звезд является основным источником рентгеновского излучения галактик. Необходимо отметить, что в реальности заметный вклад в это излучение вносят также катаклизмические двойные системы, аккреторами которых являются вырожденные белые карлики. Однако в настоящей статье мы не исследуем детально эту проблему ввиду наличия целого ряда неопределенностей в приводимых нами оценках.

Рентгеновская светимость нашей Галактики составляет около 10^{40} эрг/с [17]. Рентгеновские светимости других S-галактик хорошо коррелируют с массами их звездных компонентов: $(L_x)_G \sim 10^{39} (M_* / 10^{10} M_\odot)$ [17]. Установлена пространственная связь массивных РДС с зонами звездообразования в близких галактиках [18]. Получена надежная корреляция скорости звездообразования в галактиках $\dot{M}_*$ с рентгеновскими светимостями последних: $\dot{M}_* (M_\odot/\text{год}) \approx (L_x)_G / (10^{40} \text{ эрг/с})$ [17]. Оценка текущей скорости звездообразования в нашей Галактике составляет $\sim 4.5 M_\odot/\text{год}$ [19]. Таким образом, рентгеновская светимость S-галактик может служить надежной мерой как массы их звездных компонентов, так и скорости звездообразования в них. Кроме того, величина этой светимости может дать информацию о темпах аккреции вещества в РДС галактик.

В части 2 данной статьи рассматриваются основные наблюдаемые свойства РДС. В части 3 описываются основные типы доноров РДС, в части 4 кратко рассмотрены аккреторы. В части 5 приведена теоретическая оценка полной светимости РДС Галактики и детально рассмотрены факторы, которые понижают ее и приближают к наблюдаемой.

2. ОСНОВНЫЕ НАБЛЮДАЕМЫЕ СВОЙСТВА РЕНТГЕНОВСКИХ ДВОЙНЫХ ЗВЕЗД И ЧАСТОТА ИХ ФОРМИРОВАНИЯ

Исследование рентгеновских двойных звезд — одна из наиболее популярных тем астрофизики в течение последних шестидесяти лет. Приведем основные свойства этих систем. Наблюдаемое число РДС в нашей Галактике близко к 4×10^3 [20]. Массы черных дыр в наблюдаемых массивных РДС достигают $\sim 100 M_\odot$ [21, 22]. Рентгеновские светимости L_x аккрецирующих НЗ и ЧД звездных масс лежат в

интервале ($10^{33} - 10^{40}$) эрг/с [23–26]. Орбитальные периоды рентгеновских двойных P составляют (0.2 – 1000) дней [27, 28]. Функция светимости рентгеновских двойных имеет вид: $dN / dL_x \sim L_x^{-\gamma}$, где $\gamma \sim 1.6$ [17, 24, 29]. Из этой функции светимости следует, что основная часть аккрецирующих релятивистских звезд имеет малые темпы аккреции от 10^{-13} до $10^{-9} M_{\odot}$ /год, далекие от предельных эддингтоновских $10^{-8} M_{\odot}$ /год. Обмен веществом между компонентами самых широких из тесных рентгеновских систем аналогичен обмену в симбиотических двойных звездах, в которых вырожденные карлики аккрецируют вещество красных (сверх)гигантов [30, 31]. Характерный темп потери вещества (сверх)гигантами — $\sim 10^{-8} - 10^{-6} M_{\odot}$ /год [32]. Именно такой темп звездного ветра необходим в широких РДС для поддержания аккреции, обеспечивающей достаточно яркий рентгеновский источник.

Установлена нестационарность аккреции в рентгеновских двойных с характерными временами от десятков дней [33] до тысяч лет [34]. Некоторые рентгеновские двойные имеют длительные периоды повторения аккреционной активности, до ~ 16 лет [35].

Часть массивных РДС имеет в качестве доноров Ве-звезды с массами (8 – 20) $M_{\odot}$ [25, 36, 37]. Орбитальные периоды таких систем составляют (1 – 1000) дней, эксцентриситеты орбит находятся в интервале от 0 до 0.8 [26, 36].

В работе [38] даны рисунки с корреляцией рентгеновской светимости РДС малых масс и их орбитальных периодов. Самые яркие РДС — короткопериодические, их периоды менее ~ 20 ч. Для систем с самыми короткими периодами меньше 10 ч полная светимость составляет около 10^{38} эрг/с, что соответствует темпу аккреции на компактный компонент порядка $10^{-8} M_{\odot}$ /год.

Начальное распределение двойных звезд по фундаментальным параметрам — основа современных сценарных программ и численных оценок частоты различных явлений в мире ТДС. Эти оценки остаются предметом активного исследования. Распределение двойных звезд по значениям большой полуоси орбиты A исследовано в работах [39–41]. Вид функции масс звезд с солнечным обилием металлов был уточнен в работе [42]. В работах [40, 41, 43] определено распределение тесных двойных звезд с $A \lesssim 3000 R_{\odot}$ по отношению масс компонентов $q = M_2 / M_1$, где M_1 — масса первичного компонента, M_2 — масса вторичной, менее массивной звезды. Это распределение имеет вид: $dN / dq \approx 1$ для систем с

$A \lesssim 3000 R_{\odot}$ и $dN / dq \approx 1 / q$ для более широких систем. Для оценки частоты событий в мире тесных двойных звезд Галактики мы используем исходное распределение ТДС по параметрам: массе первичного компонента M_1 , большой полуоси орбиты A и отношению масс q [44]:

$$d^3 N = 0.2 d \lg(A / R_{\odot}) \cdot (M_1 / M_{\odot})^{-2.35} d(M_1 / M_{\odot}) dq / \text{год}. \quad (1)$$

Это уравнение справедливо для $0.8 \lesssim M_1 / M_{\odot} \lesssim 100$ и $1 \lesssim \lg(A / R_{\odot}) \lesssim 6$. Именно на основе уравнения (1) выполнены все приведенные в настоящей статье оценки частот образования различных РДС.

Большие полуоси орбит ТДС, компоненты которых заполняют свои полости Роша и активно взаимодействуют, ограничены пределами $1 \lesssim \lg(A / R_{\odot}) \lesssim 3.5$, то есть около половины всех двойных звезд являются тесными. В результате при общей скорости превращения газа в звезды порядка $4.5 M_{\odot}$ /год [19] около $2.2 M_{\odot}$ /год входят в состав звезд ТДС. Звезды с начальными массами M_0 более $\sim 30 M_{\odot}$ превращаются со временем в черные дыры, а звезды с M_0 от $\sim 8 M_{\odot}$ до $\sim 30 M_{\odot}$ — в нейтронные звезды. Частота образования НЗ, согласно уравнению (1), составляет ~ 0.05 /год. При этом, если среднее исходное отношение масс принять равным 0.5, то темп появления массивных доноров рентгеновских двойных систем будет равен $\sim 0.01 M_{\odot}$ /год. Их вещество в ходе эволюции может быть, в принципе, поглощено релятивистскими компонентами, что внесет вклад в рентгеновское излучение двойных звезд Галактики. В результате максимальная теоретически возможная интегральная скорость аккреции вещества релятивистскими компонентами РДС оказывается близкой к $\sim 10^{-2} M_{\odot}$ /год.

В работе [45] приведены модельные оценки частоты образования РДС в нашей Галактике, которые согласуются с наблюдаемым числом этих систем, близким к 4×10^3 [20]. Для систем с черными дырами эта частота оказалась равной 4×10^{-7} /год, а для систем с нейтронными звездами — 6×10^{-7} /год. Попробуем понять происхождение этих оценок.

Уравнение (1) дает следующие частоты: для образования НЗ ($M_0 \geq 10 M_{\odot}$) $v_{\text{НС}} \approx 3 \times 10^{-2}$ /год, а для образования ЧД ($M_0 \geq 30 M_{\odot}$) $v_{\text{ВН}} \approx 7 \times 10^{-3}$ /год. Неопределенность этих оценок в пределах фактора 2–3.

Распределение по большой полуоси орбиты A дает частоту, зависящую от параметра общих оболочек $\alpha_{\text{СЕ}}$. Это величина порядка единицы, описывающая эффективность трансформации орбитальной энергии системы в энергию рассеивания общей оболочки [44]. При $\alpha_{\text{СЕ}} \approx 1$ максимальное начальное значение A для доноров с массой $(0.3 - 1.5)M_{\odot}$, имеющих магнитный звездный ветер, дается соотношением: $A_{\text{max}} / R_{\odot} \approx 5(M_1 / M_{\odot})^{1/5} (M_2 / M_{\odot})^{4/5}$, где M_1 и M_2 — массы аккретора и донора соответственно. Минимальное начальное значение A диктуется условием заполнения донором ГП своей полости Роша: $A_{\text{min}} / R_{\odot} \approx 2.5(M_1 / M_{\odot})^{1/3} (M_2 / M_{\odot})^{2/3}$. Отношение этих величин: $A_{\text{max}} / A_{\text{min}} \approx 2(M_2 / M_1)^{2/15}$. Следовательно, распределение по большой полуоси дает сомножитель порядка ~ 0.06 , в пределах остающейся неопределенности не зависящий от природы и масс компонентов.

Ситуация с распределением исходных двойных систем, состоящих из звезд ГП, по отношению масс их компонентов q реально достаточно неопределенна. В работах [46, 47] делается вывод, что при $dN / dq \approx 1$ остается неопределенность в пределах фактора 5. Полагая для исходных двойных систем $dN / dq \approx 1$, получаем для систем с нейтронными звездами $dN / dq \approx 0.05$, а для систем с черными дырами $dN / dq \approx 0.02$. Суммируя вклад всех компонентов в уравнение (1), найдем, что для РДС с нейтронными звездами частота формирования составляет $\sim 10^{-4}$ /год, а для РДС с черными дырами — $\sim 10^{-5}$ /год. Неопределенность этих оценок — порядок. Ясно, что эти оценки остаются заметно выше эмпирических $\sim 10^{-6}$ /год, приведенных в [45]. Остающееся расхождение полученных оценок можно, в принципе, целиком отнести к неопределенности в начальном отношении масс для ТДС с $q < 1$. Но возможно, продуктивней отказаться от весьма маловероятной консервативности маломассивных РДС по причине наличия у их доноров интенсивного индуцированного звездного ветра (ИЗВ), часть которого может теряться из системы, а также учесть очевидную роль общих оболочек, образующихся в массивных РДС, в снижении их общей рентгеновской светимости.

3. ДОНОРЫ РЕНТГЕНОВСКИХ ДВОЙНЫХ ЗВЕЗД

3.1. Звезды ГП и проэволюционировавшие звезды в качестве доноров РДС

Рассмотрим вкратце свойства потенциальных доноров рентгеновских двойных систем, обеспечивающих поставку газа в глубокую потенциальную яму аккретора и результирующее рентгеновское излучение. По аналогии с алголями, доноры которых заполняют свои полости Роша, доноры РДС могут быть водородно-гелиевыми звездами ГП или проэволюционировавшими гигантами, также заполняющими полости Роша. В этом случае аккреция вещества донора на релятивистский компонент осуществляется в основном через точку Лагранжа L_1 . С другой стороны, донором может быть не заполняющая полость Роша массивная звезда или красный (сверх)гигант, с интенсивным звездным ветром, часть которого захватывается аккретором [48]. Заполнения донором полости Роша в этом случае не требуется. У доноров с массами меньше $1.5 M_{\odot}$ также возможен достаточно мощный звездный ветер. Рентгеновское излучение аккретора очень интенсивно: $L_x / L_{\odot} \approx 10^{12} \dot{M}_{\text{acc}}$, где $\dot{M}_{\text{acc}}$ выражено в $M_{\odot}$ /год. Поэтому перехват части этого излучения донором, не заполняющим полость Роша, но близким к ее заполнению, возбуждает индуцированный звездный ветер донора, питающий аккретор. Этот вариант особенно эффективен при малых массах доноров [48, 49].

Как показывают численные исследования [49], есть возможность, что такая ситуация может иметь место в рентгеновской двойной системе Sco X-1. Стоит отметить, что опубликованный недавно каталог маломассивных РДС нашей Галактики [50] содержит около десятка систем, похожих на Sco X-1, с нейтронными звездами в качестве аккреторов и маломассивными донорами с массами, близкими к $0.5 M_{\odot}$. В этих РДС индуцированный звездный ветер донора также может играть важную роль.

3.2. Ве-звезды в качестве доноров РДС

Для массивных доноров доступен еще один вариант питания аккретора газом. Современные наблюдения 152 массивных РДС демонстрируют, что около половины их доноров являются Ве-звездами, не заполняющими свою полость Роша [51]. Если донор — Ве-звезда, он вращается со скоростью, близкой к предельной, образуя кантовский декреционный газовый диск, способный питать аккретор

с темпом, достаточным для поддержания его интенсивного рентгеновского излучения. Быстрое вращение Ве-донора является вероятным следствием двух причин: либо обмена веществом между компонентами на предшествующих стадиях эволюции системы, либо диффузии углового момента из сжимающегося в ходе эволюции ядра быстровращающейся ОВА-звезды в ее оболочку [52–54]. Детальное изучение скоростей вращения наиболее массивных звезд в скоплениях разного возраста [55] позволило установить, что звезды с радиативными оболочками ($M \gtrsim 1.5M_{\odot}$) достигают максимальных скоростей вращения около верхнего края ГП, часто становясь Ве-звездами с декреционными дисками [56]. Этот результат на первый взгляд парадоксален. Парадоксальность состоит в том, что в ходе эволюции на ГП звезда расширяется, и казалось бы, она должна тормозить свое вращение со временем, а она ускоряет его. Это может быть понято в рамках модели близкого к твердотельному вращения звезды на поздних фазах ее эволюции на ГП. Передача углового момента от сжимающегося в ходе эволюции звездного ядра в оболочку (например, посредством магнитного поля) способна, как показало численное моделирование, поддерживать быстрое вращение оболочки и создание декреционного диска, характерного для Ве-звезд [56].

Интересно, что изучение Ве-звезд в звездных скоплениях разных возрастов, от 10^8 лет до 2.5×10^9 лет, надежно показало, что на диаграмме Герцшпрунга-Рессела для звезд скопления Ве-звезды всегда расположены на вершине главной последовательности [55], то есть являются звездами, покидающими ГП. Следовательно, приняв ГП как индикатор возраста («свечу») скопления на диаграмме ГР, находим, что Ве-звезды формируют «пламя» этой свечи.

В результате ускорения вращения Ве-звезды порядка одного процента ее исходной массы переходит в декреционный диск, в основном на поздних стадиях ее эволюции на ГП. При наличии у Ве-звезды компактного спутника такая двойная система становится рентгеновской. Орбитальные периоды рентгеновских систем с Ве-звездами лежат в интервале (1–1000) дней, их характерные рентгеновские светимости составляют ($10^{32} - 10^{38}$) эрг/с, скорости аккреции вещества Ве-компонентов компактными аккреторами находятся в интервале ($10^{-14} - 10^{-8}$) $M_{\odot}$ /год [26, 36].

Оценки показывают, что эффективность генерации рентгена в двойных системах с Ве-звездами в качестве доноров невелика. Это обусловлено низ-

кой энергией связи вещества протяженного декреционного диска Ве-звезды, меньшей $\sim 10^{15}$ эрг/с.

В результате основная часть газа, поступающего в декреционный диск, будет потеряна системой в виде ветра диска, прогреваемого рентгеновским излучением аккретора [57]. Структура ветра диска и геометрия газовых потоков в таких системах может быть изучена только в рамках трехмерной радиационной газодинамики, но ясно, что общая рентгеновская светимость галактических РДС с Ве-звездами существенно ограничена потерей вещества из системы.

3.3. Гелиевые звезды в качестве доноров РДС

Еще один вид возможных доноров массивных РДС — это звезды с большой концентрацией гелия в оболочке. Дело в том, что донорами самых тесных массивных РДС могут быть исходно первичные, более массивные компоненты, потерявшие часть массы и существенно обогащенные гелием. Такие системы возникают в ходе эволюции самых тесных массивных двойных звезд, первичный компонент которых заполняет свою полость Роша после стадии горения водорода в его ядре [58]. При исходном отношении масс компонентов, близком к единице, аккрецирующий вторичный компонент становится более массивным и, обгоняя в эволюции первичный компонент, превращается в НЗ или ЧД. В таких системах донор будет иметь химический состав ядра бывшего первичного компонента и будет существенно обогащен гелием.

Другой путь формирования РДС с гелиевым донором — образование ее из катаклизмической двойной системы с углеродно-кислородным карликом в качестве аккретора. Невырожденная гелиевая звезда как донор для СО-карлика в тесной двойной системе давно привлекает внимание, так как аккретор такой системы может быть возможным предшественником сверхновой типа Ia [59]. При массе гелиевой звезды, меньшей $\sim 1.5M_{\odot}$, и массе СО-карлика $\sim 1M_{\odot}$ численное моделирование допускает возможность взрыва карлика в качестве такой сверхновой [60, 61]. В ходе обмена веществом между такими компонентами, движимого излучением гравитационных волн, возможно либо непрерывное горение гелия в оболочке карлика, либо его накопление до реализации условий двойной детонации гелиевого слоя [62]. Для достижения этих условий масса гелиевой звезды должна быть больше $\sim 0.4M_{\odot}$, а масса СО-карлика — больше $\sim 0.8M_{\odot}$ [62]. Достижение СО-карликом критической массы ведет к его вероятному кол-

лапсу, и формированию нейтронной звезды. Возможно, что взрыв SNIa разрушает карлик и «освобождает» гелиевую звезду, которая приобретает пространственную скорость до 1000 км/с [63]. Однако, если этого не происходит, в итоге возникает рентгеновская двойная система. Таким образом гелиевая звезда может стать донором в РДС.

Обогащенные гелием массивные доноры РДС могут быть звездами Вольфа-Райе. Это гелиевые остатки звезд ГП с начальными массами $M_0 \gtrsim 16 M_\odot$. Эволюция таких звезд в ТДС ведет к образованию достаточно массивных невырожденных гелиевых звезд с массами $M_{\text{He}} \approx 0.1 M_0$ [58], то есть M_{He} могут превышать $\sim 5 M_\odot$. Такие гелиевые звезды проявляют себя как звезды Вольфа-Райе с интенсивным звездным ветром, темп которого регулируется светимостью звезды, $\dot{M}_{\text{He}} \approx L_{\text{He}} / (c v_w)$, где L_{He} — светимость звезды, c — скорость света, v_w — скорость ветра [64].

3.4. Вырожденные карлики в качестве доноров РДС

Донором рентгеновской двойной с большим начальным отношением масс может стать также вырожденный гелиевый, либо углеродно-кислородный (CO), либо кислородно-неоновый (ONe) карлик. Соотношение между M_0 (начальной массой звезды ГП) и массой итогового вырожденного карлика M_d может быть представлено выражением: $M_d / M_\odot \approx 0.55 (M_0 / M_\odot)^{0.4}$ [65], которое справедливо для звезд ГП с массами $(0.8 - 8) M_\odot$. Наименее массивные звезды ГП из этого интервала масс с $M_0 = (0.8 - 2.5) M_\odot$, входящие в ТДС с большими полуосями орбит менее $2000 R_\odot$, образуют гелиевые вырожденные карлики с массами $(0.1 - 0.5) M_\odot$. Более массивные звезды ГП с массами $(8 - 10) M_\odot$ формируют в конце своей эволюции ONe-карлики с массами $(1.25 - 1.4) M_\odot$ [66].

Вырожденный карлик после заполнения полости Роша может разрушиться за несколько секунд в результате быстрого увеличения его радиуса в ходе потери им массы. В итоге разрушенный карлик образует массивный диск около релятивистского аккретора.

Частота таких событий, согласно уравнению (1), составляет $\sim 10^{-3}$ /год. Системы, состоящие из релятивистского аккретора и массивного диска, в принципе могут быть рентгеновскими источниками, поскольку аккреция дискового вещества способна поддерживать рентгеновское излучение до испарения диска.

Необходимо отметить, что такие же системы, состоящие из одиночных НЗ и ЧД и массивного диска, могут формироваться на последних фазах эволюции РДС с маломассивными донорами — звездами ГП, когда после уменьшения массы донора до предельного значения (менее $0.1 M_\odot$) происходит его приливное разрушение. (Это явление аналогично приливному разрушению звезд сверхмассивными ЧД в ядрах галактик и шаровых скоплений [67, 68].)

Эффективность аккреции вещества диска в этих случаях ограничена ветром диска, усиленным рентгеновским прогревом [67]. Этот ветер может привести к сравнительно быстрому испарению вещества диска. Кроме того, из такой системы может образоваться так называемый объект Торна-Житков — звезда типа красного гиганта, в ядре которого находится НЗ или ЧД. Оба этих возможных исхода понижают число таких рентгеновских источников.

4. АККРЕТОРЫ РЕНТГЕНОВСКИХ ДВОЙНЫХ ЗВЕЗД

Аккрецирующим компонентом рентгеновской двойной системы является нейтронная звезда или черная дыра звездной массы. Нейтронные звезды формируются на конечных стадиях эволюции звезд с начальными массами $(10 - 30) M_\odot$. Углеродно-кислородные ядра этих звезд после достижения предельной массы $\sim 1.4 M_\odot$ коллапсируют, образуя НЗ соответствующих масс. Массы известных на сегодня нейтронных звезд заключены в интервале $(1.3 - 2.7) M_\odot$ [69–71]. Распределение известных НЗ по массам довольно равномерно покрывает интервал $(1.3 - 2.1) M_\odot$ [69]. Если принять, что между массой НЗ в этом интервале и начальной массой звезды ГП M_0 из интервала $(10 - 30) M_\odot$ существует степенная связь, то она может быть представлена выражением: $M_{\text{NS}} / M_\odot \approx 0.55 (M_0 / M_\odot)^{0.4}$. Отметим, что эта зависимость практически совпадает с приведенной выше оценкой конечных масс для вырожденных карликов [65].

Необходимо отметить, что если молодые нейтронные звезды имеют сильное магнитное поле и быстро вращаются, то они не могут аккрецировать вещество, пока их вращение не замедлится. Исследование магнито-ротационной эволюции молодых НЗ было начато в известной работе Илларионова и Сюняева [72] и продолжено в целом ряде исследований. Согласно их результатам, на начальных стадиях замедления своего вращения нейтронная звезда будет находиться в состоянии

экжектора, затем пропеллера, и только позже достигнет состояния, в котором аккреция становится возможной. Таким образом, некоторое количество ТДС с молодыми нейтронными звездами будет исключено из числа РДС, и это обстоятельство вносит вклад в уменьшение общего количества аккрецированного релятивистскими звездами вещества.

В результате эволюции звезд с начальными массами более $\sim 30 M_{\odot}$ образуются черные дыры. Для оценки связи масс ЧД с начальной массой звезды можно использовать теоретические оценки величины масс углеродно-кислородных ядер массивных звезд: $M_{\text{вн}} / M_{\odot} \approx 0.05 (M_0 / M_{\odot})^{1.4}$ [44]. Полагая, что минимальная начальная масса звезды, производящей ЧД, равна $\sim 30 M_{\odot}$, получим минимальную массу ЧД звездной природы: $\sim 5.8 M_{\odot}$. Эта величина совпадает с оценкой, вытекающей из наблюдений: $5.4 \pm 1 M_{\odot}$ [70]. Это совпадение, вероятно, не случайно. Оно отражает то обстоятельство, что с образованием вырожденного углеродно-кислородного ядра звезды ее протяженная оболочка с массой, меньшей $\sim 10 M_{\odot}$, быстро теряется.

Максимальная масса ЧД при начальной массе звезды ГП $\sim 100 M_{\odot}$, согласно последнему соотношению, равна $\sim 32 M_{\odot}$, что близко к наблюдаемой максимальной массе ЧД звездной природы $\sim 33 M_{\odot}$ [73]. Но следует иметь в виду, что массы аккрецирующих сверхмассивных ЧД в близких галактиках достигают $\sim 10^4 M_{\odot}$ (соответствующие L_x порядка 10^{42} эрг/с) [22]. Появление столь массивных ЧД в современную эпоху и ранее, в ходе формирования начальных ЧД в ядрах галактик, возможно, обусловлено эволюцией первых звезд ГП, лишенных тяжелых элементов [74]. Последнее обстоятельство существенно уменьшает звездный ветер формирующейся звезды, что позволяет образовываться звездам с массами до $\sim 10^6 M_{\odot}$.

5. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ОЦЕНКА ПОЛНОЙ СВИТИМОСТИ РЕНТГЕНОВСКИХ ДВОЙНЫХ ЗВЕЗД ГАЛАКТИКИ И ФАКТОРЫ, ПОНИЖАЮЩИЕ ЕЕ

Выше в части 2 показано, что максимальная теоретически возможная интегральная скорость аккреции вещества релятивистскими компонентами РДС Галактики близка к $\sim 10^{-2} M_{\odot}$ /год. Повторим здесь основные аргументы в пользу этой оценки. Общая скорость превращения газа Галактики в звезды по-

рядка $4.5 M_{\odot}$ /год [19]. При этом около $2.2 M_{\odot}$ /год входят в состав звезд ТДС. Звезды с начальными массами M_0 более $\sim 30 M_{\odot}$ превращаются со временем в черные дыры, а звезды с M_0 от $\sim 8 M_{\odot}$ до $\sim 30 M_{\odot}$ — в нейтронные звезды. Частота образования НЗ, согласно уравнению (1), составляет ~ 0.05 / год. При этом, если среднее исходное соотношение масс принять равным 0.5, то массивные ($M_0 \gtrsim 10 M_{\odot}$) звезды, которые за год станут вторичными компонентами рентгеновских двойных систем Галактики, будут иметь общую массу около $0.01 M_{\odot}$. В принципе все это вещество в ходе эволюции РДС может быть поглощено релятивистскими компонентами, и соответствующее рентгеновское излучения внесет вклад в интегральное излучение РДС Галактики.

С другой стороны, наблюдаемая рентгеновская светимость РДС Галактики составляет $\sim 10^{40}$ эрг/с [75], что отвечает интегральной скорости аккреции $\sim 10^{-6} M_{\odot}$ /год. Очевидная большая разница (почти на 4 порядка) общей ожидаемой скорости обмена в РДС и его наблюдаемой скорости преодолевается на современном уровне знаний об эволюции ТДС главным образом за счет двух факторов, включенных в эволюцию этих систем.

Первый из этих факторов — формирование общих оболочек в массивных РДС. Оптически толстая общая оболочка исключает выход генерируемого при аккреции рентгеновского излучения, а также приводит к потере части вещества донора из системы. В результате время обмена массой сокращается до нескольких сотен или тысяч лет. Второй фактор — наличие у донора звездного ветра. Звездный ветер ОВ-доноров массивных РДС [76] и индуцированный ветер доноров маломассивных РДС [77] существенно уменьшают эффективность обмена веществом между компонентами, поскольку при этом заметная часть вещества донора может быть потеряна из системы. Потеря вещества еще более увеличивается за счет звездного ветра аккреционных дисков, облучаемых рентгеновским излучением аккретора [78, 79].

Перечислим еще несколько дополнительных факторов. Третий фактор — взрывы сверхновых в ТДС, сопровождаемые «толчком» скорости порядка 100 км/с. Они могут приводить к распаду двойных систем, большие полуоси орбит которых достаточно велики: $A / R_{\odot} \gtrsim 10 M_1 / M_{\odot}$ [80].

Четвертый фактор — невозможность интенсивной аккреции на быстро вращающиеся молодые НЗ

с сильным магнитным полем. Как отмечено выше, исследования магнито-ротационной эволюции нейтронных звезд [72] показали, что сильное магнитное поле быстро вращающейся молодой НЗ может предотвратить аккрецию вещества, поскольку на начальных стадиях замедления вращения НЗ будет находиться в состояниях экжектора и пропеллера, и только позже достигнет состояния аккретора. Однако магнитное поле только что образовавшейся НЗ в этом случае должно быть достаточно сильным, а начальный период вращения короче 0.1 с. Изучение реального вклада ТДС с молодыми нейтронными звездами в уменьшение общего количества аккрецированного релятивистскими звездами вещества требует специального исследования, включающего, в частности, изучение дальнейшей эволюции таких систем для различных начальных значений полуоси орбиты и массы донора. Поэтому в нашей работе мы не анализируем подробно эту проблему.

Пятый фактор — характерное для маломассивных рентгеновских систем быстрое падение темпа потери вещества донором с уменьшением его массы [49]. Все эти факторы способствуют понижению теоретической оценки общей рентгеновской светимости Галактики. Рассмотрим первые два из них более подробно.

5.1. Общие оболочки в РДС

Основная часть рентгеновских двойных, в которых донор заполняет полость Роша, проходит полуразделенную фазу в тепловой шкале времени донора: $\tau_{\text{KH}} = 3 \times 10^7 M^2 / (LR)$ лет (здесь M , L , R — масса, радиус и светимость донора в солнечных единицах). В результате обеспечивается светимость компактного аккретора, как правило, превышающая эддингтоновскую. Таким образом (если принять $M^2 / (LR) \approx 1$), подобные системы могут в принципе привести к существованию в Галактике $\sim 10^7$ мощных рентгеновских источников с общей светимостью $\sim 10^{45}$ эрг/с, что, очевидно, не имеет места. Причина — быстрое погружение таких систем в общую оболочку после того, как скорость обмена массой достигнет эддингтоновского предела $\sim 10^{-8} (M_1 / M_\odot) M_\odot / \text{год}$.

Оценим количественно продолжительность существования яркого рентгеновского источника на фазе, предшествующей образованию общей оболочки. Скорость обмена веществом пропорциональна плотности донора во внутренней точке Лагранжа L_1 . Плотность в оболочке донора растет с глубиной в шкале $l = H_p = kT / (\mu g)$, где H_p —

шкала высот по давлению, T — температура вещества донора, μ — его молекулярный вес, g — ускорение силы тяжести. H_p в оболочке звезды с массой M и радиусом R дается формулой: $H_p \approx 10^8 (T / 10^4) (R / R_\odot)^2 / (M / M_\odot)$ см. Поскольку для звезд ГП $H_p \sim 10^{-3} R$, то время существования яркого рентгеновского источника, предшествующего образованию общей оболочки, определяется временем расширения донора на величину H_p . Тем самым $\tau_{\text{XRS}} \sim 10^{-3} \tau_{\text{KH}}$. После краткой рентгеновской фазы с характерным временем τ_{XRS} система погружается в общую оболочку, и на этой стадии теряется основная часть вещества донора. В итоге формирование общих оболочек почти на 3 порядка понижает время жизни массивных РДС по сравнению с ожидаемой продолжительностью стадии обмена веществом между компонентами. Вероятными представителями популяции ярких РДС на фазе перед общей оболочкой могут быть системы Sco X-1 и Her X-1.

Отметим, что ограничение продолжительности обмена веществом между компонентами компактных двойных систем временем их сближения на величину порядка шкалы высот по плотности имеет место и в ТДС других типов. В частности, это может происходить при слиянии вырожденных карликов, частота которых в Галактике составляет $\sim 10^{-2}$ /год [44]. Такое ограничение открывает возможность объяснения коротких, ~ 10 дней, вспышек оптического и ультрафиолетового излучения, наблюдаемых в Е-галактиках [81, 82]. Характерное время сближения вырожденных карликов с массами $\sim 0.6 M_\odot$ при размерах большой полуоси орбиты $\sim 0.02 R_\odot$ составляет ~ 100 лет. Для атмосферы с $T = 10^4$ К шкала высоты H_p близка к 10^4 см. Итоговое время сближения на $\Delta A \approx H_p$ — от одного до нескольких дней, что совпадает с продолжительностью наблюдаемых в Е-галактиках вспышек излучения. При всей остающейся неопределенности приведенного сценария эта модель заслуживает более детального рассмотрения.

5.2. Звездный ветер массивных доноров РДС

Если мы отказываемся от необходимости заполнения донором РДС своей полости Роша, то мы должны рассмотреть другие возможности передачи вещества донора аккрецирующему релятивистскому компоненту. Один из них — интенсивный звездный ветер массивных звезд, поддерживаемый радиативным давлением. Интенсивность этого ветра может быть оценена сравнением импульса

вещества ветра, обладающего скоростью порядка параболической скорости на поверхности донора ($\sim 10^3$ км/с), с импульсом излучения звезды [83]. Итоговая оценка темпа звездного ветра донора: $\dot{M}_w \approx 2 \times 10^{-9} (M_2 / M_\odot)^2 M_\odot / \text{год}$. Часть вещества ветра перехватывается и аккрецируется релятивистским компонентом. Итоговая рентгеновская светимость аккретора: $L_x / L_\odot \approx 500 (M_1 / M_\odot)^2 (R_2 / A)$. Таким образом, эта светимость может превышать $\sim 10^4 L_\odot$, хотя это достаточно редко даже для предельно тесных двойных систем (например, Cyg X-1). Однако L_x , равные $(10 - 100) L_\odot$, вполне достижимы в массивных РДС. Примером подобной системы может быть Vela X-1 с массой донора $\sim 20 M_\odot$ [76].

При этом на релятивистскую звезду будет аккрецироваться только часть вещества звездного ветра донора. Темп аккреции можно оценить с использованием классической формулы Бонди-Хойла:

$$\dot{M}_{\text{ACC}} = \frac{1}{4\alpha_w^4} \left(\frac{M_1 R_2}{M_2 A} \right)^2 \dot{M}_2. \quad (2)$$

Здесь α_w — отношение скорости звездного ветра к параболической скорости на поверхности донора, $\dot{M}_2$ — темп потери массы донором. Чем меньше значение α_w , тем больше доля звездного ветра донора, захватываемая аккретором. Причем эта зависимость достаточно сильная, поскольку доля захватываемого вещества обратно пропорциональна α_w^4 .

Вопрос о значении α_w достаточно сложен. В наших численных исследованиях [49, 77, 84] мы предполагаем, что скорость вещества звездного ветра порядка параболической скорости на поверхности донора, и рассматриваем α_w в интервале 0.5–1.0. Но величина скорости ветра остается, к сожалению, недостаточно определенной. Значения параметра α_w для реальных ТДС могут существенно отличаться от принятых нами величин. Например, для звездного ветра массивных О, В звезд ГП $1 \lesssim \alpha_w \lesssim 3$ с возможной зависимостью от температуры (массы) звезды [85–87]. Обсуждение оценки скорости ветра для донора системы X Per [88] привело к выводу о возможной неопределенности этой величины в пределах фактора 3.

При больших α_w аккреция вещества звездного ветра донора имеет малую эффективность. Если $\alpha_w = 3$, и донор близок к заполнению полости

Роша, то доля вещества ветра, захватываемого аккретором, составляет $\sim 10^{-3} (M_1 / M_2)^{4/3}$.

Для аккретора (нейтронной звезды) и донора с массой $\sim 5 M_\odot$ эта доля близка к 10^{-4} . Это обстоятельство, вероятно, также помогает преодолеть пропасть между приведенными выше теоретической и наблюдаемой оценками интегральной скорости потери вещества донорами РДС.

5.3. Индуцированный звездный ветер маломассивных доноров РДС

В маломассивных РДС донор, не заполняющий полость Роша, может иметь индуцированный звездный ветер (ИЗВ), возбуждаемый мощным рентгеновским излучением компактного аккретора [77, 89]. При аккреции на релятивистскую звезду выделяется большое количество энергии — до 10^{20} эрг на грамм аккрецированного вещества. Часть этой энергии, которая для полуразделенной системы равна $\sim 0.05 (M_2 / M_1)^{2/3}$, перехватывается донором, генерируя его индуцированный звездный ветер. То есть аккреция одного грамма вещества ведет к поглощению оболочкой донора $\sim 5 \times 10^{18} (M_2 / M_1)^{2/3}$ эрг. Но энергия связи вещества оболочки звезды ГП составляет $\sim 10^{15}$ эрг/г. В итоге донор потенциально способен потерять до $5 \times 10^3 (M_2 / M_1)^{2/3}$ грамм вещества в виде ИЗВ, при этом только часть этого ветра будет аккрецироваться релятивистским компонентом.

Кроме того, следует иметь в виду, что аккреционный диск может также иметь звездный ветер, усиливаемый рентгеновским излучением аккретора [79]. Энергия, необходимая для удаления вещества внешнего края диска, порядка GM_1 / A , и достаточно мала. Часть вещества этого ветра, очевидно, будет потеряна из системы. Следовательно, в достаточно тесных разделенных РДС возникнет самоподдерживающийся индуцированный звездный ветер донора и диска, существенно понижающий степень консервативности обмена массой.

В наших численных исследованиях [49, 77, 84] используется сравнительно простая самосогласованная аналитическая модель для описания ИЗВ донора. В ней предполагается, что энергия жесткого излучения аккрецирующей релятивистской звезды, падающая на поверхность донора, тратится на подъем вещества звездного ветра с поверхности донора и на охлаждение короны донора из горячего газа вещества ветра в результате свободно-свободных переходов. Поскольку эта модель подробно описана в нашей статье [49], приведем здесь только

окончательную формулу для $\dot{M}_{\text{ISW}}$ — скорости потери вещества донором посредством ИЗВ:

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

Здесь $\dot{M}_{\text{ACC}}$ — темп аккреции вещества на релятивистскую звезду, α_W — отношение скорости звездного ветра донора к параболической скорости на его поверхности. Параметры донора M_2 , R_2 и большая полуось орбиты A выражены в солнечных единицах, $\dot{M}_{\text{ISW}}$ и $\dot{M}_{\text{ACC}}$ выражены в $M_\odot/\text{год}$. Коэффициент f — параметр порядка единицы, учитывающий неопределенность принятого формализма в нашей аналитической модели ИЗВ.

Уравнение (3) позволяет оценить яркость рентгеновского источника, однако очевидно, что для надежной оценки картины течений в РДС такого рода необходимо решение сложной трехмерной задачи радиативной газодинамики [90]. Из аналитических оценок ясно, что ИЗВ будет наиболее мощным при массе донора порядка солнечной и при малом обилии металлов в его веществе, поскольку последнее понижает роль эффективного охлаждения.

Приведенное выражение для интенсивности ИЗВ справедливо при наличии аккреционного диска около аккретора. Необходимо отметить, что в данной работе мы рассматриваем главным образом НЗ с относительно слабыми магнитными полями. Для нейтронных звезд с сильным магнитным полем, для которых аккреция может осуществляться в области полюсов, а диск может отсутствовать, данная модель ИЗВ скорее неприменима. Однако более детальная оценка вклада РДС с такими аккреторами в уменьшение общего рентгеновского излучения Галактики требует специального исследования.

Для формирования аккреционного диска необходимо, чтобы угловой момент газа, захваченного аккретором, был достаточно велик. В рамках представленной выше модели примем, что вращение донора синхронно с орбитальным вращением системы. Предположим, что скорость ветра донора пропорциональна параболической скорости на его поверхности, $v_w = \alpha_W (2GM_2 / R_2)^{1/2}$.

Если радиус захвата аккретором вещества донора определить, как $R = GM_1 / v_w^2$, то условие об-

разования аккреционного диска будет иметь вид: $\alpha_W < D^{3/8} (R / R_2)^{1/8} (M_1 / M_2)^{3/8} (M_1 + M_2)^{1/8}$, где D — степень заполнения донором полости Роша, то есть отношение радиуса донора к среднему радиусу полости Роша R_R , где $R_R \approx 0.46 A (M_2 / (M_1 + M_2))^{1/3}$.

При $M_1 \approx M_2$ и $R / R_2 \approx 1$ ограничение для α_W трансформируется в $\alpha_W < D^{3/8}$. Как отмечено выше, для массивных звезд α_W может превышать 3 [87]. Таким образом, условие формирования диска около компактного аккретора РДС также требует заполнения донором заметной доли полости Роша, до ~ 0.5 .

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ эволюции рентгеновских двойных систем с аккрецирующими нейтронными звездами или черными дырами звездной природы позволяет установить эволюционный статус практически всех таких наблюдаемых систем с известными параметрами. Теоретическая оценка интегрального темпа аккреции на релятивистский компонент в РДС Галактики дает величину $\sim 10^{-2} M_\odot/\text{год}$, в то время как оценка этого темпа на основании общей наблюдаемой светимости РДС, равной $\sim 10^{40}$ эрг/с, приводит к существенно меньшему результату, $\sim 10^{-6} M_\odot/\text{год}$.

Показано, что это противоречие преодолевается в основном за счет двух факторов. Первый из них — образование общей оболочки в массивных рентгеновских двойных после заполнения их донором полости Роша и краткой фазы яркого рентгеновского источника. На стадии общей оболочки сбрасывается существенная часть вещества, вовлекаемая в обмен массой в ходе эволюции массивных РДС. Кроме того, общая оболочка исключает выход генерируемого при аккреции рентгеновского излучения. Поэтому классическая стадия яркой полуразделенной массивной рентгеновской двойной системы, ограниченная временем сближения компонентов на H_p , очень коротка. Это обстоятельство почти на 3 порядка понижает время жизни массивных РДС по сравнению с ожидаемой продолжительностью стадии обмена веществом между компонентами. Кроме того, часть доноров массивных РДС является Ве-звездами, обладающими быстрым вращением и декреционными дисками, но не заполняющими свои полости Роша. Диски Ве-звезд питают аккретор, но основная часть их вещества уходит из системы, не производя рентген.

Второй фактор, уменьшающий рентгеновское излучение РДС, это наличие интенсивного звездного ветра у массивных доноров рентгеновских двойных, а также возникновение у маломассивных доноров индуцированного звездного ветра из-за облучения жестким излучением аккрецирующей релятивистской звезды. При этом общепринятое предположение о том, что доноры рентгеновских двойных заполняют свои полости Роша, может не выполняться. Заметная часть вещества ветра донора избегает захвата аккретором и покидает систему, уменьшая общее количество аккрецируемого газа. Кроме того, аккреционный диск может также иметь звездный ветер, усиливаемый рентгеновским излучением аккретора.

Имеются и дополнительные факторы, уменьшающие общее количество аккрецированного релятивистскими звездами вещества. Это взрывы сверхновых в рентгеновских двойных, разрушающие часть этих систем, невозможность интенсивной аккреции на быстро вращающиеся молодые НЗ с сильным магнитным полем, а также характерное для маломассивных РДС быстрое падение темпа потери вещества донором по мере уменьшения его массы.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят рецензента статьи за полезные замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *H. Chiu and E. E. Salpeter*, Phys. Rev. Letters 12, 413 (1964).
2. *I. S. Shklovsky*, 148, L1 (1967).
3. *A. G. W. Cameron*, Astron. J. 72, 788 (1967).
4. *Ya. B. Zeldovich and N. I. Shakura*, Astronomicheskii Zhurnal 46, 225 (1969).
5. *A. Sandage, P. Osmer, R. Giacconi, P. Gorenstein, et al.*, 146, 316 (1966).
6. *J. E. Pringle and M. J. Rees*, Astron. and Astrophys. 21, 1 (1972).
7. *M. M. Basko and R. A. Sunyaev*, Astrophys. and Space Sci. 23, 117 (1973).
8. *D. Crampton and J. B. Hutchings*, 178, L65 (1972).
9. *R. Brucato and J. Kristian*, 179, L129 (1973).
10. *A. Tutukov and L. Yungelson*, Nauchnye Informatsii 27, 70 (1973).
11. *A. Tutukov and L. Yungelson*, Nauchnye Informatsii 27, 86 (1973).
12. *V. Tutukov, A. V. Fedorova, E. V. Ergma, and L. R. Yungelson*, Soviet Astron. Letters 13, 328 (1987).
13. *I. Iben, A. V. Tutukov, and L. R. Yungelson*, Astrophys. J. Suppl. 100, 233 (1995).
14. *I. Iben, A. V. Tutukov, and L. R. Yungelson*, Astrophys. J. Suppl. 100, 217 (1995).
15. *A. M. Чепенацук*, Двойные звезды (М.: Наука, 1988).
16. *B. Paczynski*, in Structure and Evolution of Close Binary Systems, Proc. IAU Symp. 73, edited by P. Eggleton, S. Mitton and J. Whelan (Dordrecht: Reidel, 1976), p. 75.
17. *M. Gilfanov, G. Fabbiano, B. Lehmer, and A. Zezas*, arXiv:2304.14080 [astro-ph.HE] (2023).
18. *B. A. Binder, A. K. Anderson, K. Garofali, M. Lazzarini, and B. F. Williams*, arXiv:2305.01802 [astro-ph.HE] (2023).
19. *T. C. Licquia and J. A. Newman*, 806, id. 96 (2015).
20. *J. Zhang, S.-B. Qian, G.-B. Zhang, and X. Zhou*, arXiv:2306.12002 [astro-ph.HE] (2023).
21. *B. Palit and S. Mondal*, arXiv:2304.12731 [astro-ph.HE] (2023).
22. *H. Tranin, N. Webb, and O. Godet*, arXiv:2304.11216 [astro-ph.HE] (2023).
23. *H. Klus, W. C. G. Ho, M. J. Coe, R. H. D. Corbet, and L. J. Townsend*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 437, 3863 (2014).
24. *S. Wang, Y. Qiu, J. Liu, and J. N. Bregman*, 829, id. 20 (2016).
25. *J. van den Eijnden, N. Degenaar, T. D. Russell, J. C. A. Miller-Jones, A. R. Escorial, R. Wijnands, G. R. Sivakoff, and J. V. H. Santisteban*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 516, 4844 (2022).
26. *L. B. F. M. Waters and M. H. van Kerkwijk*, Astron. and Astrophys. 223, 196 (1989).
27. *M. MacLeod and J. Grindlay*, arXiv:2304.09368 [astro-ph.HE] (2023).
28. *K. El-Badry, H.-W. Rix, Y. Cendes, A. C. Rodriguez, et al.*, arXiv:2302.07880 [astro-ph.HE] (2023).
29. *K. A. Postnov*, Astron. Letters 29, 372 (2003).
30. *A. V. Tutukov and L. R. Yungelson*, Astrofizika 12, 342 (1976).
31. *I. Iben and A. V. Tutukov*, Astrophys. J. Suppl. 105, 145 (1996).
32. *U. Munari and D. P. K. Banerjee*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 475, 508 (2018).
33. *M. Brightman, J. Hameury, J. Lasota, R. D. Baldi, et al.*, arXiv:2305.01693 [astro-ph.HE] (2023).
34. *L. B. Koninckx, M. A. De Vito, and O. G. Benvenuto*, Astron. and Astrophys. 674, 97 (2023).
35. *S. Ozdemir*, Astron. Nachricht. 331, 300 (2010).
36. *S. Karino*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 507, 1002 (2021).

37. Y. Naze, G. Rauw, M. A. Smith, and C. Motch, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 516, 3366 (2022).
38. M. Revnivtsev, K. Postnov, A. Kuranov, and H. Ritter, *Astron. and Astrophys.* 526, id. 94 (2011).
39. J. J. Tobin, S. S. R. Offner, K. M. Kratter, S. T. Megeath, *et al.*, 925, id. 39 (2022).
40. M. Moe and R. Di Stefano, *Astrophys. J. Suppl.* 230, id. 15 (2017).
41. A. V. Tutukov and D. A. Kovaleva, *INASAN Sci. Rep.* 3, 342 (2019).
42. P. Kroupa and T. Jerabkova, arXiv:2112.10788 [astro-ph.HE] (2021).
43. A. Tokovinin and C. Briceno, *Astron. J.* 159, id. 15 (2020).
44. А. Г. Мачевич, А. В. Тутуков, *Эволюция звезд: теория и наблюдения* (М.: Наука, 1988).
45. P. D. Kiel and J. R. Hurley, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 369, 1152 (2006).
46. Z. T. Kraicheva, E. I. Popova, A. V. Tutukov, and L. R. Yungelson, *Astrofizika* 22, 105 (1985).
47. K. Gullikson, A. Kraus, and S. Dodson-Robinson, *Astron. J.* 152, id. 40 (2016).
48. R. A. London and B. P. Flannery, 258, 260 (1982).
49. A. V. Tutukov and A. V. Fedorova, *Astron. Rep.* 66, 925 (2022).
50. F. Fortin, A. Kalsi, F. Garcia, and S. Chaty, arXiv:2401.11931 [astro-ph.HE] (2024).
51. F. Fortin, F. Garcia, A. S. Bunzel, and S. Chaty, *Astron. and Astrophys.* 671, id. A149 (2023).
52. A. V. Tutukov, *Nauchnye Informatsii* 11, 62 (1969).
53. A. V. Tutukov and A. V. Fedorova, *Astron. Rep.* 47, 826 (2003).
54. A. V. Tutukov and A. V. Fedorova, *Astron. Rep.* 51, 847 (2007).
55. S. Martocchia, N. Bastian, S. Saracino, and S. Kamann, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 520, 4080 (2023).
56. A. V. Tutukov, *Nauchnye Informatsii* 11, 69 (1969).
57. R. Tomaru, D. Chris, H. Odaka, and A. Tanimoto, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 523, 3441 (2023).
58. A. Tutukov, L. Yungelson, and A. Klayman, *Nauchnye Informatsii* 27, 3 (1973).
59. K. Nomoto, 257, 780 (1982).
60. I. Iben and A. V. Tutukov, 431, 264 (1994).
61. T. L. S. Wong and J. Schwab, 878, id. 100 (2019).
62. J. Brooks, L. Bildsten, J. Schwab, and B. Paxton, 821, id. 28 (2016).
63. E. B. Bauer, C. J. White, and L. Bildsten, 887, id. 68 (2019).
64. A. A. C. Sander and J. S. Vink, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 499, 873 (2020).
65. J. D. Cummings, J. S. Kalirai, P.-E. Tremblay, E. Ramirez-Ruiz, and J. Choi, arXiv:1809.01673 [astro-ph.HE] (2018).
66. K. Nomoto, 277, 791 (1984).
67. A. Mummery, T. Wevers, R. Saxton, and D. Pasham, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 519, 5828 (2023).
68. A. Malyali, Z. Liu, A. Merloni, A. Rau, *et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 520, 4209 (2023).
69. J. Antoniadis, T. M. Tauris, F. Ozel, E. Barr, D. J. Champion, and P. C. C. Freire, arXiv:1605.01665 [astro-ph.HE] (2016).
70. C. Ye and M. Fishbach, 937, id. 73 (2022).
71. N. Kumar and V. V. Sokolov, *Astrophys. Bull.* 77, 197 (2022).
72. A. F. Illarionov and R. A. Sunyaev, *Astron. and Astrophys.* 39, 185 (1975).
73. R. Perna, Y. Wang, W. M. Farr, N. Leigh, and M. Cantiello, *Astrophys. J. Letters* 878, id. L1 (2019).
74. A. V. Tutukov and A. V. Fedorova, *Astron. Rep.* 52, 985 (2008).
75. B. D. Lehmer, R. T. Eufrazio, P. Tzanavaris, A. Basu-Zych, *et al.*, *Astrophys. J. Suppl.* 243, id. 3 (2019).
76. S. V. Forsblom, J. Poutanen, S. S. Tsygankov, M. Bachetti, *et al.*, *Astrophys. J. Letters* 947, id. L20 (2023).
77. A. V. Tutukov and A. V. Fedorova, *Astron. Rep.* 46, 765 (2002).
78. J. Neilsen and N. Degenaar, arXiv:2304.05412 [astro-ph.HE] (2023).
79. A. L. Avakyan, G. V. Lipunova, and K. L. Malanchev, arXiv:2310.20580 [astro-ph.HE] (2023).
80. T. N. O'Doherty, A. Bahramian, J. C. A. Miller-Jones, A. J. Goodwin, I. Mandel, R. Willcox, P. Atri, and J. Strader, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 521, 2504 (2023).
81. M. Nicholl, S. Srivastav, M. D. Fulton, S. Gomez, *et al.*, *Astrophys. J. Letters* 954, id. L28 (2023).
82. R. Margutti, B. D. Metzger, R. Chornock, I. Vurm, *et al.*, 872, id. 18 (2019).
83. N. Markova, J. Puls, T. Repolust, and H. Markov, *Astron. and Astrophys.* 413, 693 (2004).
84. A. V. Tutukov and A. V. Fedorova, *Astron. Rep.* 47, 600 (2003).
85. H. Lamers, G. Snow, and D. Lindholm, 455, 269 (1995).
86. C. Hawcroft, H. Sana, L. Mahy, J. O. Sundqvist, *et al.*, arXiv:2303.12165 [astro-ph.HE] (2023).
87. L. E. Muijres, J. S. Vink, A. de Koter, P. E. Muller, and N. Langer, *Astron. and Astrophys.* 537, id. A37 (2012).
88. H. Delgado-Marti, F. M. Levine, E. Pfahl, and S. A. Rappaport, 546, 455 (2001).
89. I. Iben, A. V. Tutukov, and A. V. Fedorova, 486, 955 (1997).
90. A. Yu. Sytov, P. V. Kaigorodov, A. M. Fateeva, and D. V. Biskalo, *Astron. Rep.* 55, 793 (2011).

THE EVOLUTIONARY STATUS OF THE GALAXY'S X-RAY BINARY STARS

A. V. Tutukov¹, A. V. Fedorova¹¹*Institute of Astronomy of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

The article is devoted to the analysis of the evolutionary status of the X-ray binary stars of the Galaxy. It is shown that the assumption of the conservative evolution of these binary systems leads to an overestimation of the X-ray luminosity of the Galaxy by 3–4 orders. The total observed rate of accretion of matter by relativistic components of X-ray binaries is close to $\sim 10^{-6} M_{\odot} / \text{yr}$, while the theoretically possible rate reaches $\sim 10^{-2} M_{\odot} / \text{yr}$. The contradiction between these estimates is eliminated if two factors are taken into account. The first of them is the formation of a common envelope in massive X-ray binary systems after filling the Roche lobe by the donor and the brief phase of a bright X-ray source. The common envelope eliminates the output of X-ray radiation generated during accretion, and also leads to the loss of part of the donor's matter from the system. The second factor is the presence of intense stellar wind of donors in massive X-ray binary, as well as the occurrence of induced stellar wind in low-mass donors due to exposure to hard radiation from an accreting relativistic star. At the same time, the generally accepted assumption that donors of X-ray binaries fill their Roche lobes may not be fulfilled. A significant part of the donor's wind matter may be lost from the system. In addition, radiation can enhance the stellar wind of the accretion disk, and part of this wind will also leave the system. There are other factors that reduce the total number of accreted matter: supernova explosions in X-ray binaries, destroying part of these systems, the impossibility of accretion onto rapidly rotating young neutron stars with a strong magnetic field, as well as a rapid drop in the rate of loss of matter by the donor as its mass decreases, characteristic for low-mass X-ray systems.

Keywords: close binaries, X-ray luminosity of the Galaxy, X-ray binaries, accretion, stellar wind

МНОГОЛЕТНЯЯ ОПТИЧЕСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ B[e]–ЗВЕЗДЫ CI SAM В СПОКОЙНОМ СОСТОЯНИИ

© 2024 г. В. Г. Ключкова^{1,*}, А. С. Мирошниченко^{2,3}, В. Е. Панчук¹

¹Специальная астрофизическая обсерватория Российской академии наук, Нижний Архыз, Россия

²Университет в Гринсборо, Северная Каролина, США

³Астрофизический институт им. В. Г. Фесенкова, Алматы, Казахстан

*E-mail: Valentina.R11@yandex.ru

Поступила в редакцию 30.03.2024 г.

После доработки 20.04.2024 г.

Принята в печать 23.04.2024 г.

Оптические спектры высокого разрешения B[e]-звезды CI Sam получены в разные даты 2002–2023 гг. на 6-метровом телескопе БТА с эшелле спектрографом НЭС. Найдена переменность во времени мощных эмиссионных профилей H α и He I. У двухпиковых эмиссий с «прямоугольными» профилями отношение интенсивности коротковолнового и длинноволнового пиков $V/R \geq 1$, за исключением одной даты. Выявлено снижение интенсивностей всех двухпиковых эмиссий с «прямоугольными» профилями по мере удаления во времени от вспышки 1998 г. Средняя лучевая скорость по эмиссиям этого типа для всех дат наблюдений изменяется в интервале $V_r(\text{emis} - d) = -(50.8 \div 55.7) + 0.2$ км/с. Полуамплитуда изменения скорости (среднеквадратичное отклонение) составляет $\Delta V_r = 2.5$ км/с. Скорость по однопиковым эмиссиям ионов (Si III, Al III, Fe III) мало отличается от значений $V_r(\text{emis} - d)$, но точность измерений по этим эмиссиям хуже: ошибка среднего для разных дат меняется от 0.4 до 1.3 км/с. В качестве системной скорости принято значение $V_{\text{sys}} = -55.4 \pm 0.6$ км/с по стабильному положению запрещенной эмиссии [N II] 5754 Å. Стабильно и положение однопиковых эмиссий [O III] 4959 и 5007 Å, $V_r(\text{emis} - d)$ V_r ([O III]) = -54.2 ± 0.4 км/с. Запрещенные эмиссии [O I] 5577, 6300, 6363 Å, [Ca II] 7291 и 7324 Å в спектрах отсутствуют. Эмиссия вблизи 4686 Å — нечастое событие, ее интенсивность редко превышает уровень шумов. Лишь в спектре, полученном 03.09.2015, зарегистрирована широкая асимметричная эмиссия с интенсивностью около 16% выше континуума. Возникают вопросы об использовании этой эмиссии для оценки периода переменности звезды и о локализации этой детали в системе CI Sam. Отождествлены фотосферные абсорбции N II, S II, Fe III с переменным положением.

Ключевые слова: массивные звезды, двойные системы, CI Sam, оптические спектры, переменность

DOI: 10.31857/S0004629924060044 EDN: JMKSFQ

1. ВВЕДЕНИЕ

Горячая звезда CI Sam издавна известна как звезда с насыщенными эмиссиями оптическим спектром, в каталоге [1] она обозначена как MWC 84. Особый интерес к этому объекту возник после регистрации в его системе мощной вспышки в апреле 1998 г., которая наблюдалась во всех диапазонах спектра от рентгеновского до радио диапазона [2]. После этого события звезда отнесена к ультраярким рентгеновским источникам (см. подробнее работу [3]) и изучается интенсивно во всех диапазонах длин волн, база данных SIMBAD содержит свыше 240 публикаций. Основные особенности оптического спектра CI Sam — интенсивные эмиссии H I, He I, а также эмиссии Fe II, [Fe II] со специфическими «прямоугольными» профилями, были выявлены уже в ранних

статьях [4, 5], авторы которых классифицировали звезду как сверхгигант с феноменом B[e]. Напомним, что впервые интерпретация эмиссионных «прямоугольных» профилей для звезд с постоянной потерей вещества дана Билсом [6], на примере зарегистрированных эмиссионных полос с плоскими вершинами в спектрах звезд Вольфа–Райе и новых. К настоящему времени распространено представление о том, что эмиссии в спектрах звезд с феноменом B[e] формируются в структурированной околозвездной среде в виде плотного диска и/или дуг. Зикграф [7] суммировал принципиальные особенности оптических спектров B[e]-звезд и провел теоретическое моделирование профилей характерных спектральных деталей. Наличие в оптических спектрах запрещенных эмиссий металлов, обусловленных их формирова-

нием в близкой к звезде разреженной околозвездной среде, считаются основным признаком звезд с феноменом B[e].

Уже спустя несколько дней после вспышки 1998 г. спектроскопия CI Sam в ИК диапазоне выявила мощные эмиссии H, He, Fe и последующие их изменения [8]. Результаты первых наблюдений в различных диапазонах длин стимулировали проведение ряда наблюдательных кампаний, результаты которых позже были суммированы в многочисленных оригинальных статьях и обзорах. Отметим наиболее важные для уяснения особенностей оптического спектра CI Sam (и родственных объектов) публикации: это [3, 7–9]. Важна для понимания особенностей звезд с феноменом B[e] работа [10]. Авторы этой работы, получив спектры высокого разрешения для выборки звезд, изучили переменность эмиссий и пришли к выводу о возникновении специфических эмиссий в совокупности оболочечных структур. Для изучения долговременного поведения оптического спектра CI Sam не имеют аналогов наблюдения с высоким спектральным разрешением, выполненные через две недели после вспышки 1998 г. на 2.7-м телескопе обсерватории McDonald, что позволило авторам [11] детально отождествить компоненты спектра, оценить их параметры и указать области формирования различных типов эмиссий.

Несколько групп астрономов исследовали временное поведение фотометрических и спектральных параметров CI Sam. Принципиальные результаты получены за счет спектрального мониторинга, проведенного авторами [12], которые отследили изменение профилей основных эмиссий в оптическом спектре в течение 2001–2005 гг., в частности, был зафиксирован переход профиля H_α от двухпикового типа к однопиковому. Эти авторы подчеркнули значимую ошибку определения эквивалентных ширин спектральных деталей вследствие неопределенности уровня континуума. Важный результат — обнаружение наклонного пылевого диска — получен путем интерферометрии в ближнем ИК диапазоне [13]. Горанский и др. [14], используя обширную коллекцию спектров, полученных на спектрографах 6-м телескопа БТА, обеспечивающих различное спектральное разрешение, сделали ряд значительных выводов. В частности, изучение картины лучевых скоростей по линиям различной природы (He II 4686 Å, [N II] 5754 Å, Fe II) выявило особый характер поведения запрещенной эмиссии [N II] 5754 Å, что позволило авторам сделать вывод о том, что эта линия формируется в области, более удаленной от звезды по сравнению с таковой для сообщества эмиссий Fe II.

К настоящему времени основные представления о строении и поведении CI Sam вкратце состоят в следующем: CI Sam — это объект с феноменом B[e], в состав которого входит массивная звезда раннего спектрального класса В и маломассивный компаньон неизвестной пока природы; спустя несколько лет после вспышки 1998 г. изменился тип эмиссий в оптическом спектре и их интенсивность значительно снизилась; комплексная структура околозвездной среды сформировалась за счет быстрого полярного ветра и медленного экваториального истечения; в оптическом спектре отсутствуют абсорбционные детали, исключением являются межзвездные абсорбции; нет надежных оценок расстояния, светимости и орбитальных параметров, к примеру, нет общепринятого значения орбитального периода.

Необходимость многочисленных высококачественных спектральных данных очевидна, поэтому нередко публикации завершаются призывом к проведению подобных наблюдений. Однако значительная удаленность CI Sam (параллакс $\pi = 0.21 \text{ mas}^1$ по данным Gaia EDR3 [15]) затрудняет регулярный спектральный мониторинг с высоким разрешением, необходимый для создания обширной коллекции спектров. Как справедливо отмечает в своем обзоре Краус [9], для выполнения такого мониторинга необходимо иметь много терпения и много времени на крупных телескопах. Пока опубликованы лишь несколько работ с результатами на основе анализа спектров высокого разрешения, полученных в отдельные моменты времени, к примеру, статьи [3, 5]. Стремясь увеличить временной интервал наблюдений, авторы вынуждены объединять данные измерений, полученных по наблюдениям с высоким и пониженным спектральным разрешением [14].

Отсутствие наблюдательных данных необходимого качества и объема послужило для нас аргументом к началу долговременной спектроскопии для обеспечения поиска переменности профилей спектральных деталей и картины лучевых скоростей со временем. Эта задача требует многократных наблюдений с высоким спектральным разрешением в широком интервале длин волн. В данной статье мы представляем результаты первого этапа работы. В разделе 2 данной статьи кратко описаны методы наблюдений и анализа данных. В разделе 3 приведены полученные результаты, в разделах 4 и 5 обсуждаются полученные результаты в сопоставлении с опубликованными ранее, и суммируются основные выводы.

¹ mas — угловая миллисекунда дуги

2. ЭШЕЛЛЕ СПЕКТРОСКОПИЯ НА БТА

Первые наши наблюдения на БТА были выполнены с использованием спектрографа умеренного ($R \approx 12000$) разрешения PFES [16] в ночь 03.12.1998 г. Этот спектр, содержащий только однопиковые эмиссии из-за недостаточного разрешения, показал нам необходимость и возможность получения на БТА

спектров CI Cam с многократно более высоким разрешением. Все последующие спектры CI Cam были получены нами с высоким разрешением в 2002–2023 гг. с эшелле спектрографом НЭС [17], стационарно расположенном в фокусе Нэсмита 6-м телескопа БТА. Даты наблюдений звезды в приведены в табл. 1.

Таблица 1. Результаты измерений гелиоцентрической скорости V_r в спектрах CI Cam по разным типам линий

Дата, JD	$\Delta\lambda$, нм	V_r , км/с			
		emis–d	emis–s	[O III]	DIBs
04.02.2002 245 2310.34	462–607	-47.4 ± 1.3 (43)		–51.2	-7.8 (2)
19.11.2002 245 2598.16	456–599	-49.6 ± 0.2 (46)	-47.4 ± 0.8 (25)	–48.0	-7.4 ± 0.7 (8)
21.12.2002 245 2630.44	452–599	-51.7 ± 0.2 (28)	-51.5 ± 0.5 (12)	–55.2	
18.11.2005 245 3693.40	528–670	-53.8 ± 0.2 (42)	-54.1 ± 0.5 (8)		-7.8 ± 0.7 (9)
20.11.2005 245 3694.51	528–670	-54.6 ± 0.4 (21)	-54.8 ± 1.0 (11)		-6.0 ± 0.5 (15)
15.01.2006 245 3751.20	456–601	-54.4 ± 0.2 (39)	-54.9 ± 0.2 (8)	–51.6	
06.12.2006 245 4076.36	447–593	-55.1 ± 0.2 (61)	-53.1 ± 1.3 (14)	–54.7	-7.2 ± 1.0 (6)
07.12.2006 245 4077.22	447–593	-55.7 ± 0.2 (61)	-53.3 ± 0.4 (26)	–55.8	-7.8 ± 0.9 (5)
08.12.2006 245 4078.35	447–593	-55.6 ± 0.2 (59)	-56.3 ± 0.5 (19)	–54.8	-6.8 ± 0.6 (7)
10.12.2006 245 4080.35	447–593	-55.6 ± 0.2 (59)	-56.2 ± 0.5 (22)	–56.7	-7.0 ± 1.0 (7)
18.11.2008 245 4788.29	447–593	-55.6 ± 0.2 (21)	-55.7 ± 0.6 (9)	–56.3	
13.01.2011 245 5575.26	520–668	-54.0 ± 0.2 (35)	-52.4 ± 0.4 (12)		-6.6 ± 0.7 (7)
03.09.2015 245 7269.47	395–698	-54.4 ± 0.2 (88)	-54.0 ± 0.4 (35)	–55.1	-7.3 ± 0.6 (17)
08.12.2019 245 8826.45	470–778	-51.6 ± 0.2 (46)	-51.9 ± 0.7 (32)	–43.4	-7.6 ± 0.3 (19)
21.10.2021 245 9509.33	470–778	-51.5 ± 0.3 (49)	-51.3 ± 0.5 (23)	–43.0	-6.2 ± 0.8 (17)
05.07.2022 245 9890.37	470–778	-50.8 ± 0.2 (56)	-50.0 ± 0.2 (32)	–48.9 (5)	-6.2 ± 0.5 (18)
09.02.2023 245 9985.28	470–778	-51.1 ± 0.3 (60)	-53.6 ± 0.5 (12)	–48.4	-7.1 ± 0.5 (10)

Примечание. В скобках указано число спектральных деталей, использованных при усреднении скорости для каждой даты.

Последние годы спектрограф оснащен матрицей ПЗС с числом элементов 4608×2048 , размер элемента 0.0135×0.0135 мм; шум считывания $1.8e^-$. Регистрируемый за одну экспозицию диапазон длин волн $\Delta\lambda = 470 - 778$ нм. В 2001–2011 гг. мы использовали ПЗС с числом элементов 2048×2048 . Для уменьшения потерь потока на входной щели спектрограф НЭС снабжен резателем изображения звезды. С использованием резателя каждый спектральный порядок повторяется трижды. Спектральное разрешение НЭС $R = \lambda / \Delta\lambda \geq 60000$. В спектрах CI Sam отношение уровня сигнала к шуму (С/Ш) изменяется на несколько порядков от континуума до вершин сильных эмиссий.

Экстракция одномерных данных из двумерных эшелле изображений выполнена с использованием модифицированного с учетом геометрии эшелле кадра контекста ECHELLE пакета MIDAS. Все детали процедуры описаны Юшкиным и Ключковой [18]. Следы космических частиц удалены стандартным приемом — за счет медианного усреднения пары спектров, полученных последовательно. Для калибровки длин волн использовалась Th–Ag лампа. Все последующие шаги в обработке одномерных спектров выполнены с использованием современной версии пакета DECH20t [19]. Систематическая ошибка измерений гелиоцентрической лучевой скорости V_r по набору теллурических деталей и межзвездных линий дублета Na I не превышает 0.25 км/с по одной линии; ошибка измерения V_r по широким абсорбциям не превышает 0.5 км/с. Для усредненных значений скорости в табл. 1 ошибки составляют 0.6–2.4 км/с в зависимости от типа измеренных линий. Отождествление деталей в спектрах CI Sam мы выполнили, используя списки линий из статей, основанных на спектроскопии на БТА+НЭС родственных звезд с феноменом В[e] [20–22]. Кроме того, для нескольких спектральных деталей мы использовали данные базы VALD (см. [23] и ссылки в этой публикации).

3. ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

3.1. Особенности спектра CI Sam и их переменность

Оптический спектр CI Sam населен эмиссиями разного типа: эмиссии ионов металлов с двухпиковыми «прямоугольными» профилями, усложненные не вполне симметричные эмиссии H I, He I, слабые эмиссии многократно ионизованных металлов (Al III, Fe III, Si III), эмиссионные компоненты триплета кислорода OI 7773 Å. Все они формируются в различных физических условиях оболочечной среды

и имеют различающиеся ширины. По этой причине мы исследовали отдельно временное поведение профилей этих типов эмиссий и лучевой скорости по измерениям их положений.

Рисунки 1 и 2 хорошо иллюстрируют эти основные особенности спектра звезды. Согласно классификации Билса, профиль H_α в спектре CI Sam относится к типу II — однопиковая эмиссия, не содержащая абсорбционных компонентов. На рис. 1 представлены профили H_α для нескольких дат наблюдений. Положение штриховой вертикали на этом и последующих рисунках соответствует принятому значению $V_{\text{sys}} = -55.4 \pm 0.6$ км/с по линии [N II] 5754 Å. Отметим найденные особенности профиля H_α : систематическое снижение интенсивности вершины профиля; отсутствие ветровых компонентов; наличие, помимо широкого пьедестала ($\Delta V_r \approx \pm 400$ км/с), слабого повышения интенсивности длинноволнового крыла, его переменность может быть вызвана неоднородностью оболочки.

Профили двухпиковых эмиссий (Fe II, [Fe II] и др.) имеют почти вертикальные склоны и вогнутые вершины. В случае сферически симметричного и радиально расширяющегося ветра в оптически тонкой среде формируются профили с плоской вершиной. Наблюдаемая форма вершин в спектре CI Sam указывает на структурированность излучающего слоя. Согласно авторам [3], вогнутость профиля, т. е. понижение эмиссии, обусловлено меньшим излучением при меньших скоростях. Даже в случае симметрии околозвездной среды вершины профи-

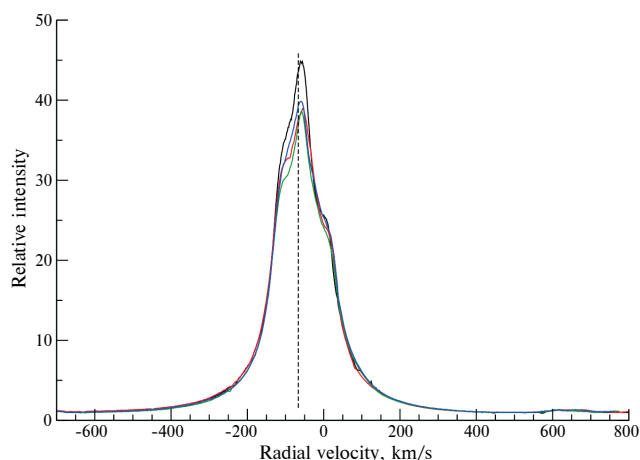


Рис. 1. Профили H_α в спектрах CI Sam, полученных в разные даты: 18.11.2005 (оранжевая линия), 03.09.2015 (черная), 21.10.2021 (красная), 05.07.2022 (зеленая), 09.02.2023 (голубая). Здесь и на последующих рисунках положение штриховой вертикали соответствует принятому значению $V_{\text{sys}} = -55.4 \pm 0.6$ км/с по линии [N II] 5754 Å, а уровень континуума принят за 1.

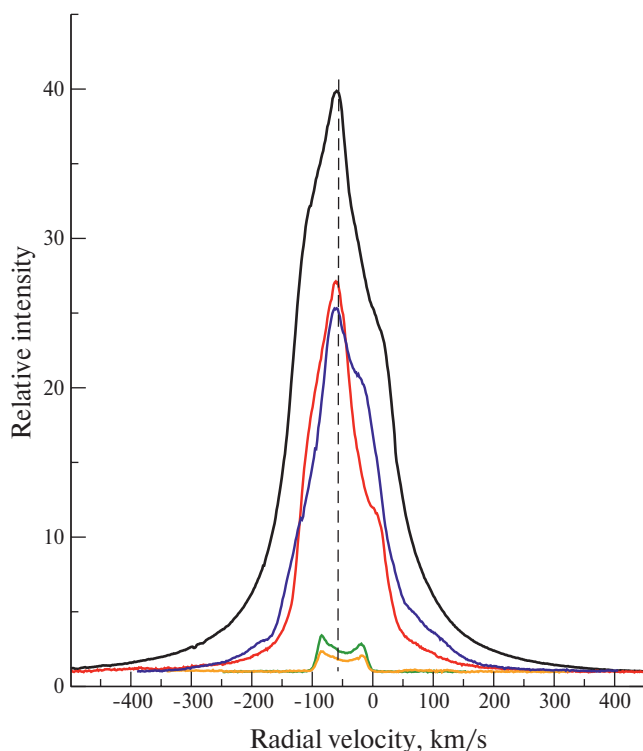


Рис. 2. Профили характерных эмиссий в спектре 09.02.2023: H_{α} (черная линия), H_{β} (красная), He I 5876 Å (синяя), Fe II 5534 Å (зеленая), Fe II 5425 Å (оранжевая).

лей будут неплоскими, если есть дополнительное поглощение в диске.

Переменность эмиссий Fe II и [Fe II] с «прямоугольными» профилями и вогнутыми вершинами иллюстрирует рис. 3. Эта специфическая форма эмиссий Fe II и [Fe II] сохраняется в течение мониторинга, однако, интенсивность вершин эмиссий в спектрах, полученных в разные даты, систематически меняется. Обращает на себя внимание правый рисунок на верхней панели, на котором зафиксировано редко наблюдаемое соотношение интенсивностей пиков: интенсивность длинноволнового пика для всех эмиссий (за исключением запрещенной эмиссии [N II] 5754 Å) выше коротковолнового.

На левой панели рис. 4 сопоставлены профили линии [N II] 5754 Å в двух ранних спектрах CI Cam (04.02.2002 и 19.11.2002) с профилями, полученными с 2008 по 2022 г. Здесь видим значительное отличие ранних профилей 2002 г. относительно всех последующих, у которых совпадает положение коротковолновых крыльев и несущественно меняется интенсивность. При этом у самого раннего профиля 04.02.2002 видим почти двукратное увеличение интенсивности, и смещение положения, сдвиг корот-

коволнового крыла примерно на 10 км/с в красную область. Уже спустя 8.5 месяцев, в ноябре 2002 г., интенсивность этого профиля существенно снизилась, и его коротковолновое крыло приблизилось к стационарному положению поздних профилей. Отношение V/R превышает 1 для всех моментов наблюдений. На правой панели этого рисунка для тех же дат приведен для сравнения профиль линии Fe II 5534 Å. Для этой линии низкого возбуждения в спектрах 2002 г. также видим сдвиг коротковолнового крыла примерно на 10 км/с в красную область, но иное поведение величины V/R : интенсивность меняется несущественно, в спектрах 2002 г. отношение $V/R \geq 1$, позже $V/R < 1$.

Публикации результатов оптической спектроскопии CI Cam, как правило, содержат указание на присутствие в спектрах эмиссий высокого возбуждения: He II 4686 Å, запрещенных эмиссий [O I] 6300 и 6363 Å, [O III] 4959 и 5007 Å (см., напр., работы [11, 12]). В наших спектрах эмиссии [O I] 6300 и 6363 Å отсутствуют, но линии [O III] 4959 и 5007 Å наблюдаются постоянно. Отождествление этих слабых линий высокого возбуждения [O III] 4959 и 5007 Å не вызывает проблем, а положения обеих линий в спектрах, $V_r(4959) = -52.4 \pm 1.6$ км/с и $V_r(5007) = -50.6 \pm 1.4$ км/с (по 13 спектрам), хорошо согласуются и мало меняются со временем.

Ситуация с поведением эмиссии He II 4686 Å в спектрах высокого разрешения остается менее определенной. Восемь из наших спектров, перечисленных в табл. 1, содержат диапазон длин волн, в котором можно ожидать присутствие линии 4686 Å. На рис. 5 представлены фрагменты для 6 дат наблюдений. В спектрах «1», «3», «4» и «5» эта линия отсутствует, в спектре «2» интенсивность эмиссии низка ($< 5\%$ от локального континуума). В нашем самом раннем спектре, полученном 03.12.1998 с умеренным разрешением и отношением $C/\Phi \geq 100$ со спектрографом PFES, эмиссия на 4686 Å отсутствует. И лишь в одном из спектров, полученном 03.09.2015, появилась широкая эмиссия с эквивалентной шириной $W_{\lambda} = 0.4$ Å. Если предположить, что это эмиссия He II 4686 Å, получаем ширину ее профиля в интервале лучевых скоростей от -100 до $+160$ км/с, что не согласуется с общей картиной лучевых скоростей в системе (см. профили линий на рис. 2) и ставит вопрос о локализации этой эмиссии в системе CI Cam.

Эмиссионная линия He II 4686 Å может появляться не во всех орбитальных фазах из-за, напри-

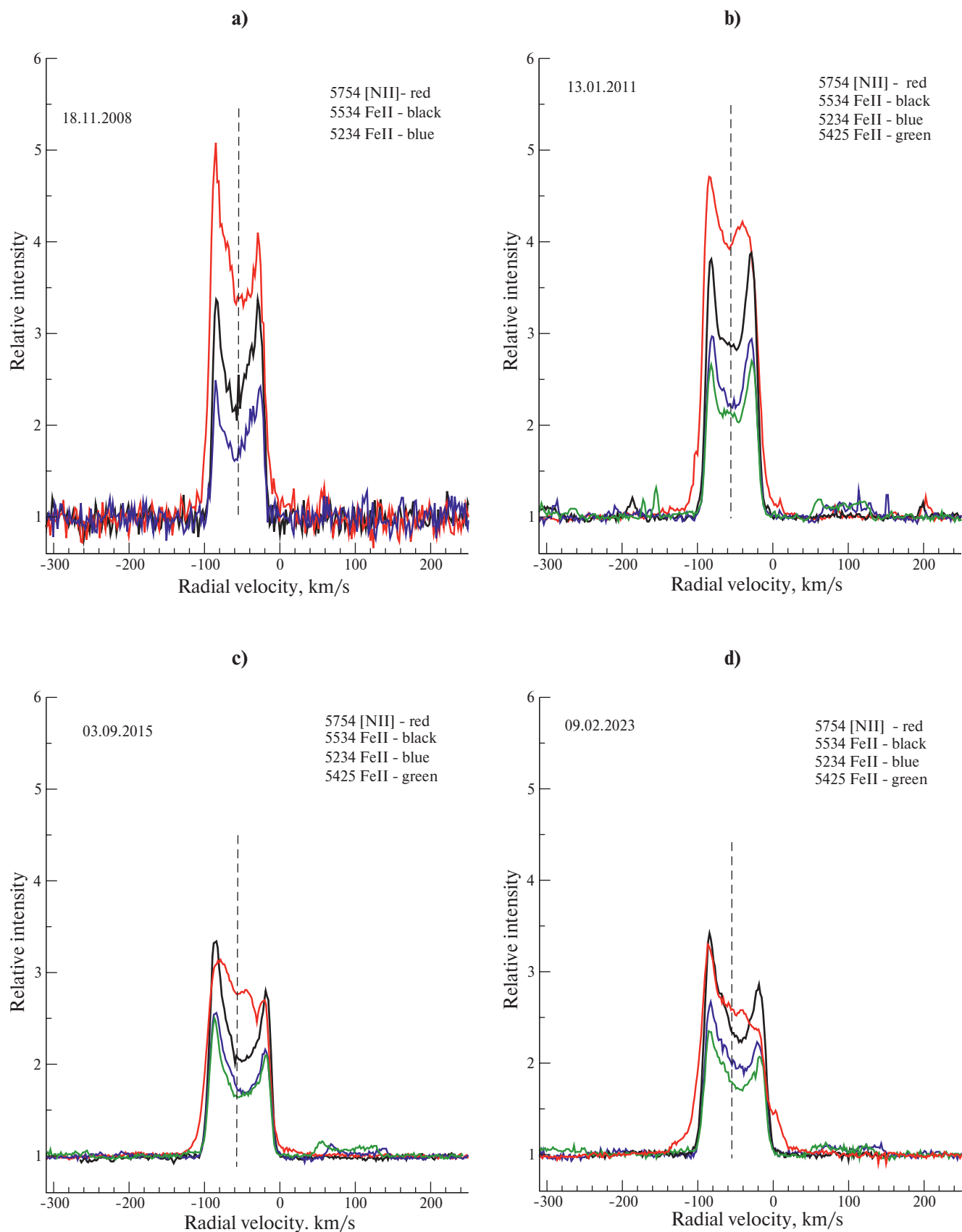


Рис. 3. Профили избранных линий в спектрах, полученных 18.11.2008, 13.01.2011, 03.09.2015 и 09.02.2023: [N II] 5754 Å (красная линия), Fe II 5534 Å (черная), Fe II 5234 Å (синяя), Fe II 5425 Å (зеленая).

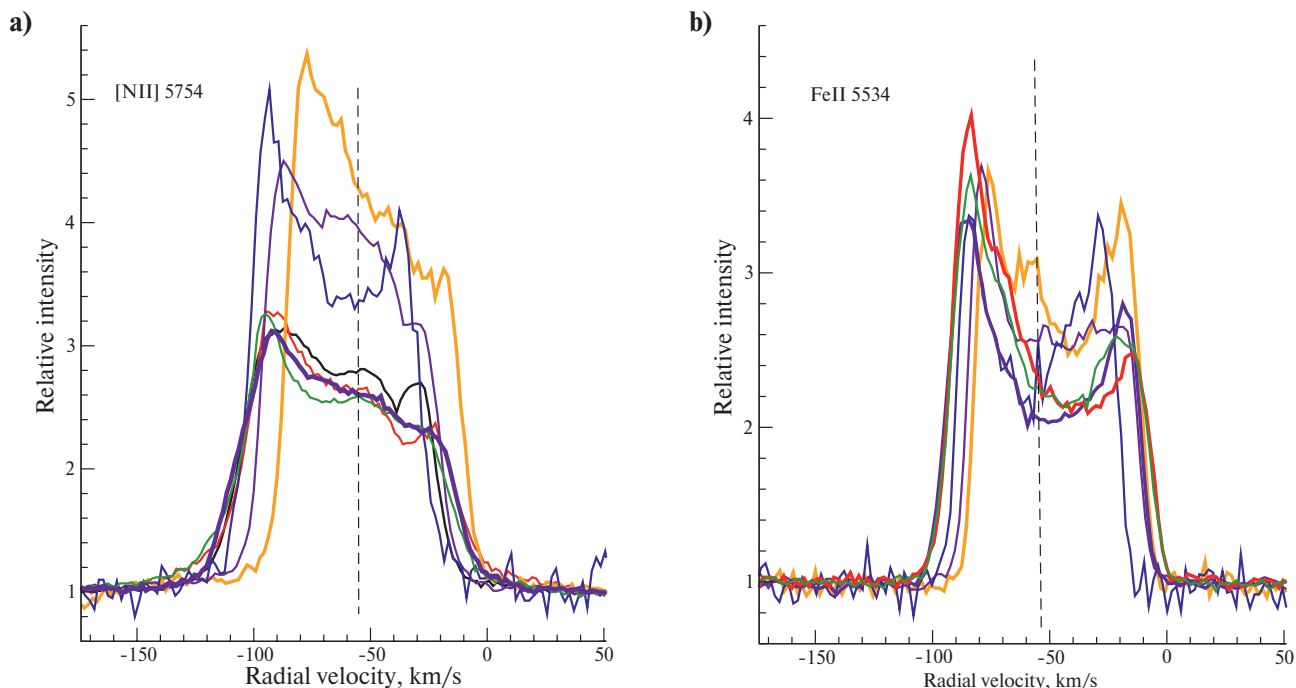


Рис. 4. Профили эмиссий [N II] 5754 Å (слева) и Fe II 5534 Å (справа) в спектрах разных дат: 04.02.2002 (оранжевая линия), 19.11.2002 (фиолетовая), 18.11.2008 (голубая), 03.09.2015 (черная), 08.12.2019 (жирная черная линия), 21.10.2021 (красная), 05.07.2022 (зеленая).

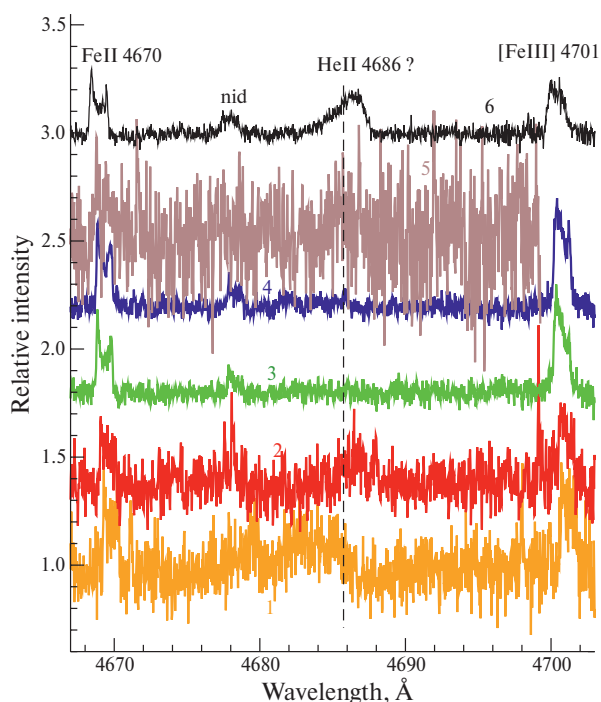


Рис. 5. Фрагменты спектров CI Cam в интервале длин волн 4665–4703 Å, полученные в различные даты: 04.02.2002 (оранжевая линия), 15.01.2006 (красная), 06.12.2006 (зеленая), 07.12.2006 (синяя), 18.11.2008 (коричневая), 03.09.2015 (черная линия). Положение вертикали соответствует длине волны 4686 Å. Не отождествлена слабая эмиссия на длине волны около 4678 Å.

мер, экранировки плотными областями оболочки главной звезды системы. Кроме того, она слаба и может быть не видна на фоне шума в не очень хорошо накопленных спектрах. На основании наших наблюдений можно признать появление эмиссии He II 4686 Å в спектрах CI Cam редким событием, что указывает на сложность использования этой эмиссии для оценки периода спектральной переменности звезды и ставит задачу о локализации эмиссии в системе CI Cam. Для решения этой задачи очевидна необходимость получения значительно большего объема высококачественных спектральных данных. В настоящее время нет достаточного объема спектральных данных высокого разрешения для подтверждения возможности использования этой линии для этой цели.

Отметим также, что в спектре, полученном 03.09.2015, в котором зарегистрирована эмиссия вблизи $\lambda \approx 4686$ Å, наблюдается и дополнительная особенность — пониженная интенсивность эмиссий с «прямоугольными» профилями, что хорошо иллюстрирует совокупность панелей на рис. 4.

3.2. Поиск абсорбций в спектрах CI Cam

Близким родственником CI Cam является сверхгигант MWC 17 с феноменом B[e] в спектре, особенности которого были детально изучены по несколь-

ким спектрам БТА+НЭС авторами [21]. Звезда MWC 17, отождествляемая с ИК источником IRAS 01441+6026, одна из самых горячих звезд с феноменом B[e]. В ее спектрах 2005–2006 гг. отождествлены многочисленные разрешенные и запрещенные эмиссии, а также межзвездные линии Na I и диффузные межзвездные полосы (DIBs). Сопоставление полученных новых данных с более ранними измерениями позволило сделать вывод об отсутствии значительной переменности спектральных деталей. По линиям различной природы изучена картина лучевых скоростей, что позволило авторам принять скорость по стабильным запрещенным эмиссиям в качестве системной скорости, $V_{\text{sys}} = -47$ км/с. Высокое качество используемого спектрального материала позволило авторам [21] выполнить детальное отождествление спектральных структур. Тщательно проведенный поиск не привел к обнаружению в спектре MWC 17 абсорбций, формирующихся в атмосфере звезды.

Имея выборку качественных спектров CI Sam, мы также предприняли поиск аналогичных абсорбций, включая и сравнение спектров CI Sam, полученных в разные даты. В спектрах двух дат наблюдений в 2022 и 2023 гг. мы отождествили абсорбции Fe III, N II и S II, и получили средние значения скорости с хорошей точностью, $V_r(2022) = -32.4 \pm 0.5$ км/с (5 линий) и $V_r(2023) = -54.64 \pm 1.0$ км/с (9 линий), что дает основание для вывода о присутствии абсорбций и о переменности их положений. В спектре, полученном 08.12.2019, мы нашли лишь 5 абсорбций, средняя скорость для этой даты определена с пониженной точностью $V_r(2019) = -55.6 \pm 2.0$ км/с. Положение

трех из найденных абсорбций на двух фрагментах спектров за три даты наблюдений показано на рис. 6. Из сравнения фрагментов спектров 2021, 2022 и 2023 гг. следует отсутствие указанных абсорбций в спектре 2021 г. В целом можно говорить о присутствии абсорбций в отдельные моменты наблюдений и о переменности их среднего положения. Будущие спектральные наблюдения послужат для уточнения сведений о спектре атмосферы CI Sam.

3.3. Системная скорость CI Sam

Лучевая скорость, соответствующая положению запрещенной линии [N II] 5754 Å, стабильна на протяжении всех ночей наблюдений. Средняя скорость по этой эмиссии в 13 спектрах составила $V_r(5754) = -55.4 \pm 0.6$ км/с и, как было сказано выше, принята нами за системную, т. е. $V_{\text{sys}} = -55.4 \pm 0.6$ км/с. Две другие запрещенные линии [N II] с длинами волн 6548 и 6584 Å в спектре CI Sam находятся на протяженных (до 600 км/с) крыльях мощной эмиссии H $_{\alpha}$, а вторая из них к тому же блендирована близко расположенными эмиссиями CII, что несколько снижает точность измерений.

3.4. Сравнение спектров CI Sam и иных звезд с феноменом B[e]

Из сопоставления спектров двух B[e] сверхгигантов, MWC 17 и CI Sam, следует не только их принципиальное сходство, но и различия в деталях. Подчеркнем различие типов профилей эмиссий: в спектрах CI Sam вне вспышек профили H $_{\beta}$, H $_{\alpha}$, Fe II, [Fe II], [O III] 5007 Å — однопиковые, в спектрах же MWC 17 все они двухпиковые, что

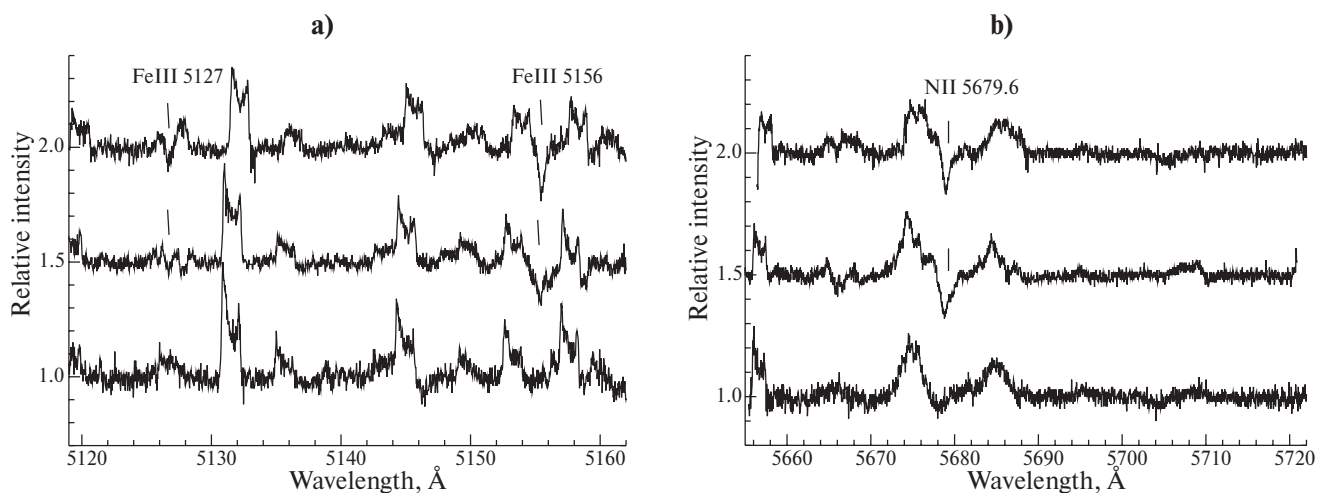


Рис. 6. Фрагменты с абсорбциями в спектрах CI Sam, сверху вниз: 09.02.2023, 05.07.2022, 21.10.2021. Два верхних фрагмента сдвинуты по оси ординат на 0.5 и 1.0 соответственно.

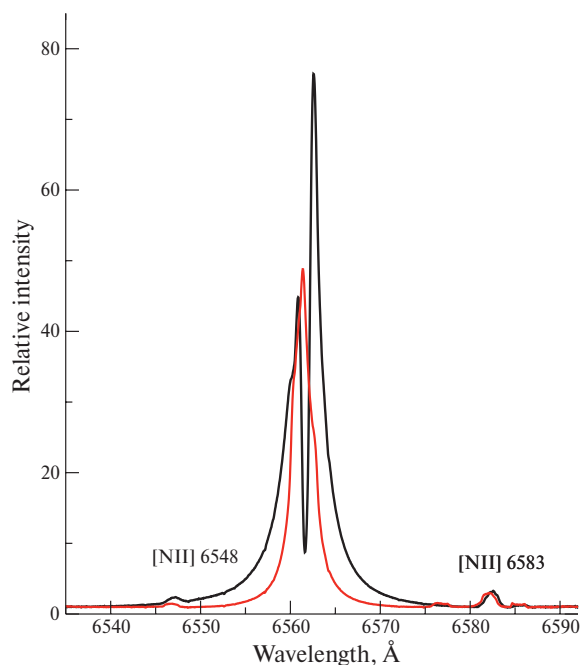


Рис. 7. Сравнение фрагментов, содержащих H_α и запрещенные линии [N II], в спектрах MWC 17 (черная линия) и CI Cam (красная), полученных на БТА со спектрографом НЭС в декабре 2005 г.

указывает на различие геометрии и кинематики околозвездной среды. Линии H_α и [N II] в спектрах обеих звезд показаны на рис. 7.

Кроме того, в спектрах MWC 17 содержится ряд эмиссий, [OI] 6300, 6363 Å, отсутствующие в спектрах CI Cam. На верхней панели рис. 8 сопоставлены фрагменты спектров MWC 17 и CI Cam, полученные со спектрографом НЭС в декабре 2005 г. Оба фрагмента содержат основные линии, но их интенсивности значительно различаются. Самая

мощная для данного фрагмента эмиссия [OI] 6363 Å превалирует в спектре MWC 17 и абсолютно отсутствует в спектральном фрагменте CI Cam. Из запрещенных эмиссий кислорода во всех наших спектрах CI Cam постоянно присутствует лишь эмиссия [O I] 5577 Å, ширина профиля и положение которой указывают на теллурическое происхождение этой детали. Краус [9] отмечает, что запрещенные эмиссии [O I] формируются в плотных областях околозвездной среды с пониженной электронной плотностью.

В спектрах CI Cam зарегистрирована еще одна особенность — эмиссионный характер компонентов триплета O I 7773 Å, что представлено на рис. 9. Дополнительно нанесенный профиль двухпиковой эмиссии Fe II 5432 Å в этом же спектре подчеркивает совпадение положения коротковолнового крыла левого компонента триплета и эмиссии Fe II 5432 Å. Два других компонента триплета на рисунке взаимно блендируют друг друга. Эмиссия ИК триплета кислорода — пекулярность спектров горячих сверхгигантов. В наших исследованиях сверхгигантов с газопылевыми оболочками ранее была зафиксирована эмиссия триплета в спектрах B[e] звезды в системе источника IRAS 004770+6429 [24] и в спектрах В-сверхгиганта LS III+52°24 (см. [25, рис. 6]). Эта нестабильная post-AGB звезда, ассоциированная с ИК источником IRAS 22023+5249, имеет пекулярный оптический спектр с рекордной интенсивностью эмиссий H_α и H_β и с признаками ветра со скоростью до 290 км/с.

3.5. Межзвездные детали

Сложные абсорбционно-эмиссионные профили дублета Na I практически не изменяются: измере-

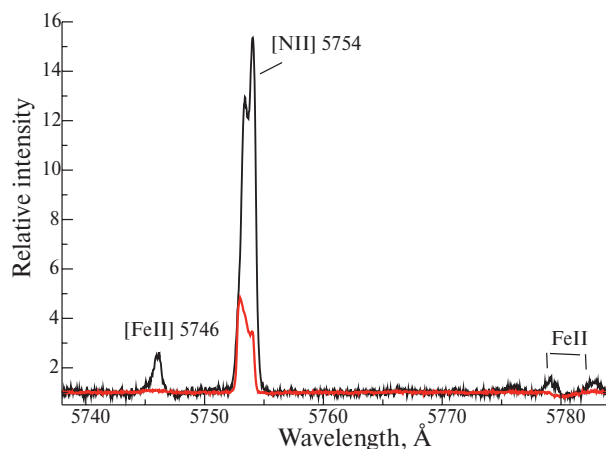
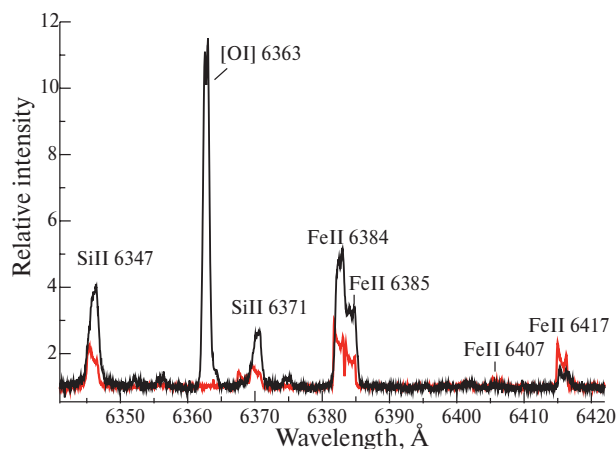


Рис. 8. Сравнение фрагментов спектра MWC 17 (черная линия) и CI Cam (красная), полученных на БТА со спектрографом НЭС в декабре 2005 г.

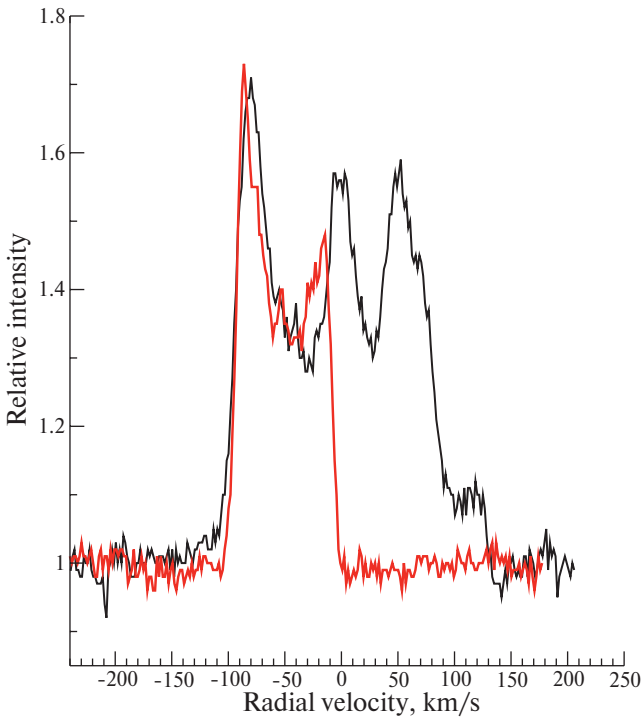


Рис. 9. Триплет кислорода O I 7773 Å (черная линия) в спектре CI Sam, полученном 05.07.2022. Красная линия — профиль двухпиковой эмиссии Fe II 5432 Å в этом же спектре.

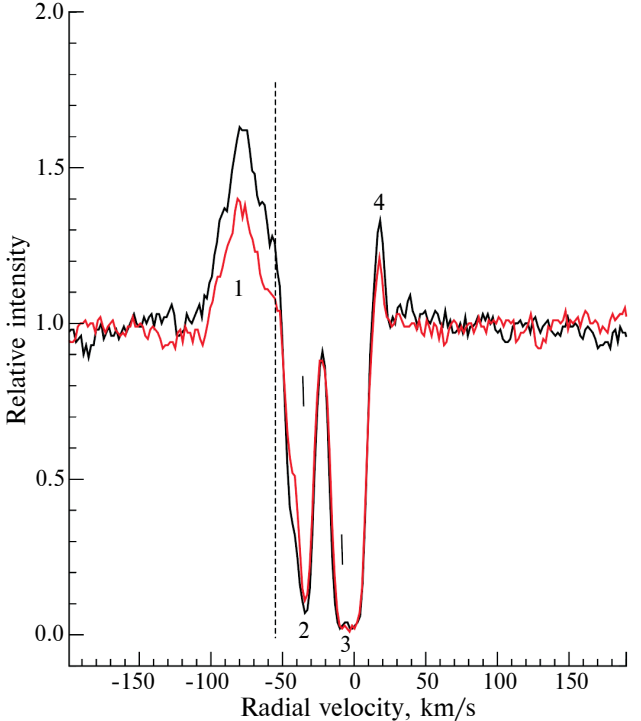


Рис. 10. Профили линий Na I 5889 Å (черная линия) и Na I 5895 Å (красная) в спектре CI Sam, полученном 21.10.2021. Короткими вертикалями указано среднее положение двух межзвездных компонентов $V_r = -7.0$ км/с и -36.7 км/с линии K I 7696 Å.

ния положений их компонентов в имеющихся спектрах позволяет использовать средние значения.

Среднее значение лучевой скорости V_r для постоянно присутствующих компонентов линий дублета Na I: -7.1 ± 0.5 , -35.8 ± 0.3 , -77.7 ± 0.8 км/с, полученные усреднением измерений по 12 спектрам. На рис. 10 показаны обе многокомпонентные D-линии Na I в спектре, полученном 21.10.2021. Помимо основных компонентов (околозвездная эмиссия «1» и межзвездные абсорбции «2», «3»), эти профили содержат и теллурическую эмиссию «4». Штриховой вертикальной линией на рисунке указано среднее положение двух межзвездных компонентов ($V_r = -7.0$ км/с и -36.7 км/с) линии K I 7696 Å. Среднее значение скорости V_r (DIBs) по 11 спектрам, $V_r(\text{DIBs}) = -7.04 \pm 0.21$, совпадает со скоростью по длинноволновому компоненту профиля D-линий Na I и K I. Системная скорость CI Sam LSR ≈ 50 км/с и наличие в спектре коротковолновой межзвездной абсорбции указывают на значительную удаленность CI Sam в рукаве Персея, согласно картине скоростей в Галактике [26], что согласуется с удаленностью звезды по параллаксу $\pi = 0.2101$ mas из каталога Gaia DR3.

Измерив в спектрах звезды эквивалентные ширины DIBs и используя калибровки [27], мы оценили избыток цвета $E(B - V)$ (см. табл. 2). Его усредненное значение по 9 DIBs полосам

Таблица 2. Эквивалентные ширины W_λ (DIBs), усредненные по спектрам CI Sam

λ , Å	W_λ (DIBs), mÅ	$E(B - V)$, mag
5705.20	54 ± 4	0.5
5780.48	376 ± 14	0.7
5797.06	126 ± 12	0.8
5849.81	38 ± 6	0.5
6195.98	51 ± 4	0.85
6203.05	121 ± 20	1.0
6379.32	76 ± 5	0.65
6613.62	188 ± 3	0.75
6660.71	51 ± 4	0.9

Примечание. В 3-м столбце указаны соответствующие значения избытка цвета $E(B - V)$ с использованием калибровок [27].

$E(B - V) = 0.74 \pm 0.06^m$. Используя стандартное значение отношения $A_v / E(B - V) = 3.2$, получаем оценку межзвездного поглощения $A_v = 2.4^m$. Авторы [8], анализируя оценки поглощения, полученные путем моделирования SED, указывают значения полного поглощения $A_v \approx 3.71^m$ и выше, до 4^m , что приводит к большей удаленности CI Cam, $d > 4$ кпк.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Выборка B[e] звезд неоднородна, это хорошо иллюстрируют особенности наблюдаемых профилей эмиссий в работе [28], а также примеры моделирования профилей специфических линий [7]. Оптические спектры CI Cam содержат двухпиковые и однопиковые эмиссии металлов, а также однопиковые эмиссии линий H I и He I. Из перечня основных категорий линий [7], типичных для спектров звезд с феноменом B[e], отсутствуют нормальные профили типа P Cug. В настоящее время необходимо подтвердить присутствие абсорбций, возникающих в атмосфере звезды, найденных нами в спектрах 2022 г. Среди запрещенных линий доминируют низковозбужденные линии ионов, формирующиеся во внешней зоне пониженной плотности. Линии высокого возбуждения, подобные [S III], наблюдаются редко. В частности, эта эмиссия отсутствует в наших спектрах CI Cam. Однако пара однопиковых эмиссий высокого возбуждения [OIII] 4959 и 5007 Å присутствует постоянно. Их интенсивность невысока, всего 2–3% над уровнем локального континуума, однако, их положение стабильно и средняя лучевая скорость по этим запрещенным эмиссиям для каждой даты, указанная в 5-м столбце табл. 1, не выделяется из общей картины скоростей.

Необходимо остановиться и на особенностях эмиссии He II 4686 Å, поведение которой было использовано в работах [29, 30] для изучения переменности лучевой скорости в системе и определения орбитального периода. Используя данные, полученные на различных спектрографах умеренного и высокого разрешения, эти авторы выявили высокую амплитуду (до 500 км/с) переменности скорости и определили орбитальный период около 19 дней. Однако мы, имея однородную выборку спектров, не можем подтвердить этот результат и можем говорить лишь о редком появлении эмиссии вблизи длины волны 4686 Å. Данные наблюдений других авторов также не позволяют отождествить эту деталь с линией высокого возбуждения He II 4686 Å. Бартлетт и др. [3], получив в октябре

2016 г. два спектра высокого разрешения, также не нашли присутствия детали He II 4686 Å и подчеркнули ненадежность использования этой линии для определения периода. Напомним также результаты статьи [28], авторы которой, приводя характерные эмиссии для выборки B[e] звезд, подчеркивают отсутствие в спектре CI Cam самых типичных эмиссий для объектов этого типа: [Ca II] 7291 и 7324 Å, а также и [O I] 6300 и 6363 Å. В более поздней публикации [31] также отмечено отсутствие эмиссии He II 4686 Å.

Выше мы уже упоминали объект MWC 17, имеющий близкие особенности оптического спектра. Как показали на основании прямых H_α -изображений авторы [32], обе звезды, MWC 17 и CI Cam, выделяются в сообществе звезд с B[e] феноменом отсутствием протяженной H_α -оболочки. С другой стороны, совокупность ряда наблюдаемых особенностей спектра CI Cam роднит этот объект с другим сверхгигантом MWC 137. Долговременное изучение позволяет окончательно отнести MWC 137 к сверхгигантам с феноменом B[e] (см. детали и ссылки в статье [33]). Помимо пекулярного оптического спектра, этот объект интересен и тем, что является членом звездной группировки и окружен протяженной H_α -туманностью SH 2–266. В контексте нашей статьи B[e] сверхгигант MWC 137 полезен для сравнения его свойств со свойствами CI Cam. В оптическом спектре MWC 137 профиль H_α имеет близкие к CI Cam особенности, исключая его экстремальную ширину; эмиссии Fe II двухпиковые; как и в спектре CI Cam, в спектрах MWC 137 отсутствуют типичные дисковые эмиссии [O I] 5577 Å, [Ca II] 7291 и 7324 Å, а также фотосферные абсорбции. Это сходство деталей оптического спектра позволяет отнести CI Cam к B[e] сверхгигантам.

Анализ совокупности измерений лучевой скорости позволяет говорить о стабильности кинематического состояния в системе CI Cam. По измерениям лучевой скорости из положений многочисленных «прямоугольных» эмиссий в спектрах звезды найдена слабая переменность лучевой скорости в интервале $V_r(\text{emis} - d) = -(50.8 \div 55.7) + 0.2$ км/с. Лучевая скорость, соответствующая положению запрещенной линии [N II] 5754 Å, стабильна на протяжении всех ночей наблюдений, $V_r = -55.4 \pm 0.6$ км/с, и принята нами за системную. При этом сравнение профилей многочисленных «прямоугольных» эмиссий, включая и [N II] 5754 Å в спектрах различных ночей после вспышки 1998 г., указывает на систематическое изменение интенсивности пиков профилей.

5. ВЫВОДЫ

Перечислим наши основные результаты и выводы:

- для всех дат наблюдений CI Sam зарегистрированы «прямоугольные» профили двухпиковых запрещенных и разрешенных эмиссий ионов металлов. Интенсивности их коротковолновых пиков выше длинноволновых для всех дат наблюдений, за исключением спектра 13.01.2011 с обратным отношением V/R и спектра 18.11.2008 с равной интенсивностью пиков;
- выявлено существенное снижение интенсивностей всех эмиссий с «прямоугольными» профилями по мере удаления во времени от вспышки 1998 г.;
- профиль H_{α} не вполне симметричный и содержит дополнительные переменные детали. При постоянном положении профиля линии в целом наблюдаются изменения интенсивности вершины профиля и дополнительных деталей;
- кинематическое состояние в системе CI Sam стабильно, средняя скорость по эмиссиям для всех дат наблюдений $V_r(\text{aver}) = -53.1 \pm 0.5$ км/с. Полуамплитуда изменения (среднеквадратичное отклонение) составляет $\Delta V_r = 2.5$ км/с;
- поведение запрещенной линии [N II] 5754 Å не отличается от других эмиссий: лучевая скорость, соответствующая ее положению, стабильна в наших наблюдениях после 2002 г. и принята нами за системную, $V_r = -55.4 \pm 0.6$ км/с.;
- в спектрах CI Sam обнаружена редко наблюдаемая особенность — эмиссионный характер компонентов триплета OI 7773 Å;
- подтвержден вывод об отсутствии эмиссий [O I] 6300 и 6363 Å, [Ca II] 7291 и 7324 Å. Интенсивность и положение эмиссии вблизи 4686 Å изменяются существенно. Значительная интенсивность этой линии, около 16% от локального континуума, зарегистрирована лишь в спектре, полученном в сентябре 2015 г. Имеющиеся в настоящее время спектры высокого разрешения не дают возможности решить вопрос о надежности такой детали для оценки периода переменности звезды и о локализации этой эмиссии в системе CI Sam. Очевидна необходимость многократного увеличения объема высококачественных спектров;
- измерив эквивалентные ширины DIBs и используя опубликованные калибровки, мы оценили избыток цвета $E(B - V)$ за счет межзвездного поглощения. Его усредненное значение по 9 DIBs

полосам составляет $E(B - V) = 0.74 \pm 0.06^m$. Используя стандартное значение отношения $A_v / E(B - V) = 3.2$, получаем оценку межзвездного поглощения $A_v = 2.4^m$;

- в спектрах 2022 и 2023 гг. отождествлены фотосферные абсорбции Fe III, N II, Ti II и S II, что позволило получить средние значения скорости с хорошей точностью, $V_r(2022) = -32.4 \pm 0.5$ км/с (5 линий) и $V_r(2023) = -54.64 \pm 1.0$ км/с (9 линий), и дает основание для вывода о присутствии абсорбций и о переменности их положений. В спектре 08.12.2019 мы нашли также 5 абсорбций, средняя скорость для этой даты определена с пониженной точностью, $V_r(2019) = -55.6 \pm 2.0$ км/с. В спектре 2021 г. присутствуют лишь две абсорбции N II.

В целом можно говорить о стабильности кинематической картины в системе CI Sam в спящем состоянии, никаких драматических изменений на протяжении 20 лет мы не зафиксировали. При этом в спектрах CI Sam зарегистрирована переменность интенсивности эмиссий всех типов, что может быть проявлением неоднородности физических условий в оболочке звезды. Важным результатом работы мы считаем обнаружение для ряда моментов наблюдений абсорбций фотосферного типа с переменностью их среднего положения. Этот результат также требует накопления спектральных данных высокого разрешения. Очевидно, что система CI Sam нуждается в продолжении наблюдений и более глубоком изучении.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Наблюдения на 6-метровом телескопе CAO РАН поддержаны Министерством науки и высшего образования РФ.

Мы благодарим за финансовую поддержку Российский Научный Фонд (грант № 22-12-00069)².

БЛАГОДАРНОСТИ

В работе использованы сведения из астрономических баз данных SIMBAD, VALD, SAO/NASA ADS, и Gaia DR3.

²<https://rscf.ru/project/22-12-00069/>

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *P. W. Merrill and C. G. Burwell*, 78, 87 (1933).
2. *J. S. Clark, A. S. Miroshnichenko, V. M. Larionov, V. M. Lyuty, et al.*, *Astron. and Astrophys.* 356, 50 (2000).
3. *E. S. Bartlett, J. S. Clark, and I. Negueruela*, *Astron. and Astrophys.* 622, id. A93 (2019).
4. *H. J. G. L. M. Lamers, F.-J. Zickgraf, D. de Winter, L. Houziaux, and J. Zorec*, *Astron. and Astrophys.* 340, 117 (1998).
5. *A. S. Miroshnichenko, V. G. Klochkova, K. S. Bjorkman, and V. E. Panchuk*, *Astron. and Astrophys.* 390, 627 (2002).
6. *C. S. Beals*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 91, 966 (1931).
7. *F.-J. Zickgraf*, *Astron. and Astrophys.* 408, 257 (2003).
8. *R. I. Hynes, J. S. Clark, E. A. Barsukova, P. J. Callanan, et al.*, *Astron. and Astrophys.* 392, 991 (2002).
9. *M. Kraus*, *Galaxies* 7(4), id. 83 (2019).
10. *G. Maravelias, M. Kraus, L. S. Cidale, M. Borges Fernandes, M. L. Arias, M. Curé, and G. Vasilopoulos*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 480(1), 320 (2018).
11. *E. L. Robinson, I. I. Ivans, and W. F. Welsh*, 565(2), 1169 (2002).
12. *J. Yan, Q. Liu, and H. Hang*, *Astron. J.* 133(4), 1478 (2007).
13. *N. D. Thureau, J. D. Monnier, W. A. Traub, R. Millan-Gabet, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 398(3), 1309 (2009).
14. *V. P. Goranskij, E. A. Barsukova, K. S. Bjorkman, A. N. Burenkov, et al.*, in *The B[e] Phenomenon: Forty Years of Studies*, Proc. of a Conf. held at Charles University, Prague, Czech Republic 27 June–1 July 2016; edited by A. Miroshnichenko, S. Zharikov, D. Korčáková, and M. Wolf; ASP Conf. Ser. 508 (San Francisco: Astronomical Society of the Pacific, 2017), p. 307.
15. *C. S. Kochanek, B. J. Shappee, K. Z. Stanek, T. W.-S. Holzien, et al.*, *Publ. Astron. Soc. Pacific* 129(980), 104502 (2017).
16. *V. E. Panchuk, I. D. Najdenov, V. G. Klochkova, A. B. Ivanchik, S. V. Yermakov, and V. A. Murzin*, *Bull. Spec. Astrophys. Observ.* 44, 127 (1997).
17. *B. E. Панчук, В. Г. Клочкова, М. В. Юшкин*, *Астрон. журн.* 94(9), 808 (2017).
18. *М. В. Юшкин, В. Г. Клочкова*, Препринт Спец. Астрофиз. Обсерв. No. 206 (2005).
19. *G. A. Galazutdinov*, *Astrophys. Bull.* 77(4), 519 (2022).
20. *E. L. Chentsov, V. G. Klochkova, and A. S. Miroshnichenko*, *Astrophys. Bull.* 65(2), 150 (2010).
21. *V. G. Klochkova, E. L. Chentsov*, *Astrophys. Bull.* 71(1), 33 (2016).
22. *A. S. Miroshnichenko, V. G. Klochkova, E. L. Chentsov, V. E. Panchuk, M. V. Yushkin, and N. Manset*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 507(1), 879 (2021).
23. *F. Kupka, N. Piskunov, T. A. Raybchikova, H. C. Stempels, and W. W. Weiss*, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* 138, 119 (1999).
24. *A. S. Miroshnichenko, E. L. Chentsov, V. G. Klochkova, S. V. Zharikov, et al.*, 700(1), 209 (2009).
25. *V. G. Klochkova, A. S. Miroshnichenko, V. E. Panchuk, N. S. Tavalzhanskaya, and M. V. Yushkin*, *Astron. Rep.* 66(5), 429 (2022).
26. *J. P. Vallée*, *Astron. J.* 135(4), 1301 (2008).
27. *J. Kos and T. Zwitter*, 774(1), id. 72 (2013).
28. *A. Aret, M. Kraus, and M. Šlechta*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 456(2), 1424 (2016).
29. *E. A. Barsukova, N. V. Borisov, A. N. Burenkov, V. P. Goranskij, V. G. Klochkova, and N. V. Metlova*, *Astron. Rep.* 50(8), 664 (2006).
30. *E. A. Barsukova, A. N. Burenkov, V. P. Goranskij, S. V. Zharikov, et al.*, *Astrophys. Bull.* 78(1), 1 (2023).
31. *A. Aret, M. L. Arias, A. Torres, L. S. Cidale, and T. Eenmäe*, *Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía* 61B, 99 (2020).
32. *A. P. Marston and B. McCollum*, *Astron. and Astrophys.* 477(1), 193 (2008).
33. *M. Kraus, T. Liimets, C. E. Cappa, L. S. Cidale, et al.*, *Astron. J.* 154(5), id. 186 (2017).

LONG-TERM OPTICAL SPECTROSCOPY OF B[e] STAR CI CAM IN A QUIET STATE

V. G. Klochkova¹, A. S. Miroshnichenko^{2,3}, V. E. Panchuk¹

¹*Special Astrophysical Observatory RAS, Nizhnij Arkhyz, Russia*

²*University of North Carolina at Greensboro, Greensboro, USA*

³*Fesenkov Astrophysical Institute, Observatory, Almaty, Kazakhstan*

High-resolution optical spectra of the B[e] star CI Cam were obtained on arbitrary dates 2002–2023 using the 6-meter BTA telescope with the echelle spectrograph NES. The variability over time of the powerful emissions of H α and He I profiles is found. For two-peaked emissions with «rectangular» profiles, the intensity ratio of blue-shifted and red-shifted peaks is $V/R \geq 1$, except one date. A decrease in the intensity of all two-peak emissions with «rectangular» profiles was revealed as they moved away in time from the 1998 outburst. The average radial velocity for emissions of this type for all observation dates varies in the range $V_r(\text{emis} - d) = -(50.8 - 55.7) + 0.2$ km/s. The half-amplitude of the change (standard deviation) is equal to $\Delta V_r = 2.5$ km/s. The velocity for single-peaked ion emissions (Si III, Al III, Fe III) differs little from the values of $V_r(\text{emis} - d)$, but the measurement accuracy for these emissions is worse: the average error for different dates ranges from 0.4 to 1.3 km/s. The systemic velocity is assumed to be $V_{\text{sys}} = -55.4 + 0.6$ km/s according to the stable position of the forbidden emission [N II] 5754 Å. The position of single-peak emissions [O III] 4959 and 5007 Å is also stable: $V_r([\text{O III}]) = -54.2 + 0.4$ km/s. Emissions [O I] 5577, 6300, 6363 Å, [Ca II] 7291 and 7324 Å are absent from the spectra. Appearance of the emission near 4686 Å is an infrequent event, its intensity rarely exceeds the noise level. Only a wide asymmetric emission with an intensity of about 16% above the continuum was registered in the spectrum for 03.09.2015. Questions arise about the use of this emission to estimate the period of variability of the star and about localization of this feature in the CI Cam system. The photospheric absorptions of N II, S II, and Fe III with a variable position are identified.

Keywords: massive stars, binary systems, CI Cam, optical spectra, variability

АКТИВНОСТЬ ЗВЕЗДЫ ET DRA ПО НАБЛЮДЕНИЯМ В 2018–2023 ГОДАХ

© 2024 г. И. С. Саванов^{1,*}, С. А. Нароенков¹, М. А. Наливкин¹,
А. Н. Тарасенков¹, Е. С. Дмитриенко²

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

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

*E-mail: igs231@mail.ru

Поступила в редакцию 16.03.2024 г.

После доработки 12.04.2024 г.

Принята в печать 23.04.2024 г.

Представлены результаты новых фотометрических наблюдений хромосферно-активной звезды ET Dra, выполненных с использованием телескопов Звенигородской обсерватории ИНАСАН, Российско-Кубинской обсерватории на территории Республики Куба и Терскольской обсерватории ИНАСАН (всего 8 сетов наблюдений), а также с учетом дополнения архивными наблюдениями обзора Kamogata Wide-field Survey. По полученным в течение 2018–2023 гг. данным были проведены исследования изменений формы кривой блеска, вызванных вращательной модуляцией звезды с пятнами на поверхности, а также исследования долговременной переменности блеска звезды. Отмечены характерные изменения кривой блеска ET Dra, к числу которых можно отнести ослабление блеска звезды в фильтре V , его циклические изменения и последующее возрастание. Форма фазовой кривой и продолжительность протяженного минимума блеска меняются. В течение интервала HJD 245 9670 – 245 9715 амплитуда переменности блеска звезды, как и в 1990 г., достигла максимального значения (более 0.4^m). Для каждого из 8 сетов наблюдений составлены карты поверхностных температурных неоднородностей и выполнены оценки параметра S запятненности объекта, максимальное значение которого составило 32.2–33.5%. По построенным спектрам мощности установлены величины возможных циклов долговременной активности звезды в 570 и 1160^d (1.56 и 3.18 лет, соответственно).

Ключевые слова: оптические наблюдения, активные звезды, циклы активности

DOI: 10.31857/S0004629924060053 **EDN:** JMJFNQ

1. ВВЕДЕНИЕ

Звезда ET Dra (BD+70 959) относится к типу звезд FK Com. Звезды типа FK Com — одиночные, быстро вращающиеся, хромосферно-активные звезды спектральных классов G–K [1]. Количество известных звезд, относящихся к этому типу, очень мало. Это сама FK Com и звезды ET Dra (BD+70 959) и HD 199178. Несмотря на большой интерес к уточнению эволюционного статуса звезд типа FK Com и установлению их возможной связи с переменными типа W UMa, за последние десятилетия было опубликовано относительно небольшое количество исследований, посвященных этому интересному типу звезд. Результаты попыток найти новых кандидатов в звезды типа FK Com представлены в работах [2, 3, 4]. Однако до тех пор, пока не будут проведены обширные спектральные наблюдения, чтобы выявить отсутствие

двойственности, найденные объекты будут рассматриваться только как кандидаты в звезды типа FK Com.

ET Dra является наименее изученной звездой этого типа. Она относится к спектральному классу K0 III, $v \sin i = 23$ км/с [5]. В спектре звезды присутствует сильная линия лития 6707 Å с эквивалентной шириной 90 mÅ, что позволило определить содержание лития в атмосфере звезды, $\lg A(\text{Li}) = 1.8$. Существенные доказательства высокой магнитной активности ET Dra были получены путем анализа ее ультрафиолетовых наблюдений с помощью спутника IUE, а также рентгеновских наблюдений (см., напр., [5]). Результаты наиболее подробного фотометрического анализа ET Dra были представлены в статье [6], которые оценили фотометрический период вращения звезды $P = 13.9820^d \pm 0.0078^d$ на основе наблюдений

ET Dra в 1990 г. и указали на достаточно высокую амплитуду переменности блеска (около 0.3^m в фильтре V). Результаты исследований [5, 6] содержат обсуждения вопроса о переменности лучевой скорости ET Dra. В дальнейшем новые результаты для этой малоизученной звезды типа FK Com были представлены в работах [7, 8].

2. НАБЛЮДЕНИЯ И ИХ ОБРАБОТКА

Новые фотометрические наблюдения звезды ET Dra были выполнены в Звенигородской обсерватории ИНАСАН в 2018–2020 гг., на Российско-Кубинской обсерватории на территории Республики Куба (г. Гавана) в 2022–2023 гг., и в Центре коллективного пользования «Терскольская обсерватория» ИНАСАН в 2023 г. Большая часть наблюдений была проведена с помощью роботизированной системы мониторинга околоземного пространства на основе телескопа Officina Stellare RH-200. До середины 2021 г. данный телескоп был установлен в Звенигородской обсерватории Института астрономии РАН, а в конце 2021 г. был перемещен в Российско-Кубинскую обсерваторию на территории Института геофизики и астрономии Республики Куба в г. Гаване.

Телескоп Officina Stellare RH-200 — это широкоугольный телескоп с фокусным расстоянием 600 мм, с фокальным отношением $F/3$ и апертурой 220 мм. Регистрация блеска звезды осуществлялась с помощью ПЗС-приемника FLI Proline 16803. Размер сенсора камеры составляет 4096×4096 пикселей, размер пикселя 9 мкм. При использовании приемника излучения $36 \text{ мм} \times 36 \text{ мм}$ поле зрения телескопа составляет $3.5^\circ \times 3.5^\circ$. В такой конфигурации телескопа и камеры один кадр содержит в себе огромное количество объектов, что обеспечивает большой выбор звезд сравнения для дифференциальной фотометрии.

Дополнительно, в 2023 г. были проведены осенние наблюдения звезды ET Dra на малом роботизированном телескопе Астросиб RC-500 ЦКП «Терскольской обсерватории» ИНАСАН. Телескоп Астросиб RC-500 — это узкопольный телескоп системы Ричи-Криттьена, с фокальным отношением $F/8$ и апертурой 500 мм. Регистрация блеска звезды осуществлялась с помощью ПЗС-приемника FLI Proline 16803. Размер сенсора камеры составляет 4096×4096 пикселей, размер пикселя 9 мкм. При использовании приемника излучения $36 \text{ мм} \times 36 \text{ мм}$ поле зрения телескопа составляет $30' \times 30'$. Телескоп оснащен колесом фильтров $UBVRI$ системы Бесселя для проведения многоцветной фотометрии.

Таким образом, для исследования переменности блеска звезды ET Dra были проведены 8 сетов наблюдений (указаны обсерватория, число измерений и интервал наблюдений):

1. апрель–май 2018, Звенигород, V (921 оценок V , HJD 245 8205.28 – 245 8239.36);
2. август–сентябрь 2018, Звенигород, V/B (600 оценок V , HJD 245 8355.25 – 245 8385.37);
3. апрель–июнь 2019, Звенигород, V/B (760 оценок V , HJD 245 8576.25 – 245 8654.42);
4. август–сентябрь 2019, Звенигород, V/B (798 оценок V , HJD 245 8715.28 – 245 8743.37);
5. апрель–май 2020, Звенигород, V/B (645 оценок V , HJD 245 8946.34 – 245 8989.5);
6. апрель–июнь 2022, Куба, V (1040 оценок V , TJD 245 9680.9 – 245 9745.84);
7. май–июль 2023, Куба, V (770 оценок V , TJD 246 0091.65 – 246 0136.79);
8. сентябрь–октябрь 2023, Терскол, V (708 оценок V , TJD 246 0193.28 – 246 0240.5).

Данные наблюдений подвергались предварительной обработке, которая состояла из вычитания усредненного кадра bias, вычитания кадра темного тока и деления кадров изображения на кадры с плоским полем. Фотометрия звезд проводилась с использованием дифференциального метода. Как и в статье [6], в качестве стандарта для ET Dra была выбрана звезда BD+71 853 ($V = 9.04^m$). Кадры были обработаны с использованием программного пакета MaxIm DL. Точность одного измерения составила не хуже 0.01^m . В общей сложности за 5 лет было отобрано 6242 измерений блеска исследуемой звезды ET Dra. На основе полученного наблюдательного материала были проанализированы изменения формы кривых блеска звезды, вызванные вращательной модуляцией звезды с пятнами на поверхности, изучена долговременная эволюция её блеска.

3. РАНЕЕ ПОЛУЧЕННЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ И АРХИВНЫЕ ДАННЫЕ

Результаты первого, наиболее детального фотометрического анализа ET Dra были представлены в работе [6]. Эти авторы по наблюдениям ET Dra в 1990 г. в Крымской астрофизической обсерватории установили фотометрический период вращения звезды $P = 13.9820^d \pm 0.0078^d$ и впервые указали на достаточно большую величину амплитуды переменности блеска (около 0.3^m в фильтре V).

Наши фотометрические наблюдения ET Dra были начаты на Звенигородской обсерватории

ИНАСАН в марте-апреле 2018 г. Для наблюдений использовалась роботизированная широкоугольная система мониторинга околоземного пространства [7] в составе широкоугольного телескопа Officina Stellare RH-200. Последующие исследования ET Dra были основаны на наблюдениях, проведенных в Звенигородской обсерватории ИНАСАН, с помощью телескопа FRAM-ORM обсерватории Ла Пальма (Испания) и широкополосной оптической системы мониторинга Mini-Mega TORTORA CAO РАН. Их описание и основные результаты представлены нами в работе [8]. Среди полученных результатов два заслуживают особого упоминания. Во время наблюдений около HJD 245 9044.0 с телескопом FRAM-ORM во всех трех фильтрах была зарегистрирована вспышка звезды, оценки ее энергии составили 2.8×10^{37} эрг, 1.9×10^{37} эрг и 1.5×10^{37} эрг в диапазонах B , V и R соответственно. Кроме того, благодаря наблюдениям в CAO РАН, охватывающим более 2200 суток, мы открыли возможность для анализа долговременной переменности блеска ET Dra и дали указание на возможное существование циклов продолжительностью 580 и 810 суток (1.55 и 2.23 года соответственно). Это позволило авторам [9] сделать заключение о сопоставимости выполненных нами определений величин циклов активности ET Dra и двух других звезд типа FK Com, а также данных для звезд типа RS CVn. Имеющиеся у нас данные были дополнены архивными наблюдениями многолетнего обзора Kamogata Wide-field Survey (KWS). В обзоре представлены наблюдения звезды в фильтрах V и I_c , они охватывают длительный интервал в 1437 суток (3.9 лет) (HJD 245 7984.984 – 245 9422.040). Наиболее многочисленны архивные данные о блеске объекта в 2018 г., затем имеется значительный пробел до 2021 г. Мы рассмотрели только данные в фильтре V (всего 113 измерений блеска звезды) и сопоставили их с имеющимся в нашем распоряжении массивом оценок. Эти данные, представленные на рис. 1 крестиками, несомненно свидетельствуют о хорошем согласии с остальными результатами, но они лишь частично восполняют имеющийся пробел в данных HJD 245 9200.5 – 245 9500.5 (см. ниже).

4. ФОТОМЕТРИЧЕСКАЯ ПЕРЕМЕННОСТЬ И ЦИКЛЫ АКТИВНОСТИ

Полученные нами данные открывают возможность для анализа долговременной переменности блеска звезды. На рис. 1 показан имеющийся в нашем распоряжении массив оценок блеска ET Dra. Наиболее очевидной особенностью данных

является уменьшение блеска звезды, за которым, вероятно, следует возвращение к исходному состоянию. Данные этого этапа (после HJD 245 9300) отягощены значительными пробелами. Изменения блеска обладают сложным характером: во-первых, до HJD 245 7500 блеск звезды был в среднем постоянным; затем, при наблюдаемом уменьшении блеска на него стали накладываться изменения циклического характера. Во-вторых, в работе [8] нами отмечалось, что во время наблюдений HJD 244 7813 – 244 8230, проведенных авторами [6], звезда была значительно ярче; ее блеск в фильтре V составлял 9.55^m – 9.80^m , а амплитуда вращательной модуляции – 0.25^m . Аналогичной (и даже превосходящей по величине, до 0.35^m) амплитудой переменности звезда обладала в интервале HJD 245 9670 – 245 9750, но средний уровень блеска был существенно ниже, чем во время наблюдений [6] (см. среднюю панель рис. 1). Внизу на рис. 1 приведен спектр мощности в интервале периодов 0–6000 суток (построенный с использованием IDL программы LNP TEST для периодограммы Ломба-Скаргла). Доминирующим является пик, соответствующий периоду в 14 сут. (период вращения звезды). Следующим по амплитуде является пик для периода, близкого к 3600 суткам, вероятно, сопоставимого с продолжительностью наблюдений. Следующие два пика 570 и 1160^d (1.56 и 3.18 лет соответственно, на рис. 1 они отмечены вертикальными линиями), вероятно, характеризуют циклические изменения блеска. Найденные величины циклов согласуются с оценками, приведенными нами в работе [8], 580^d и 810^d (1.55 и 2.23 года соответственно), а также сопоставимы по величине с циклами активности FK Com и HD 199178 [9]. Вероятно, дальнейшие наблюдения смогут дать информацию для их уточнения и для определения более длительных циклов, и установить, является ли наблюдаемое длительное ослабление блеска уникальным событием или носит циклический характер.

5. ТЕМПЕРАТУРНЫЕ КАРТЫ

Методика восстановления карт поверхностных температурных неоднородностей была детально описана нами ранее [10]. Дополнительные сведения о методике получения карт можно найти, например, в работах [11, 12]. В статье [7] помимо наблюдений, полученных нами в 2018 г., мы рассмотрели данные о переменности блеска ET Dra, опубликованные в [6]. Две кривые блеска (48 индивидуальных измерений в 1990 г. и усредненные по равноотстоящим

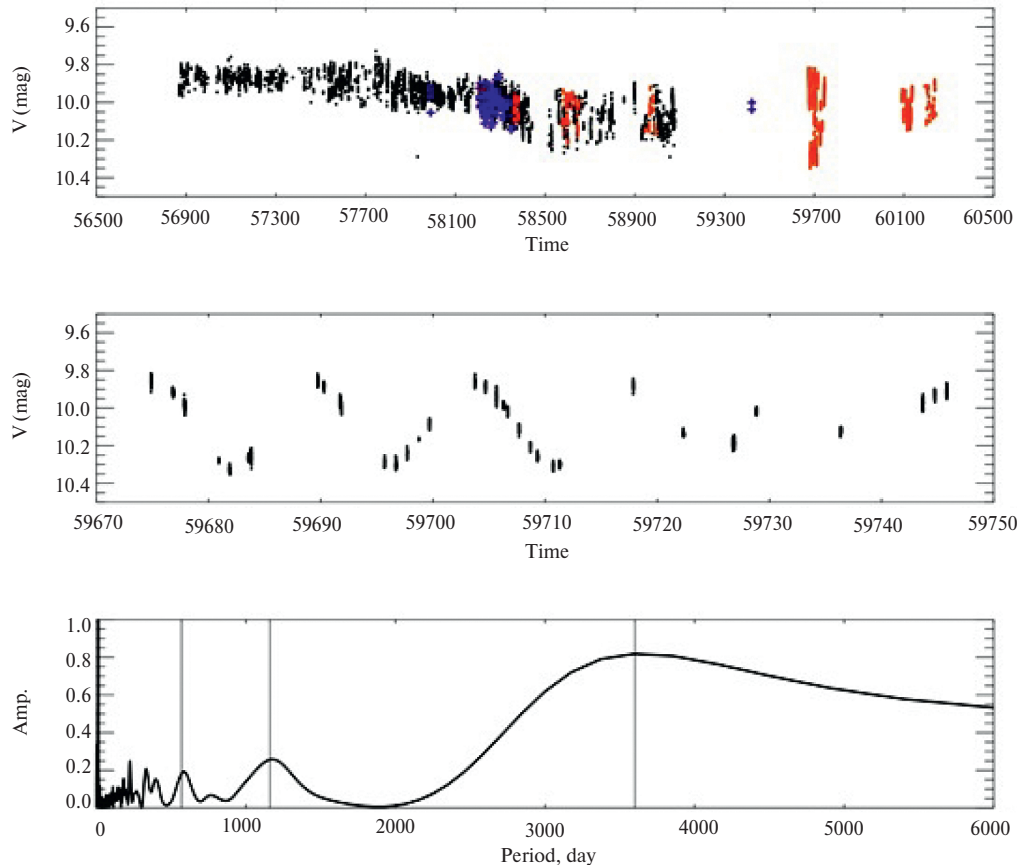


Рис. 1. Вверху — наблюдаемые кривые блеска ET Dra в фильтре V в соответствии с данными наблюдений Mini-Mega TORTORA CAO РАН (скорректированные с учетом длительного тренда) (темные кружки), данными обзора Kamogata Wide-field Survey (KWS) (крестики), и наблюдениями сетов 1–8 (светлые кружки). По оси абсцисс отложено время в формате HJD 240 0000 + t . Средняя панель — кривая блеска по данным наших наблюдений в интервале HJD 245 9670 — 245 9750. По оси абсцисс отложено время также в формате HJD 240 0000 + t . Внизу — спектр мощности в интервале периодов от 0 до 6000 суток. Вертикальные линии соответствуют циклам в 570, 1160 и 3600^d (см. текст).

фазам данные 2018 г.) были проанализированы с помощью программы iPH [10].

Программа iPH является модификацией разработанного нами кода доплеровский картографии [13], созданного с целью анализа кривых блеска. Суть программы основана на методах, разработанных в [14] для статистического подхода решения обратных задач. Мы используем усеченную оценку неизвестного объекта (в нашем случае — факторов заполнения — долей поверхности в элементарной площадке, покрытой пятнами). Данный подход часто называется оккамовским [15]. В соответствии с ранее принятыми подходами [14, 13] наша задача сводится к виду

$$y_0 = H \cdot x_0 + \varepsilon,$$

где вектор x_0 размерности n — неизвестный объект, матрица H ($m \times n$) представляет функцию рассеяния точек, ε — случайный шум, а вектор длины m y_0 —

данные наблюдений (кривая блеска в нашем случае). Подход заключается в построении информационной матрицы $F(x_0)$, которая определяет эллипсоид ошибок в пространстве решений, если имеется информация о H и y_0 . Собственные вектора и собственные значения $F(x_0)$ определяют новую систему отсчета, содержащую основные компоненты P решения. Малые собственные значения $F(x_0)$ относятся к основным компонентам с относительно большими ошибками обратного решения, т. е. к его шуму, так что только часть P полностью несет информацию о x_0 . Используя матрицу V сингулярного разложения информационной матрицы Фишера $F(x_0)$ [16], преобразование $x_0 = V \cdot P$ с усеченным числом главных компонент P приводит к решению задачи искомого уравнения.

Наш неизвестный объект x_0 представляет собой комбинацию двух факторов: интенсивности от фотосферы I_P , и от холодных пятен I_S . В расчетах мы

используем сетку на поверхности звезды, состоящую из 6×6 пикселей (как компромисс между вычислительными усилиями и разрешением на поверхности). Модель предполагает, что интенсивность каждого пикселя содержит вклад обеих температурных составляющих, взвешенный по доле f поверхности, покрытой пятнами (коэффициенту заполнения). Очевидно, что интенсивность от пикселя составляет величину

$$I = fI_P + (1 - f)I_S, \quad 0 < f < 1.$$

В результате решения обратной задачи получается распределение коэффициента заполнения пятен по видимой поверхности звезды, которое наилучшим образом соответствует полученным данным. Никаких предположений относительно формы, конфигурации или общего количества пятен не делается. Астрофизическая информация включает в себя набор фотометрических потоков, рассчитанных по моделям атмосфер из сетки PHOENIX в зависимости от температуры и силы тяжести. Коэффициенты потемнения к краю диска взяты из работы [17].

Таким образом, программа iPN решает обратную задачу восстановления температурных неоднородностей звезды по кривой блеска в двухтемпературном приближении, при котором задаются температуры невозмущенной фотосферы и пятен. Построенные карты были представлены в [7].

В наших новых вычислениях для данных сетов 1–8, как и в [7], мы приняли, что температура фотосферы ET Dra составляет $T_{\text{eff}} = 4800$ К, а температура пятен ниже ее на 750 К. Для расчетов мы применяли данные из сетки моделей Куруца. Согласно [5], угол наклона оси вращения звезды к лучу зрения близок к 60° . Блеск звезды в фильтре V , в предположении об отсутствии пятен на ее поверхности, был принят равным 9.55^m . На рис. 2 представлены результаты восстановления температурных неоднородностей (факторов заполнения f , являющихся неизвестными величинами нашего анализа) на поверхности ET Dra для наблюдений в 7 сетках. Отметим, что карта для сета 1 приведена для полноты представления данных, она уже была опубликована в [7]. Данные для сета 2 были получены также в 2018 г.; несмотря на их малочисленность, для них уже можно сделать пред-

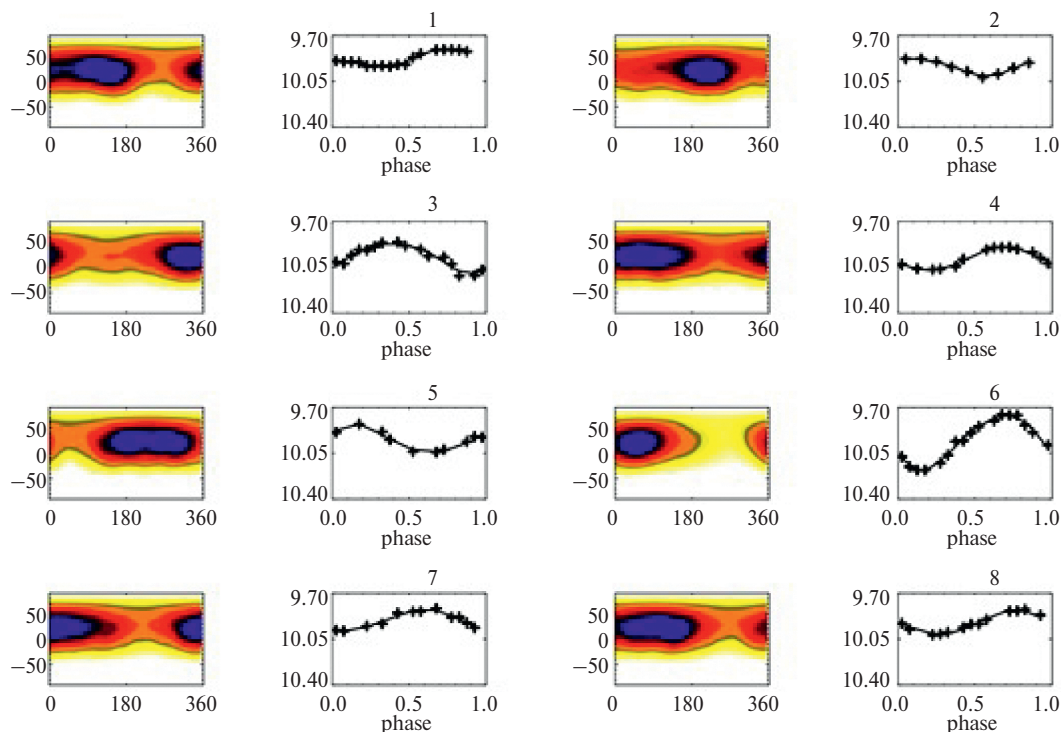


Рис. 2. Результаты восстановления температурных неоднородностей на поверхности ET Dra. Для каждого сета указаны: слева — карты поверхности звезды по наблюдениям в сетках 1–8 (представлены в единой шкале, более темные области на рисунках соответствуют более высоким значениям факторов заполнения f). По оси абсцисс — долгота в градусах, по оси ординат — широта в градусах. Справа — наблюдаемые кривые блеска (кресты) и построенные по восстановленной модели теоретические кривые. Над каждой кривой блеска указан номер сета.

положение об изменении формы кривой блеска, и эти данные были проанализированы независимо.

Большинство активных областей имеют протяженную форму, часто асимметричную. Направление асимметрии меняется (см., напр., сравнение формы кривых блеска и формы пятен в сетях 3–4 и в сетях 6–7–8. Возможно, протяженные области состоят из ряда неразрешенных при картировании деталей (см., напр., сет 5).

Как мы указывали ранее [7], в интервале с 1990 г. по 2018 г. блеск звезды уменьшался, при этом общая запятненность S объекта возросла с 10 до 23% от площади полной видимой поверхности звезды. В сетях 3–4 величина S составила 32.2–33.5% (это были величины максимальной запятненности поверхности звезды), а затем она стала убывать до 28–29% в сетях 7–8.

Резюмируя, отметим, что на протяжении рассматриваемого нами временного интервала кривые блеска ET Dra претерпели следующие сложные изменения. Во-первых, блеск звезды в фильтре V ослабевал, испытывал циклические вариации и проч. (см. выше). Во-вторых, форма и продолжительность протяженного минимума блеска менялись. Наконец, в течение интервала HJD 245 9670.5–245 9715.5 амплитуда переменности блеска звезды, как и в 1990 г., достигла максимального значения (более 0.4^m), что свидетельствует о различии в площади пятен на противоположных полусферах на поверхности звезды. При этом средний блеск в указанный интервал времени был ниже, чем в 1990 г., а полная запятненность, соответственно, выше.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В статье представлены результаты новых фотометрических наблюдений хромосферно-активной звезды ET Dra, выполненных в Звенигородской обсерватории ИНАСАН, на Российско-Кубинской обсерватории на территории республики Куба (г. Гавана) и на Терскольской обсерватории ИНАСАН (всего 8 сетов наблюдений). Имеющиеся у нас данные были дополнены архивными наблюдениями многолетнего обзора Kamogata Wide-field Survey (KWS). По полученным в течение 2018–2023 гг. данным были проведены исследования изменений формы кривой блеска, вызванных вращательной модуляцией звезды с пятнами на поверхности, а также исследования долговременной переменности блеска звезды.

На протяжении рассматриваемого временного интервала кривые блеска ET Dra претерпели зна-

чительные изменения: установлено, что блеск звезды в фильтре V ослабевал, испытывал циклические вариации и проч., и к настоящему времени блеск возрастает. Форма (в том числе асимметрия) и продолжительность протяженного минимума блеска меняются. Кроме того, в течение интервала HJD 245 9670–245 9715 амплитуда переменности блеска ET Dra, как и в 1990 г., достигла максимального значения, более 0.4^m . Для каждого из 8 сетов наблюдений построены карты поверхностных температурных неоднородностей и выполнены оценки параметра S запятненности объекта, максимальное значение которого составило: 32.2–33.5% (сети 3 и 4). По построенным спектрам мощности установлены величины возможных циклов долговременной активности звезды в 570 и 1160 суток (1.56 и 3.18 лет, соответственно).

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, Соглашение 075-15-2023-608 от 30 августа 2023 г.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность Центру коллективного пользования «Терскольская обсерватория» ИНАСАН за проведение наблюдений на малом автоматизированном телескопе Астросиб RC-500.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. B. W. Bopp and R. E. Stencel, 247, L131 (1981).
2. V. B. Puzin, I. S. Savanov, I. I. Romanyuk, E. A. Semenko, and E. S. Dmitrienko, *Astrophys. Bull.* 69(3), 321 (2014).
3. V. B. Puzin, I. S. Savanov, and E. S. Dmitrienko, *Astron. Rep.* 61(8), 693 (2017).
4. J. Sikora, J. Rowe, S. B. Howell, E. Mason, and G. A. Wade, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 496(1), 295 (2020).
5. C. W. Ambruster, F. C. Fekel, E. F. Guinan, and B. J. Hrivnak, 479(2), 960 (1997).
6. L. Jetsu, R. Anttila, E. Dmitrienko, K. N. Grankin, J. Huovalin, S. Y. Mel'nikov, V. S. Shevchenko, and I. Tuominen, *Astron. and Astrophys.* 262, 188 (1992).
7. I. S. Savanov, S. A. Naroenkov, M. A. Nalivkin, and E. S. Dmitrienko, *Astrophysics* 62(3), 313 (2019).
8. I. S. Savanov, S. V. Karpov, G. M. Beskin, A. V. Biryukov, et al., *Astrophys. Bull.* 77(4), 422 (2022).

9. *I. S. Savanov, S. A. Naroenkov, M. A. Nalivkin, and E. S. Dmitrienko*, *Astron. Rep.* 67(12), 1394 (2023).
10. *I. S. Savanov and K. G. Strassmeier*, *Astron. Nachricht.* 329(4), 364 (2008).
11. *K. G. Strassmeier, R. Briguglio, T. Granzer, G. Tosti, et al.*, *Astron. and Astrophys.* 490(1), 287 (2008).
12. *I. S. Savanov and E. S. Dmitrienko*, *Astron. Rep.* 56(2), 116 (2012).
13. *I. S. Savanov and K. G. Strassmeier*, *Astron. and Astrophys.* 444(3), 931 (2005).
14. *V. Y. Terebizh*, *Astron. Astrophys. Trans.* 23(2), 85 (2004), arXiv:math-ph/0412036.
15. *S. V. Berdyugina*, *Astron. and Astrophys.* 338, 97 (1998).
16. *W. H. Press, S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling, and B. P. Flannery*, *Numerical recipes in FORTRAN. The art of scientific computing* (1992).
17. *A. Claret and J. Southworth*, *Astron. and Astrophys.* 674, id. A63 (2023), arXiv:2305.01704 [astro-ph.SR].

ET DRA ACTIVITY ACCORDING TO OBSERVATIONS IN 2018–2023

**I. S. Savanov¹, S. A. Naroenkov¹, M. A. Nalivkin¹,
A. N. Tarasenkova¹, E. S. Dmitrienko²**

¹*Institute of Astronomy of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

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

The results of new photometric observations of the chromospherically active star ET Dra, performed using telescopes of the Zvenigorod INASAN Observatory, the Russian-Cuban Observatory in the territory of the Republic of Cuba (Havana) and the Terskol INASAN Observatory (a total of 8 sets of observations), as well as the addition of archival observations of the Kamogata Wide-field Survey. According to the data received during 2018–2023 changes in the shape of the light curve caused by the rotational modulation of a star with spots on the surface, as well as studies of the long-term variability of the star's brightness were investigated. Characteristic changes in the ET Dra light curve are noted including a decrease of the stellar brightness in *V* filter, its cyclic changes and subsequent brightness increase. The shape of the phase curve and the duration of the extended minimum of brightness vary. During the HJD 245 9670 – 245 9715 interval the amplitude of the star's brightness variability reached a maximum value of more than 0.4 magnitude, as it was in 1990. For each of the 8 set of observations the surface temperature inhomogeneities map were calculated and estimates of the spottedness parameter *S* of the object were performed. Maximum value of parameter *S* was 32.2–33.5%. Based on the constructed power spectra the values of possible cycles of long-term activity of the star are obtained as 570 and 1160 days (1.56 and 3.18 years).

Keywords: optical observations, stars, activity, activity cycles

МНОГОЧАСТОТНЫЙ СИНТЕЗ В КОСМИЧЕСКОЙ РАДИОИНТЕРФЕРОМЕТРИИ СО СВЕРХДЛИННЫМИ БАЗАМИ

© 2024 г. А. Г. Рудницкий^{1,*}, М. А. Щуров^{1,**}, С. В. Чернов^{1,***}

¹Астрокосмический центр Физического института
им. П. Н. Лебедева Российской академии наук, Москва, Россия

*E-mail: arud@asc.rssi.ru

**E-mail: shurovma@lebedev.ru

***E-mail: chernov@td.lpi.ru

Поступила в редакцию 30.03.2024 г.

После доработки 17.04.2024 г.

Принята в печать 23.04.2024 г.

В работе рассматриваются возможности применения методов многочастотного синтеза для космических радиоинтерферометров со сверхдлинной базой (РСДБ) с целью улучшения заполнения (u, v) плоскости и повышения качества получаемых синтезируемых изображений. Для оценки вклада от использования методов многочастотного синтеза выполнены моделирования РСДБ наблюдений на примере концепции космического РСДБ, использующего комбинацию круговых околоземных орбит.

Ключевые слова: интерферометрия, РСДБ, сверхмассивные черные дыры

DOI: 10.31857/S0004629924060067 **EDN:** JMIUJH

1. ВВЕДЕНИЕ

Радиоинтерферометрия со сверхдлинными базами (РСДБ) является уникальной техникой проведения астрономических наблюдений с высоким угловым разрешением. Новый виток развития РСДБ начался после успешного запуска космической обсерватории Highly Advanced Laboratory for Communications and Astronomy (HALCA) или VLBI Space Observatory Programme (VSOP) в 1997 г. [1], а затем обсерватории Радиоастрон (Спектр-Р) в 2011 г. [2]. Успешные наблюдения позволили достигнуть беспрецедентного углового разрешения $8\mu\text{as}$ ¹ [3].

В 2017 г. впервые в истории радиоастрономии были получены изображения сверхмассивных черных дыр (СМЧД) с помощью наземной РСДБ сети миллиметрового диапазона «Телескоп Горизонта Событий» (Event Horizon Telescope или ЕНТ) [4]. Такие уникальные результаты сподвигли дальнейшее стремительное развитие технологии РСДБ в сторону создания новых концепций космических радиоинтерферометров, которые используют несколько космических радиотелескопов для проведения РСДБ наблюдений [5]. Преимущества таких систем неоспоримы. Отсутствие земной атмосферы позволяет проводить наблюдения на более высоких частотах

(выше 345 ГГц), недоступных на наземных радиотелескопах. Тщательно подобранные конфигурации орбит космических телескопов позволяют также достичь гораздо более высокого углового разрешения по сравнению с наземными и некоторыми наземно-космическими РСДБ системами, а также исследовать динамику близких окрестностей СМЧД.

Одной из основных научных задач космических радиоинтерферометров со сверхдлинной базой по-прежнему остается получение детальных изображений близких СМЧД. Ожидаемое качество изображений существенно будет превосходить ЕНТ [5]. Однако, из-за особенностей получения изображений радиоисточников с помощью РСДБ вопрос улучшения заполнения (u, v) плоскости в проводимых РСДБ наблюдениях остается актуальным и для космических интерферометров. В этом случае критически важным моментом становится поиск оптимальных конфигураций орбит для космических радиотелескопов, а также задействование многочастотного синтеза (МЧС) в проводимых наблюдениях.

В настоящей работе рассматриваются возможности использования МЧС в проектах космических РСДБ интерферометров применительно к наблюдениям близких окрестностей сверхмассивных черных дыр (СМЧД).

¹ μas — микросекунда дуги.

2. КОСМИЧЕСКИЙ ИНТЕРФЕРОМЕТР

Космический радиоинтерферометр со сверхдлинной базой (КРСДБ) предполагает использование радиотелескопов, находящихся на космических аппаратах за пределами Земли. Это могут быть как орбитальные телескопы, так и телескопы, расположенные, например, на поверхности Луны [6]. В рамках настоящей работы в качестве основы для оценки возможностей МЧС в КРСДБ рассматривается концепция интерферометра, представленного в работе [7]. Особенностью такой концепции является использование комбинаций регулярных и ретроградных орбит, что позволяет за относительно короткое время (менее 20 часов) получать высокодетальные изображения астрономических источников.

Такой космический радиоинтерферометр состоит из четырех телескопов, расположенных на низких и средних круговых околоземных орбитах с радиусами 7500, 8000, 22 500 и 23 000 км соответственно. Параметры орбит представлены в табл. 1. Диаметр антенны каждого телескопа равен $D = 4$ м. Верхняя частота наблюдений составляет 690 ГГц. Это гораздо выше той, на которой успешно проводились наземные РСДБ наблюдения в проекте ЕНТ (230 ГГц [4]). Выбор такой высокой частоты обосновывается задачей наблюдений близких окрестностей СМЧД, в которых на более низких частотах доминируют эффекты рассеяния [8, 9].

Стоит отдельно отметить, что количество телескопов в концепции [7], которая используется в данной работе, обосновывается возможностью осуществлять замыкание амплитуд. Дело в том, что любой РСДБ интерферометр, состоящий из трех телескопов, позволяет осуществлять замыкание фаз. Такой подход дает возможность осуществлять самокалибровку фазы и восстанавливать истинную фазу в изображении, т. к. фазовые ошибки отдельных телескопов в таком случае нивелируются [10]. В то же время, наличие четырех телеско-

пов позволяет осуществить замыкание амплитуд и устранить ошибки в амплитудной калибровке. Поэтому РСДБ интерферометр, состоящий из четырех телескопов, в том числе космический, будет самокалибруемой системой как по фазе, так и по амплитуде, что является ключевым моментом в повышении качества восстанавливаемых изображений методами апертурного синтеза [10, 11].

3. МНОГОЧАСТОТНЫЙ СИНТЕЗ

В рамках настоящей работы рассматривается многочастотный синтез, который предполагает одновременные наблюдения в нескольких частотных диапазонах, аналогично тому, как это реализовано на телескопах Корейской РСДБ сети [12] и планируется к реализации на наземной РСДБ сети телескопа горизонта событий нового поколения [13], а также в рамках космической обсерватории Миллиметрон [14–16]. Стоит отметить, что ранее в наземных и наземно-космических (Радиоастрон) наблюдениях использовался МЧС с переключением частот (см., напр., [17]) в сантиметровом диапазоне длин волн. Однако, такой подход особых преимуществ не выявил.

Говоря о многочастотном синтезе с использованием одновременных наблюдений на нескольких частотах в широком диапазоне, такой подход позволяет получать как высококачественные изображения, интерполированные на выбранной частоте внутри диапазона, который определяется самой низкой и самой высокой частотой в таких наблюдениях, так и выполнить оценки спектральных характеристик радиоисточников. Этот подход важен не только для космических РСДБ миссий, но также и для наземного РСДБ [13]. Для этих целей существуют проверенные алгоритмы синтеза радиоизображений [18], программно реализованные в пакете Astro Space Locator [19].

Многочастотный синтез изображений позволяет не только улучшить качество и точность изображений, но и определить морфологию наблюдаемых радиоисточников, а также осуществлять перенос фазы с более низких частот на более высокие для увеличения времени когерентного накопления сигнала [20]. Последнее как раз наиболее важно для наземных и наземно-космических РСДБ интерферометров. В контексте КРСДБ с точки зрения вспомогательных и практических функций МЧС помогает осуществлять поиск интерференционного лепестка на более высоких частотах с помощью детектирований на более низких частотах при наличии неопределенности знания вектора состояния

Таблица 1. Параметры орбит телескопов космического радиоинтерферометра

Радиус орбиты, км	Наклонение, °
7500	–61
8000	119
22500	–61
23000	119

Примечание. Параметры приведены для прямого восхождения восходящего узла RAAN = –3.6°.

космических радиотелескопов, аналогично тому, как это делалось при обработке РСДБ данных миссии Радиоастрон [21].

4. МОДЕЛИРОВАНИЕ

Для оценки возможностей МЧС применительно к КРСДБ было выполнено моделирование одновременных наблюдений близких окрестностей СМЧД М87 на трех частотах: 230, 375 и 690 ГГц. При моделировании геометрии и (u, v) заполнения интерферометра использовались орбиты из [7]. Параметры представлены в табл. 1. Для моделирования заполнения (u, v) плоскости, применения моделей источника и последующего восстановления синтезированных изображений использовался программный пакет Astro Space Locator [19]. Мгновенная полоса пропускания бралась равной $\Delta\nu = 16$ ГГц. Общая продолжительность моделируемых наблюдений составила 20 часов. Длительность одного сегмента (скана) в наблюдениях выбиралась равной $\Delta t = 10$ с. Такая продолжительность скана выбиралась из соображений минимизации размытия синтезированной диаграммы направленности интерферометра на самой высокой из трех частот (690 ГГц) [22]. Для удобства продолжительность скана выбиралась одинаковой для всех частот.

Модели распределения яркости СМЧД М87 основывались на работе [23]. Модели распределения яркости М87 соответствуют следующим параметрам СМЧД: спин $a = 0.9375$, масса $M = 6.5 \times 10^9 M_\odot$

(где $M_\odot$ — масса Солнца), угол наклона наблюдателя к оси вращения черной дыры $i = 20^\circ$. На рис. 1 представлены модели для 230, 375 и 690 ГГц соответственно. Модели в данном спектральном диапазоне имеют гладкий спектр со слабыми неоднородными свойствами с максимумом спектра на частоте 150 ГГц. Это обусловлено несколькими факторами. В частности, свойствами плазмы в данном частотном диапазоне в сильном гравитационном поле. В будущем предлагается исследовать более сложные модели с сильно неоднородными спектральными свойствами с расширением рассматриваемого частотного диапазона. Наложение видности смоделированного распределения яркости М87 сопровождалось добавлением шумовой составляющей, которая соответствует оценочной чувствительности интерферометра на каждой частоте. Для этого оценивалась величина собственных шумов системы (SEFD — System Equivalent Flux Density) и флуктуационная чувствительность в континууме по плотности потока σ :

$$\begin{cases} \text{SEFD} = \frac{2kT_{\text{sys}}}{A_e \times 10^{-26}}, \\ \sigma = \frac{\text{SEFD}}{2\sqrt{\Delta\nu\Delta t}}, \end{cases} \quad (1)$$

где k — постоянная Больцмана, T_{sys} — системная температура в Кельвинах, $A_e = \eta A_g$ — эффектив-

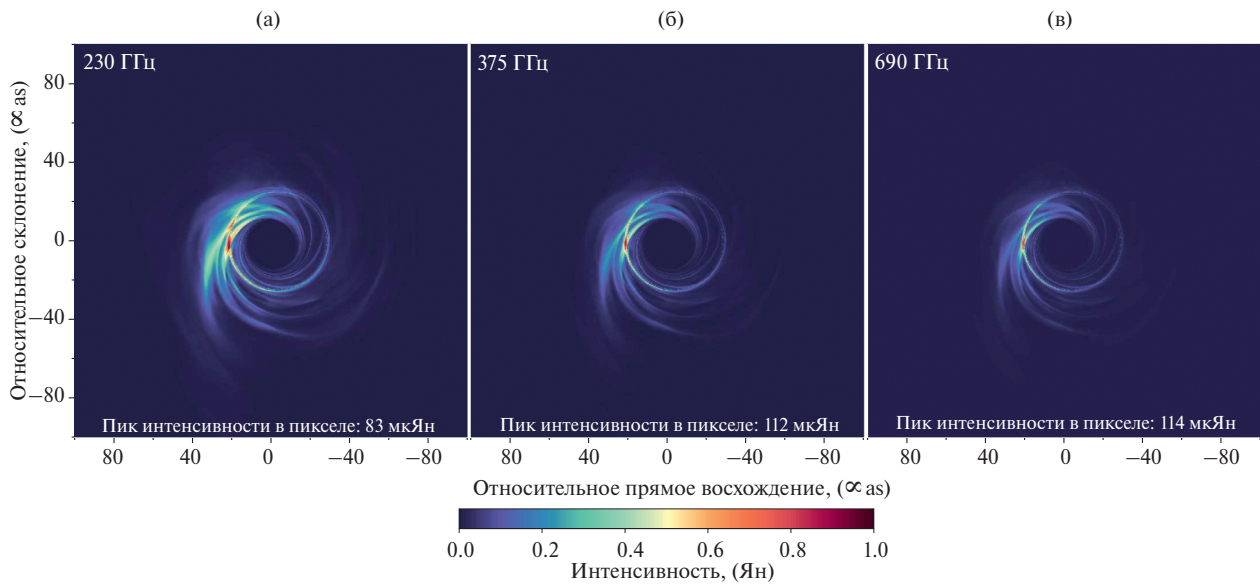


Рис. 1. Модели источника М87: 230 ГГц (а), 375 ГГц (б) и 690 ГГц (с). Цветовая шкала отнормирована на пиковую интенсивность в пикселе для каждой модели.

ная площадь антенны. Здесь $A_g = \pi R^2$ — геометрическая площадь антенны ($R = D / 2 = 2$ м), коэффициент $\eta = \exp(-4\pi\sigma_A / \lambda)$, σ_A — среднеквадратичное отклонение (СКО) поверхности антенны, λ — длина волны наблюдения, $\Delta\nu$ — мгновенная полоса пропускания приемника (16 ГГц), Δt — продолжительность скана (10 с).

В табл. 2 приведены оценки ожидаемых собственных шумов системы (SEFD) в Янских и флуктуационная чувствительность в континууме по плотности потока σ в мЯн, рассчитанные при заданных выше параметрах ν , $\Delta\nu$, Δt и D , с температурой приемников $T_{sys} = 45, 60$ и 200 К для 230, 375 и 690 ГГц соответственно.

5. РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 2 представлено смоделированное заполнение (u, ν) плоскости. Цветами показаны точки фазовой плоскости, которые соответствуют своему

Таблица 2. Собственные шумы системы (SEFD) каждого из телескопов и флуктуационная чувствительность в континууме по плотности потока (σ) интерферометра на рассмотренных частотах

Частота, ГГц	SEFD, Ян	σ , мЯн
230	44 049.7	12.98
375	44 219.8	13.03
690	44 876.2	13.22

Примечание. Данные приведены для следующих параметров: $\sigma_A = 10$ мкм, $T_{sys} = 45, 60$ и 200 К (230, 375, 690 ГГц), $R = D / 2 = 2$ м, $\Delta\nu = 16$ ГГц.

частотному диапазону: 230 ГГц (синие точки), 375 ГГц (красные точки) и 690 ГГц (серые точки). Применение моделей источников на рассчитанные (u, ν) заполнения позволяет восстановить изображения. Для этого использовался классический

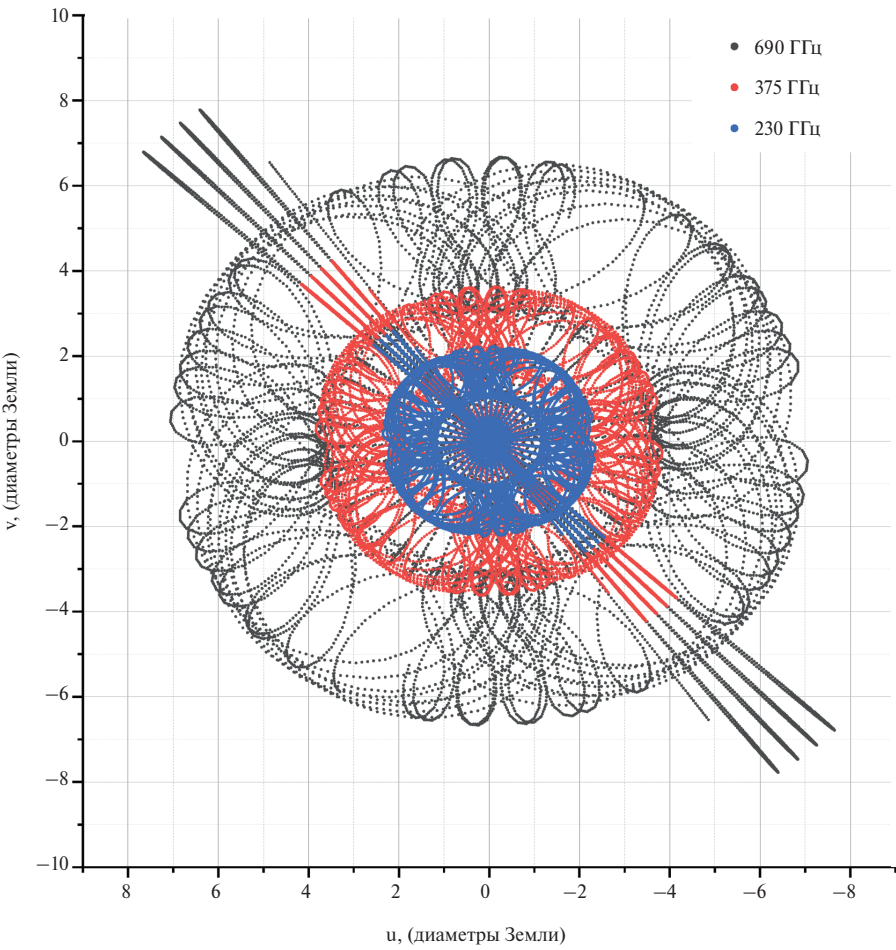


Рис. 2. Смоделированное заполнение (u, ν) плоскости для частот: 230 (синие точки), 375 (красные точки) и 690 ГГц (серые точки). Длительность моделируемых наблюдений составила 20 часов.

метод CLEAN с количеством итераций $N = 5000$ [19]. На рис. 3 приведены полученные изображения для 230, 375 и 690 ГГц соответственно. Параметры восстановления изображения брались следующие: поле зрения $200 \times 200 \mu\text{as}$, размер сетки 1024×1024 , равномерное взвешивание (uniform gridding) [19]. Как видно из рисунков, изображение для 690 ГГц имеет низкое отношение сигнала к шуму из-за невысокой чувствительности системы. Разрешение получаемых изображений или размер синтезированной диаграммы направленности интерферометра (луч) составило: $7.1 \times 5.7 \mu\text{as}$, PA: -38.79° (230 ГГц), $4.4 \times 3.6 \mu\text{as}$, PA: -36.47° (375 ГГц), $2.4 \times 1.9 \mu\text{as}$, PA: -35.52° (690 ГГц), где PA — позиционный угол главной оси эллиптической синтезированной диаграммы направленности.

Для оценки преимуществ многочастотного синтеза с точки зрения улучшения качества получаемых изображений, с помощью МЧС синтезировалось изображение на частоте 230 ГГц (т. е. учитывался вклад от данных 375 и 690 ГГц), полученное изображение сравнивалось с моделью на частоте 230 ГГц и с изображением, полученным с использованием только одной частоты 230 ГГц. На рис. 4 приведены изображения, полученные с помощью МЧС. В этом случае, разрешение изображений,

полученных с помощью МЧС, выше на низких частотах за счет добавления более высоких: $4.7 \times 3.8 \mu\text{as}$, PA: -35.29° (230+375 ГГц), $3.3 \times 2.5 \mu\text{as}$, PA: -39.84° (230+690 ГГц), $2.9 \times 2.3 \mu\text{as}$, PA: -36.62° (230+375+690 ГГц). Сравнение выполнялось путем вычисления среднеквадратичного отклонения полученного изображения относительно модели по всем ячейкам изображения (1024×1024).

Полученные результаты показывают, что среднеквадратичное отклонение для восстановленных с помощью МЧС изображений относительно модели 230 ГГц на частотах 230, 230+375, 230+690 и 230+375+690 ГГц составляют величины $\approx 3.41 \times 10^{-6}$, 3.16×10^{-6} , 3.45×10^{-6} и 3.03×10^{-6} Ян на единичную ячейку изображения. Видно, что наилучшее значение соответствует изображению, полученному на частоте 230 ГГц с использованием МЧС и добавлением данных от двух других частот, 375 и 690 ГГц.

Следует отметить, что во всех восстановленных изображениях структура смоделированного источника прослеживается до масштабов, которые определяются не только чувствительностью интерферометра, но также и наличием малых проекций баз. В рассмотренной конфигурации космического интерферометра наименьшая проекция базы составляет ≈ 200 км. Это необходимо учитывать при рассмот-

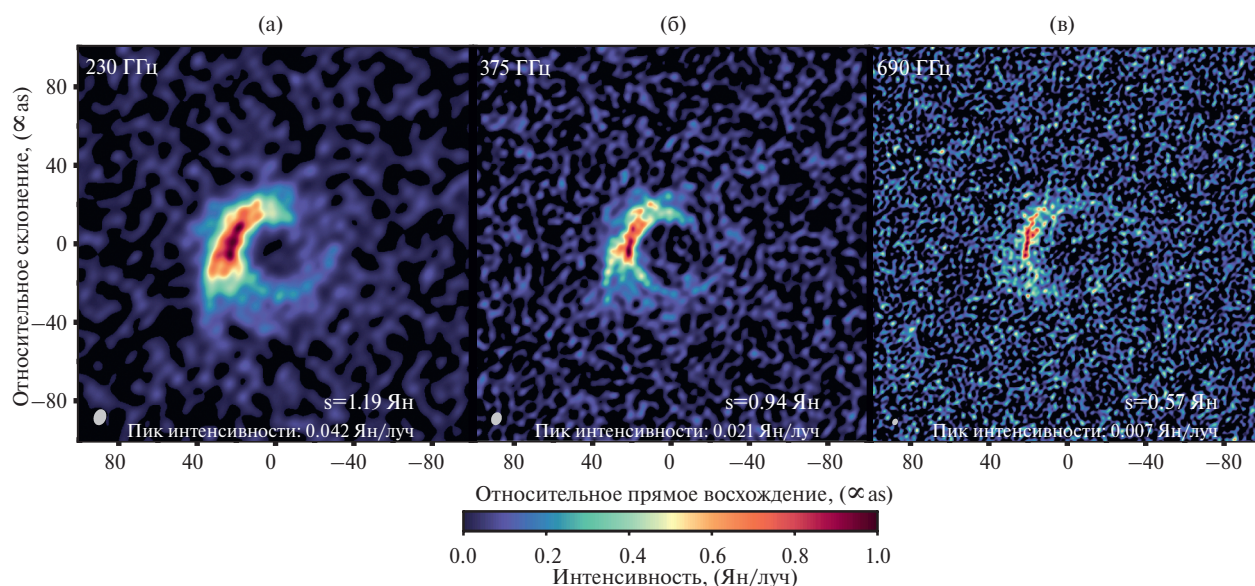


Рис. 3. Восстановленные изображения источника М87 на частотах 230 ГГц (а), 375 ГГц (б) и 690 ГГц (в). Синтезированная диаграмма направленности на каждом изображении приведена в левом нижнем углу в виде серого кружка с размерами: $7.1 \times 5.7 \mu\text{as}$, PA: -38.79° (а), $4.4 \times 3.6 \mu\text{as}$, PA: -36.47° (б), $2.4 \times 1.9 \mu\text{as}$, PA: -35.52° (в). PA — позиционный угол главной оси эллиптической синтезированной диаграммы направленности. На каждом изображении приведено значение интегрального потока S . Цветовая шкала отнормирована на пиковое значение интенсивности для каждого изображения.

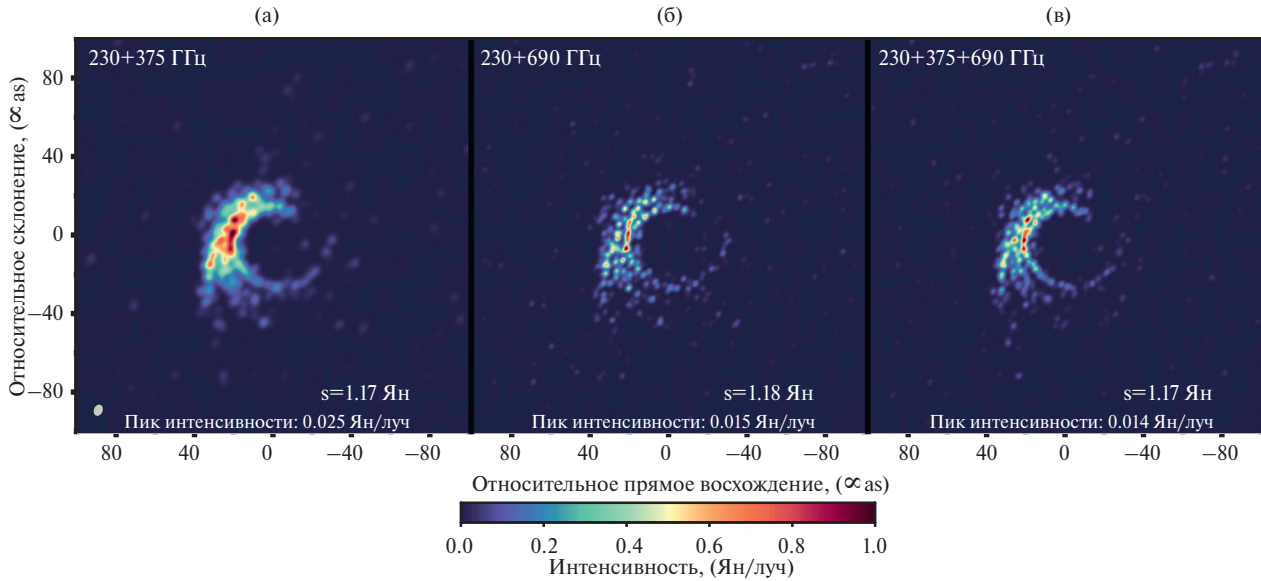


Рис. 4. Восстановленные изображения источника M87 с применением МЧС: 230+375 ГГц (а), 230+690 ГГц (б), 230+375+690 ГГц (с). Синтезированная диаграмма направленности на каждом изображении приведена в левом нижнем углу в виде серого кружка с размерами: $4.7 \times 3.8 \mu\text{as}$, PA: -35.29° (а), $3.3 \times 2.5 \mu\text{as}$, PA: -39.84° (б), $2.9 \times 2.3 \mu\text{as}$, PA: -36.62° (с). PA — позиционный угол главной оси эллиптической синтезированной диаграммы направленности. На каждом изображении приведено значение интегрального потока S . Цветовая шкала отнормирована на пиковое значение интенсивности для каждого изображения.

рении орбитальных конфигурации и планировании наблюдений в КРСДБ.

Далее восстанавливался спектр источника в широком частотном диапазоне, используя интерполяцию с помощью методов МЧС. Вычислялся интегральный поток для каждого изображения, получаемого с помощью многочастотного синтеза на промежуточных частотах с шагом 10 ГГц. На рис. 5 представлен исходный спектр (красные квадраты), который закладывался при моделировании источника, а также значения интегрального потока, восстановленные с помощью алгоритмов МЧС (серые квадраты); синими квадратами показаны интегральные потоки, полученные в смоделированных наблюдениях на частотах 230, 375 и 690 ГГц по изображениям из рис. 3. Ошибки оценок интегрального потока брались на основе неопределенности потока по рассчитанной флуктуационной чувствительности в континууме по плотности потока 5σ , что соответствует минимальному порогу детектирования сигнала интерферометром. Из-за низкой чувствительности на частоте 690 ГГц восстановленный интегральный поток в этой области спектра имеет точность ниже, чем для частот 230 и 375 ГГц, где чувствительность интерферометра выше.

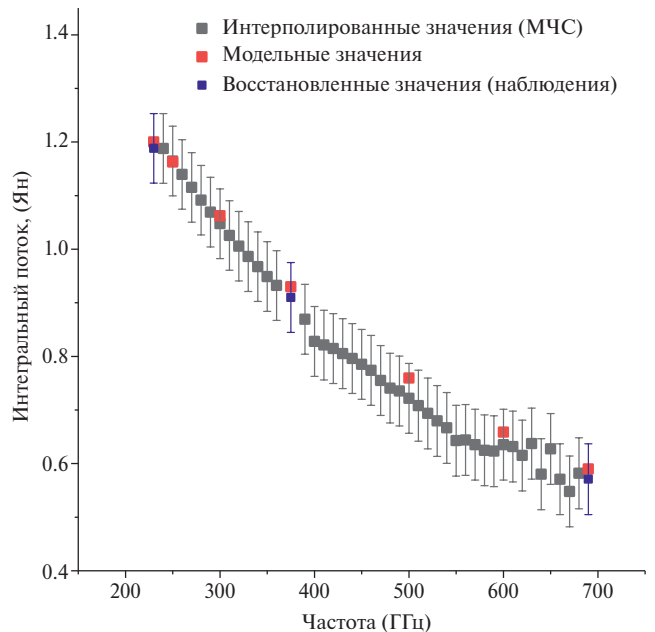


Рис. 5. Спектр смоделированного источника. Красные квадраты соответствуют интегральному потоку модели источника, синие квадраты — потоку, полученному при восстановлении изображений на частотах 230, 375 и 690 ГГц, черные квадраты — значению интегрального потока, интерполированного с помощью методов многочастотного синтеза.

Дополнительно оценивался ожидаемый поток данных в режиме многочастотного синтеза при заданных параметрах наблюдений. С полосой пропускания $\Delta\nu = 16$ ГГц и двухбитным квантованием сигнала поток данных от одного телескопа составит 32 Гбит/с или 4 Гбайт/с при наблюдениях на одной частоте, 8 Гбайт/с — на двух частотах и 12 Гбайт/с — на трех. Таким образом, при длительности наблюдений 20 часов (72 000 с) требуемый объем памяти для непрерывных наблюдений составляет ~ 289 Гбайт для одной частоты, ~ 577 Гбайт для двух частот и ~ 865 Гбайт для трех частот. В случае нехватки бортовой памяти для сохранения однородности заполнения (u, v) покрытия допустимо увеличить промежутки времени между отдельными сканами.

6. ВЫВОДЫ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенный анализ возможностей МЧС для КРСДБ, показал, что многочастотный синтез улучшает качество изображений. Оцененные значения среднеквадратичного отклонения для 230 ГГц показали, что есть преимущество в восстановлении изображений при добавлении данных от дополнительных, более высоких частот. Наилучшим изображением по оцененному среднеквадратичному отклонению относительно исходной модели является изображение, полученное с помощью МЧС по данным сразу трех частотных диапазонов. Отметим, что в рассмотренной конфигурации космического интерферометра минимально реализуемые проекции базы составляют ≈ 200 км, что в свою очередь может ограничивать масштабы в восстанавливаемых изображениях. Это необходимо учитывать в дальнейшем при выборе орбитальных конфигураций в КРСДБ.

Показано, что использование многочастотного синтеза позволяет восстанавливать спектральные характеристики источника в широком диапазоне. По данным трехчастотных наблюдений возможно восстановить спектр в диапазоне от 230 до 690 ГГц. В рассмотренном спектральном диапазоне модели имеют гладкий спектр со слабовыраженными неоднородностями 150 ГГц. При подобном анализе в более широком частотном диапазоне необходимо учитывать возможное наличие сильных неоднородных спектральных свойств. Точность интерполяции также будет зависеть от чувствительности интерферометра, которая напрямую влияет на отношение сигнала к шуму для восстановленных изображений на наблюдаемых частотах.

Выполненные оценки показывают, что необходимо учитывать возрастающий поток данных при использовании многочастотного синтеза. При за-

действовании трехчастотных наблюдений в указанной конфигурации генерируются потоки данных в 12 Гбайт/с (4 Гбайт/с на один частотный диапазон). Это необходимо учитывать при организации хранения на борту и передачи научных данных с космических телескопов на Землю.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. J. E. J. Lovell, H. Hirabayashi, H. Kobayashi, Y. Murata, et al., *New Astron. Rev.* 43(8–10), 515 (1999).
2. N. S. Kardashev, A. V. Alakoz, Y. Y. Kovalev, M. V. Popov, A. M. Sobolev, and K. V. Sokolovsky, *Solar System Res.* 49(7), 573 (2015).
3. N. S. Kardashev, A. V. Alakoz, A. S. Andrianov, M. I. Artyukhov, et al., *Solar System Res.* 51, 535 (2017).
4. K. Akiyama, A. Alberdi, W. Alef, K. Asada, et al., *Astrophys. J. Letters* 875, id. L6 (2019), arXiv:1906.11243 [astro-ph.GA].
5. V. Kudriashov, M. Martin-Neira, F. Roelofs, H. Falcke, C. Brinkerink, et al., *Chin. J. Space Sci.* 41(2), 211 (2021).
6. S. F. Likhachev, A. G. Rudnitskiy, A. S. Andrianov, M. N. Andrianov, et al., *Cosmic Research* 62(1), 117 (2024).
7. A. G. Rudnitskiy, M. A. Shchurov, S. V. Chernov, T. A. Syachina, and P. R. Zapevalin, *Acta Astronautica* 212, 361 (2023), arXiv:2305.19072 [astro-ph.IM].
8. H. Falcke, F. Melia, and E. Agol, *Astrophys. J. Letters* 528(1), L13 (2000), arXiv:astro-ph/9912263.
9. J. Dexter, J. C. McKinney, and E. Agol, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 421(2), 1517 (2012), arXiv:1109.6011 [astro-ph.HE].
10. R. C. Jennison, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 118, 276 (1958).
11. A. A. Chael, M. D. Johnson, K. L. Bouman, L. L. Blackburn, K. Akiyama, and R. Narayan, 857(1), id. 23 (2018).
12. S. T. Han, J. W. Lee, J. Kang, C. S. Oh, et al., in *Proc. of the 11th European VLBI Network Symposium & Users Meeting*, held 9–12 October (2012), Bordeaux (France), <http://pos.sissa.it/cgi-bin/reader/conf.cgi?confid=178>, id. 59.
13. D. Palumbo, M. Johnson, S. Doeleman, A. Chael, and K. Bouman, *Amer. Astron. Soc., AAS Meeting. Abstracts* #231 (2018), p. 347.21.
14. N. S. Kardashev, I. D. Novikov, V. N. Lukash, S. V. Pilipenko, et al., *Physics Uspekhi* 57, 1199 (2014), arXiv:1502.06071 [astro-ph.IM].
15. A. S. Andrianov, A. M. Baryshev, H. Falcke, I. A. Girin, et al., *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 50094, 4866 (2021), arXiv:2006.10120 [astro-ph.GA].

16. *S. F. Likhachev, A. G. Rudnitskiy, M. A. Shchurov, A. S. Andrianov, A. M. Baryshev, S. V. Chernov, and V. I. Kostenko*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 511(1), 668 (2022), arXiv:2108.03077 [astro-ph.GA].
17. *A. Rudnitskiy, M. Shchurov, T. Jung, and M. Giroletti*, J. Korean Astron. Soc. 56, 91 (2023).
18. *S. Likhachev, V. Ladygin, and I. Guirin*, in Astronomical Data Analysis Software and Systems (ADASS) XIII, Proc. of the conference held 12–15 October, 2003 in Strasbourg, France; edited by F. Ochsenbein, M. G. Allen, and D. Egret (San Francisco: Astron. Soc. Pacific, 2004), ASP Conf. Proc. 314, p. 543.
19. *S. F. Likhachev, I. A. Girin, V. Y. Avdeev, A. S. Andrianov, et al.*, Astron. and Comput. 33, id. 100426 (2020).
20. *J.-C. Algaba, G.-Y. Zhao, S.-S. Lee, D.-Y. Byun, et al.*, J. Korean Astron. Soc. 48, 237 (2015), arXiv:1510.05817 [astro-ph.IM].
21. *S. F. Likhachev, V. I. Kostenko, I. A. Girin, A. S. Andrianov, A. G. Rudnitskiy, and V. E. Zharov*, J. Astron. Instrument. 6(3), id. 1750004–131 (2017), arXiv:1706.06320 [astro-ph.IM].
22. *S. Trippe, T. Jung, J.-W. Lee, J. Wagner, et al.*, arXiv:2304.06482 [astro-ph.IM] (2023).
23. *S. V. Chernov*, Astron. Rep. 65, 110 (2021).

MULTI-FREQUENCY SYNTHESIS IN SPACE VERY LONG BASELINE RADIO INTERFEROMETRY

A. G. Rudnitskiy¹, M. A. Shchurov¹, S. V. Chernov¹

¹*Astro Space Center, P. N. Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

The paper examines the possibilities of using multi-frequency synthesis methods for very long baseline (VLBI) space radio interferometers to improve the (u,v) coverage and the quality of the resulting synthesized images. To evaluate the contribution of multi-frequency synthesis methods, simulations of VLBI observations were performed using the example of the space VLBI concept that is based on a combination of circular near-Earth orbits.

Keywords: interferometry, VLBI, supermassive black holes

БЕССИЛОВОЙ МАГНИТНЫЙ ЖГУТ С ВЫСОКОЙ ПЛОТНОСТЬЮ ТОКА НА ОСИ

© 2024 г. А. А. Соловьев

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

Поступила в редакцию 21.01.2024 г.

После доработки 06.03.2024 г.

Принята в печать 23.04.2024 г.

Представлена новая модель бессилового магнитного жгута с большой плотностью электрического тока на оси. Общее свойство осесимметричных бессиловых магнитных жгутов состоит в том, что с выходом вершины петли-жгута в корону внешнее давление, удерживающее его от бокового расширения, неуклонно падает, и при некотором критическом его уменьшении продольное магнитное поле жгута обращается в нуль на поверхности смены знака электрического тока (current inversion surface — CIS). При этом бессиловой параметр $\alpha(r)$ и азимутальный электрический ток $j_\phi(r)$ испытывают на этой поверхности разрыв второго рода, так что в окрестности CIS их значения начинают неограниченно расти (по модулю). Токовая (дрейфовая) скорость электронов здесь неизбежно превысит скорость ионного звука. Это служит триггером к разогреву неизоэнтальпической плазмы (так что будет: $T_e \gg T_i$) и возбуждению плазменной ионно-звуковой неустойчивости плазмы не только вблизи CIS, но и в центральной области жгута, где плотность тока особенно велика. Аномальное сопротивление плазмы ведет к быстрой диссипации магнитного поля и генерации супер-дрейсеровского электрического поля. Эффект Паркера (выравнивание, с некоторой задержкой, вращающего момента вдоль оси жгута за счет переноса азимутального поля в область энерговыделения) приводит к квазипериодическим пульсациям жесткого излучения вспышки и, в конечном итоге, обеспечивает вспышечное выделение заметной части всей свободной магнитной энергии, накопленной в жгуте.

Ключевые слова: солнечная вспышка, магнитное поле, бессиловой магнитный жгут, плазменная ионно-звуковая неустойчивость

DOI: 10.31857/S0004629924060072 EDN: JMGMVF

1. ВВЕДЕНИЕ

В последние годы нами разрабатываются жгутовые модели солнечных вспышек [1–4]. В этих моделях рассматривается магнитная петля, имеющая вид слабоизогнутой скрученной силовой трубки (magnetic flux rope), концы которой закреплены в фотосфере (рис. 1), а структура поля внутри жгута — бессиловая: $\text{rot } \mathbf{B} = \alpha \mathbf{B}$, $\mathbf{B} \cdot \nabla \alpha = 0$ (магнитное поле вспышечного волокна должно быть достаточно сильным для обеспечения высокой энергетики вспышки). По мере выхода вершины жгута-петли в разреженную солнечную корону внешнее давление, удерживающее жгут от бокового расширения на бесконечность, неуклонно падает. Для любого экранированного бессилового магнитного жгута существует критически низкое значение этого внешнего давления, при котором продольное магнитное поле обращается в нуль на той магнитной поверхности, где электрический ток меняет знак (current inversion surface — CIS). В этот момент азимутальный электрический ток $j_\phi(r)$ и бессиловой параметр $\alpha(r)$ испытывают на этой

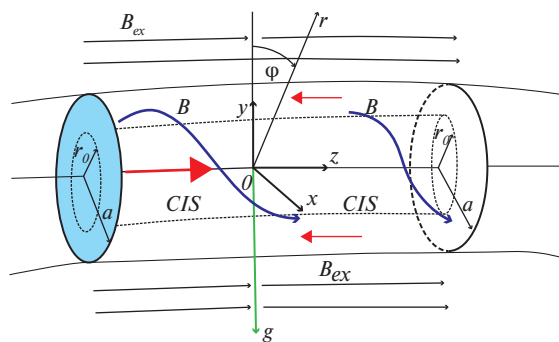


Рис. 1. Отрезок магнитного цилиндра радиуса сечения a , как вершина слабоизогнутой магнитной петли с основаниями, закрепленными далеко в фотосфере (модель Паркера). Поскольку полный ток в жгуте экранирован, равен нулю, то в жгуте неизбежно имеется магнитная поверхность радиуса r_0 , на которой ток меняет знак (CIS — current inversion surface). Показаны декартова (x, y, z) и цилиндрическая (r, ϕ, z) системы координат. Синяя линия — винтовое магнитное поле, B_{ex} — внешнее продольное поле, обеспечивающее боковое равновесие магнитного жгута.

магнитной поверхности разрыв второго рода, так что в слое по обеим сторонам данной поверхности их значения начинают неограниченно возрастать (по модулю). Это приводит к тому, что токовая (дрейфовая) скорость электронов в окрестности CIS неизбежно превысит скорость ионного звука и тогда произойдет возбуждение плазменной ионно-звуковой неустойчивости. Рассеяние токовых электронов на плазмонах ионно-звуковой турбулентности резко (на 7 порядков) понижает проводимость плазмы в жгуте [2–4]. Благодаря аномальному сопротивлению возникает мощный разогрев плазмы жгута, и скорость убыли напряженности магнитного поля на оси доходит до нескольких гаусс в секунду [5, 6]. По закону индукции Фарадея это приводит к генерации электрических полей, значительно превышающих известный дрейсеровский предел. В совокупности описанные эффекты и обеспечивают характерные черты явления солнечной вспышки.

В данной работе мы рассмотрим новую модель жгута, в которой на его оси достигается высокая концентрация электрического тока.

$$I = \frac{c}{4\pi} \int_0^a j_z(r) 2\pi r dr = \frac{c}{2} \int_0^a \frac{1}{r} \frac{\partial(rB_\phi)}{\partial r} r dr = \frac{c}{2} rB_\phi(r) \Big|_0^a = \frac{c}{2} aB_\phi(a) = 0$$

Эта проблема многократно обсуждалась в литературе [1, 10, 11 и др.], но, как показывает наш многолетний опыт, часто приходится встречаться с непониманием этого вопроса, а работы, в которых используются представления о неэкранированных электрических токах (их именуют, видимо, для маскировки, линейными токами), продолжают широко публиковаться.

3. ОСОБЕННОСТЬ БЕССИЛОВЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ

1. По теореме Шафранова [13] бессилое магнитное поле не может существовать во всем пространстве, где-то должны быть границы, на которых осуществляется его удержание! Должно существовать внешнее давление, удерживающее магнитное поле от расширения на бесконечность.

2. Напрямую «сшить» область бессилового поля, в которой плотность токов отлична от нуля, с областью потенциального поля ($j = 0$) нельзя — этим будет нарушено условие непрерывности электрического поля на границе двух любых сред: $E_{t,1} = E_{t,2}$.

Второй особенностью новой модели является то, что в ней быстрая диссипация магнитного поля жгута происходит при достаточно большом диаметре его сечения (около 10^9 см = 10 Мм). Это позволяет не привлекать гипотезу о наличии тонкой магнитной структуры внутри жгута, к которой мы прибегали в предыдущих работах [3, 4] для обоснования большой убыли магнитного поля, т. е. высоких, по модулю, значений производной $-\frac{dB}{dt}$, во вспышечном процессе.

2. ЭКРАНИРОВАННОСТЬ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ТОКОВ В ПЛАЗМЕ

В проводящей среде (плазме) неэкранированные электрические токи физически не могут существовать. Любое реальное волокно имеет конечные поперечные размеры, которые пространственно ограничивают магнитные поля этого волокна, так что полный электрический ток вдоль оси такого волокна оказывается равен нулю. Это легко показать, используя уравнение Ампера при условии, что азимутальное поле на границе волокна равно нулю:

4. ЗАПУТАННЫЕ МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ И РЕГУЛЯРНАЯ БЕССИЛОВАЯ СТРУКТУРА ПОЛЯ

В подфотосферных слоях и в конвективной зоне Солнца плотность кинетической энергии турбулентных пульсаций доминирует над плотностью энергии магнитного поля $\rho \frac{V_{\text{turb}}^2}{2} > \frac{B^2}{8\pi}$, а на уровне фотосферы это величины одного порядка. Поэтому магнитные поля, даже будучи скручены в конвективной зоне широтным и радиальным дифференциальным вращением в аккуратные магнитные жгуты, выходят в фотосферу в сильно «разлохмаченном, растрепанном» виде. На фотосферных магнитограммах мы видим очень сложные конфигурации полей с мелкомасштабными перемежающимися полярностями.

Однако, выходя в разреженную корону, где давление газа равно магнитному давлению поля всего в 1 гаусс, достаточно сильные магнитные поля неизбежно с альвеновской скоростью стремятся к бессилому равновесию, которое описывается хорошо известными уравнениями: $\text{rot } \mathbf{B} = \alpha \mathbf{B}$, $\mathbf{B} \cdot \nabla \alpha = 0$. Тем самым, магнитные поля в хромос-

фере и короне Солнца приобретают регулярную (упорядоченную) структуру, несущую в себе большой запас свободной (связанной с токами) магнитной энергии, достаточный для солнечной вспышки.

5. МОДЕЛЬ МАГНИТНОГО ЖГУТА

Рассмотрим равновесие бессилового магнитного жгута с экранированным электрическим током, расположенного горизонтально в солнечной атмосфере с однородным полем сил тяжести, g — ускорение свободного падения. На рис. 1 показана декартова (x, y, z) и цилиндрическая (r, ϕ, z) системы координат, вдоль оси z имеется трансляционная симметрия; синим обозначена магнитная силовая линия бессилового поля: $\mathbf{B}\{0, B_\phi(r), B_z(r)\}$.

Магнитное поле в жгуте удобно задавать потоковой функцией:

$$A(x, y) = \int_0^x B_y(x, y) dx. \quad (1)$$

Для выполнения условия $\text{div } \mathbf{B} = 0$ компоненты поля определяются так:

$$B_x = -\frac{\partial A}{\partial y}, \quad B_y = \frac{\partial A}{\partial x}. \quad (2)$$

С потоковой функцией уравнения магнитоги-дростатической задачи для баланса сил и плотности газа приобретают в декартовой системе вид [1–4]:

$$\frac{\partial^2 A}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A}{\partial y^2} = -\frac{1}{2} \frac{dB_z^2(A)}{dA} - 4\pi \frac{\partial P(A, y)}{\partial A}, \quad (3)$$

$$\rho(x, y) = -\frac{1}{g(y)} \frac{\partial P(A, y)}{\partial y}. \quad (4)$$

Здесь $G = B_{\text{ex}}^2 (B_0)^{-2}$ — постоянная интегрирования. На рис. 2 показана функция A (зеленая линия) и продольный ток $j_z(r)$ (сиреневая линия) в единицах $ckB_0(4\pi)^{-1}$. На рис. 3 показано продольное магнитное поле (формула (8), красная линия) при критическом значении ($G = G_{\text{cr}} = 1.99999 = 2$), когда $B_z(kr)$ обращается в ноль на поверхности CIS с $kr_0 = 1$ (тот факт, что $B_z(kr)$ обращается в ноль при G_{cr} именно в точке $kr_0 = 1$, служит контролем правильности всех вычислений). На этом же рис. 3 показан ход продольного поля при $G = 1.5G_{\text{cr}} > G_{\text{cr}}$, когда это поле сильно ослабевает вблизи CIS, но

В данной модели мы выберем функцию потока в следующей простой форме:

$$A(x, y) = \frac{k^{-1} B_0}{\exp\left((kx)^2 + (ky)^2 - 1\right)}. \quad (5)$$

Здесь B_0 есть мера индукции (напряженности) магнитного поля (ее связь с напряженностью поля на оси и внешним полем показана ниже, перед формулой (14)), k — масштабный фактор (обратная длина), вводимый для сохранения размерности. Из геометрии системы следует: $(kx)^2 + (ky)^2 = (kr)^2$. Компоненты магнитного поля:

$$\begin{aligned} B_y &= -B_0 2kx \left(\exp\left((kx)^2 + (ky)^2 - 1\right) \right)^{-1}, \\ B_x &= 2B_0 ky \left(\exp\left((kx)^2 + (ky)^2 - 1\right) \right)^{-1}. \end{aligned} \quad (6)$$

В цилиндрических координатах азимутальное поле примет простой вид:

$$B_\phi(r) = 2krB_0 \left(\exp\left((kr)^2 - 1\right) \right)^{-1}. \quad (7)$$

где kr — радиальное расстояние от оси жгута до данной точки.

Зависимость $B_\phi(r)$ показана на рис. 2. Лапласиан в уравнении (3) равен: $\Delta A = 4k^2 A \ln(A)$, т. е. он зависит только от функции A . Для вычисления продольного бессилового поля $B_z(r)$, следует в уравнении (3) пренебречь членом с газовым давлением (в корональных условиях газовое давление на несколько порядков меньше магнитного уже при напряженности поля в 100 Гаусс) и провести интегрирование по A , откуда получим:

$$B_z(r) = B_0 \sqrt{G - 2 \cdot \left(\exp\left(k^2 r^2 - 1\right) \right)^{-2} \cdot \left[1 - 2 \ln\left(\exp\left(k^2 r^2 - 1\right) \right)^{-1} \right]}. \quad (8)$$

еще отлично от нуля. Азимутальное поле $B_\phi(kr)$ на рис. 3 достигает максимума вблизи CIS, а затем плавно убывает.

Для экранированного магнитного жгута радиус его поперечного сечения a определяется как радиус той магнитной поверхности, на которой электрические токи и азимутальное поле убывают до нуля: $j_\phi \rightarrow 0, j_z \rightarrow 0, B_\phi \rightarrow 0$, а продольное поле $B_z(kr)$ переходит в потенциальное внешнее поле B_{ex} : $B_z \rightarrow B_{\text{ex}}$. Также на этой поверхности должен исчезать и вращательный момент (torque, см. формулу (23) и рис. 5). Из рис. 2–5 видно, что на расстоянии от оси $kr = 3.5$ эти условия выполняются достаточно

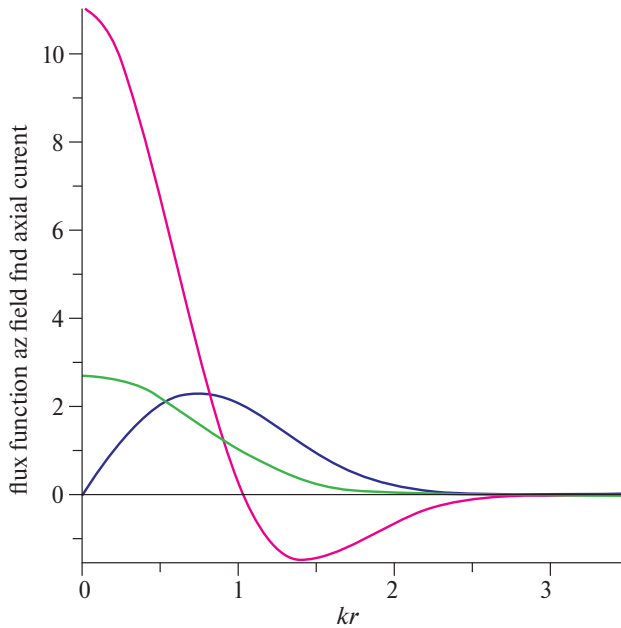


Рис. 2. Функция (5), зеленая линия, выражена в единицах $B_0 k^{-1}$. Сиреневая линия — плотность продольного тока $j_z(r)$, в единицах $ckB_0(4\pi)^{-1}$. Ее величина на оси равна 11, ток меняет знак при $kr_0 = 1$. Синяя линия — азимутальное поле $B_\phi(r)$.

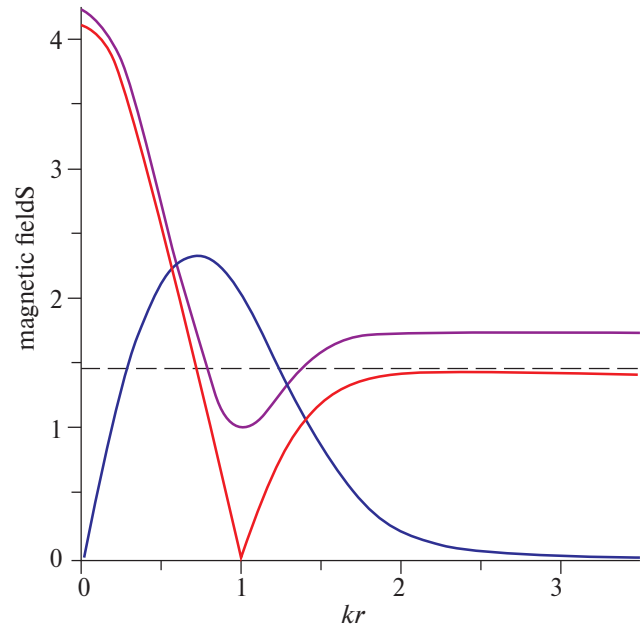


Рис. 3. Синяя линия — поле $B_\phi(r)$. Сиреневая пунктирная — продольное поле $B_z(r)$ при внешнем давлении выше критического $G = 1.5G_{cr} > G_{cr}$, красная линия — поле $B_z(r)$, обращается в ноль на поверхности CIS с координатой $kr_0 = 1$ при $G = G_{cr} = 2$.

хорошо (с точностью до 0.1%), поэтому следует принять: $ka = 3.5$.

Поле на оси жгута, как видно из рис. 3, больше внешнего в 2.9 раза.

6. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ТОКИ И БЕССИЛОВОЙ ПАРАМЕТР В ЖГУТЕ

Продольный и азимутальный электрические токи определяются формулами:

$$j_z(kr) = \frac{c}{4\pi} \left(\frac{\partial B_y}{\partial x} - \frac{\partial B_x}{\partial y} \right) = \frac{c}{4\pi} \Delta A = \frac{c}{4\pi} k^2 4A \ln(A), \quad (9)$$

$$j_\phi(r) = \frac{c}{4\pi} [\nabla \times \mathbf{B}]_\phi = -\frac{ck}{4\pi} \frac{\partial B_z}{\partial(kr)}. \quad (10)$$

Выражение для бессилового параметра приведено в [1]:

$$\alpha(r) = -k \frac{3F' + krF''}{4B_\phi B_z}, \quad (11)$$

где штрих означает дифференцирование по переменной kr , а $F(r) = B_z^2(r) + B_\phi^2(r)$.

Распределение полного электрического тока ($j(r) = \sqrt{j_z^2 + j_\phi^2}$), поведение азимутального тока (10)

и бессилового параметра (11) при разрыве и в состоянии близком к нему показано на рис. 4а, б, где токи выражены в единицах $\frac{ckB_0}{4\pi} = 3.5 \frac{cB_0}{4\pi a}$. Здесь обращает на себя внимание то, что азимутальный ток $j_\phi(r)$ не только терпит разрыв второго рода в узком слое на поверхности CIS (при $G = G_{cr} = 2$), но и по обеим сторонам от этой поверхности он в довольно широкой области имеет значительную амплитуду, лишь в 2 раза уступающую максимальной плотности аксиального тока. Это обусловлено тем, что $j_\phi(r)$ определяется в (10) через производную от B_z по r , которая испытывает (см. рис. 3) резкий скачок на CIS. Рис. 4б показывает также поведение бессилового параметра, квадрат которого определяет скорость джоулевой диссипации бессилового магнитного поля (см. ниже формулу (16)), и азимутального тока при условии $G > G_{cr}$, когда разрыв уже близок, но еще не наступил. Из рис. 4б видно, что при этом условии в центральной части практически не отличаются от тех, что имеют место при разрыве.

Электрический ток на оси жгута и ток, усредненный по сечению от оси до поверхности смены знака (CIS) в данной модели равны:

$$j_z(0) = \frac{c \cdot B_0 \cdot 3.5 \cdot 11}{4\pi \cdot a} = \frac{3 \cdot 10^{10} \cdot 10^3 \cdot 3.5 \cdot 11}{4\pi \cdot 10^9} = 9.24 \cdot 10^4 \frac{\text{statAmper}}{\text{cm}^2}$$

$$\bar{j}_z(\text{central region}) = 1.68 \cdot 10^4 \frac{\text{statAmper}}{\text{cm}^2}$$

$$I^+(\text{current through the central region}) = 6 \cdot 10^{13} \text{ statAmper}$$

$$I^+ + I^- = 0$$

Приведенные здесь величины электрических токов совпадают с данными численного моделирования структуры бессилловых магнитных жгутов в солнечной короне, проведенного группой В. Ф. Мельникова [14].

7. ВОЗБУЖДЕНИЕ ПЛАЗМЕННОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ И ДИССИПАЦИЯ ПОЛЯ

В предыдущих разделах магнитный жгут рассматривался в приближении магнитной гидростатики (МГС). Это приближение не относится к одному какому-то специально выделенному и зафиксированному равновесию. МГС может описывать не

только статическое равновесие, но и временную эволюцию магнитоплазменной системы. Любой процесс, развивающийся в такой системе во времени, может быть описан уравнениями МГС, если скорость изменения параметров системы будет заметно меньше альвеновской ($V_A = B(\sqrt{4\pi\rho})^{-1}$), с которой в магнитной системе устанавливается равновесие. Такие процессы, как и в классической термодинамике, являются квазистатическими. В них система при плавном изменении ее параметров проходит непрерывную последовательность равновесных состояний, каждое из которых описывается уравнениями МГС. К таким квазистатическим процессам относится очень широкий круг явлений сол-

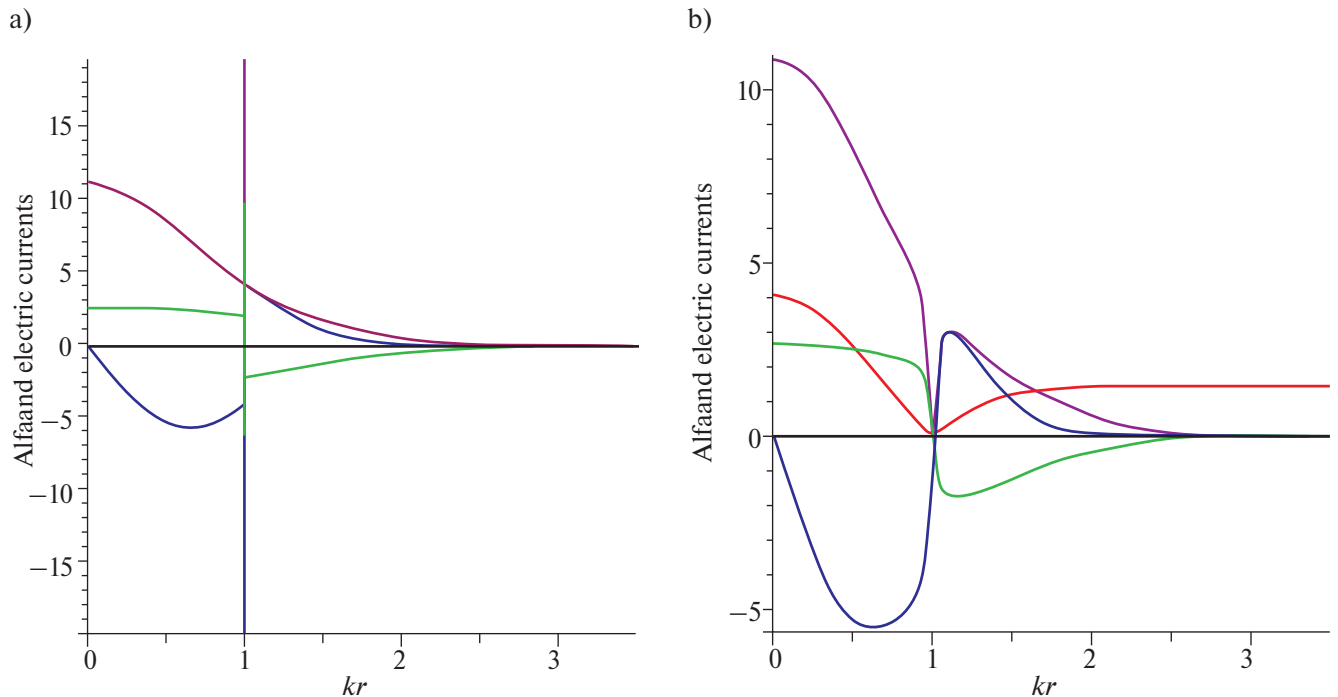


Рис. 4. а. Здесь величины терпят разрыв при $G = G_{cr} = 2$. Сиреневая линия — полный ток $j(r) = \sqrt{j_z^2 + j_\phi^2}$ в единицах $ckB_0(4\pi)^{-1} = 3.5cB_0(4\pi a)^{-1}$ (максимум +11 на оси), синяя — азимутальный ток j_ϕ . Зеленая — бессилловый параметр $\alpha(r)$, на оси он равен $3k$. б. Поведение электрических токов и бессиллового параметра $\alpha(r)$ при внешнем давлении, чуть выше критического: $G = 2.03 > G_{cr} = 1.99999 = 2.0$.

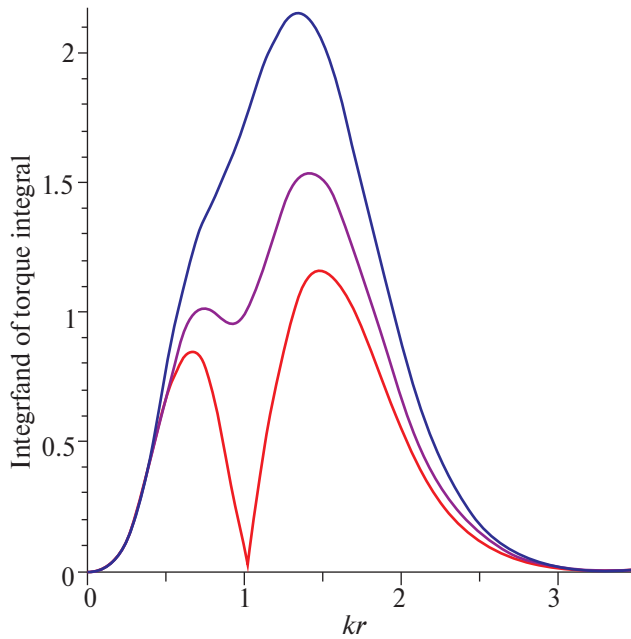


Рис. 5. Вид подынтегральной функции в выражении (23) при различных значениях величины внешнего давления G . При $G = G_{\text{cr}}$, площадь под кривыми, т. е. интеграл $2W$, принимает минимальное значение. Для магнитных полей в подынтегральном выражении (23) использованы формулы (7) и (8).

нечной активности: всплытие новых магнитных потоков, образование пятен, факелов, протуберанцев, формирование активных областей, корональных дыр и др. Квазистатический характер процесса позволяет, в частности, плавно изменяя параметры магнитного волокна, подвести его к предвспышечному состоянию. Разумеется, для описания быстрых вспышечных процессов следует привлекать уже МГД-уравнение индукции, которое содержит время в явном виде.

В основе наших представлений о развитии вспышечного процесса в магнитном жгуте лежит предположение о том, что при достаточно большой плотности электрического тока в некоторой части жгута токовая (дрейфовая) скорость электронов превысит скорость ионного звука, $V_{\text{is}} = \sqrt{k_B T_e M^{-1}}$,

$$\gamma(0) = \frac{3.5 \cdot 11 \cdot c \cdot \sqrt{M} B_0}{4\pi e \cdot \sqrt{k_B T_e} \cdot n_e(0) \cdot a} = \frac{115.5 \cdot 10^{10} \sqrt{M}}{60 \cdot 10^{-10} 10^3 \sqrt{k_B}} \frac{1.0 \cdot 10^3}{n_e(0) a} = \frac{10^{20} \cdot 230 \cdot 10^{-12}}{70.48 \cdot 10^{-8} a \cdot n_e(0)} = \frac{3.3 \cdot 10^{16}}{a \cdot n_e(0)}. \quad (14)$$

Из условия $\gamma(0) \geq 1$ получим, что для возбуждения ионного звука на оси жгута должно выполняться: $a \cdot n_e \leq 3.3 \cdot 10^{16}$, где n_e — концентрация то-

где k_B — постоянная Больцмана, а M — средняя масса ионов на Солнце, равная, согласно его химическому составу, $m_p(0.7(\text{H}) + 4 \cdot 0.28(\text{He}) + 35 \cdot 0.02(\text{Metals})) = 2.52m_p$. На роль ионно-звуковой неустойчивости в развитии вспышечного процесса указывалось еще в работах [8, 9] в рамках представлений о нейтральных токовых слоях.

Известно, что для развития ионно-звуковой неустойчивости требуется также неизотермичность плазмы ($T_e \gg T_i$). Здесь следует заметить, что эта неизотермичность может быть вызвана бунемановской неустойчивостью, которая для своего развития не требует неизотермичности, но неизбежно приводит к ней, поскольку электроны, как значительно более легкие частицы, быстрее набирают энергию при любом механизме разогрева плазмы. Сам тот факт, что по мере подъема в корону плазма разогревается от хромосферных температур (10–12 тысяч К) до корональных значений (1–2 млн. К) уже подразумевает определенную неизотермичность газа.

Рассмотрим, при каких параметрах плазмы в жгуте условие $\gamma(0) > 1$ может выполняться. Плотность электрического тока в бессиловом магнитном поле равна:

$$j(r) = \frac{ckB_0}{4\pi} \sqrt{j_z^2 + j_\phi^2} = \frac{3.5cB_0}{4\pi a} \sqrt{j_z^2 + j_\phi^2}. \quad (12)$$

С другой стороны, по определению электрического тока,

$$j(kr) = n_e e V_{\text{dr}} = n_e e \gamma V_{\text{is}}, \quad (13)$$

где введено отношение дрейфовой скорости электронов к скорости ионного звука: $\gamma = \frac{V_{\text{dr}}}{V_{\text{is}}}$. Из (12),

(13) следует $j(0) = \frac{3.5 \cdot 11 \cdot c B_0}{4\pi a} = n_e(0) e \gamma(0) V_{\text{is}}$, отсюда, если принять $T_e = 10^6$ К, и учесть, что, согласно определению константы в формуле (8), мы имеем $B_0 = \frac{B_{\text{ex}}}{\sqrt{G}} = \frac{1400}{\sqrt{2}} = 1000$ Гаусс (согласно рис. 3, поле на оси равно при этом 4050 Гаусс):

ковых электронов в см^3 , a — радиус жгута в см. Здесь может возникнуть вопрос: в (14) для описания начального состояния, перед возбуждением неустой-

чивости, использовано типичное для солнечной короны значение электронной температуры $T_e = 10^6$ К, но когда появится аномальное сопротивление, эта величина возрастет не менее, чем на порядок, и тогда сразу окажется $\gamma < 1$, и неустойчивость прекратится? Нет, выражение в знаменателе (14) можно представить как $\sqrt{n_e} \cdot \sqrt{k_B n_e T_e}$, где произведение $n_e T_e$ пропорционально газовому давлению. Но эта величина подчиняется очевидному граничному условию непрерывности давления на торцах (см. рис. 1) области энерговыведения: $n_e^{\text{turb}} T_e^{\text{turb}} = n_e^{(0)} T_e^{(0)} = \text{const}$, где верхним знаком (0) обозначены величины в части петли, не охваченной плазменной турбулентностью. Значит, при возрастании температуры плазмы в области вспышки, скажем на порядок или более ($T_e \geq 10^7$ К), давление электронного газа останется неизменным, а плотность электронов здесь должна уменьшиться более, чем в $\sqrt{10} = 3.16$ раз, и тогда отношение скоростей $\gamma(0)$, соответственно, должно будет возрасти во столько же раз, поскольку $\sqrt{n_e^{\text{turb}}}$ стоит в знаменателе формулы (14). Таким образом, ионно-звуковая неустойчивость, однажды возникнув, будет при нагреве вспышечной плазмы только необратимо усиливаться за счет роста $\gamma(0)$. Так будет продолжаться до заметного исчерпания свободной магнитной энергии в данной области (это выразится через уменьшение B_0 в формуле (14)).

Рассчитаем далее для нашей модели скорость диссипации магнитного поля в жгуте. С момента возбуждения плазменной турбулентности в действие вступают быстрые временные зависимости, описывающие изменение магнитного поля в петле и возбуждение в ней индукционных электрических полей. Тогда к системе уравнений МГС добавляется известное в МГД уравнение индукции, описывающее временную эволюцию поля:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\text{rot}(\eta \text{rot} \mathbf{B}) + \text{rot}[\mathbf{V} \times \mathbf{B}], \quad (15)$$

где $\eta = \frac{c^2}{4\pi\sigma_{\text{eff}}}$ — магнитная вязкость среды. Для бессилового поля получим:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\eta \alpha^2 \mathbf{B} - \eta \alpha [\nabla \alpha \times \mathbf{B}] + [\nabla \times [\mathbf{V} \times \mathbf{B}]]. \quad (16)$$

Последний член справа имеет вид: $[\nabla \times [\mathbf{V} \times \mathbf{B}]] = \mathbf{V}(\text{div} \mathbf{B}) - \mathbf{B} \text{div} \mathbf{V} = -\mathbf{B} \text{div} \mathbf{V}$. Умножая (16) ска-

лярно на вектор $\mathbf{B}$ и представляя радиальную скорость, с которой может меняться поперечник жгута, как $V_r = -\frac{r}{2\tau_{\text{dyn}}}$, где τ_{dyn} — характерное динамическое время, а знак минус указывает на сжатие жгута, мы получим:

$$\frac{dB^2(r,t)}{dt} = -2B^2(r,t) \left(\frac{1}{\tau_s} - \frac{1}{\tau_{\text{dyn}}} \right), \quad (17)$$

где $\tau_s = \frac{4\pi\sigma_{\text{eff}}}{c^2\alpha^2}$ — характерное время диссипации токов. Динамическое время жгута должно быть значительно больше времени диссипации его магнитного поля, поскольку скорость сжатия, определенная как $V_r = -\frac{r}{2\tau_{\text{dyn}}}$, оказывается много меньше альвеновской скорости, с которой эффект Паркера (см. ниже) восстанавливает структуру поля в области энерговыведения. Отсюда найдем:

$$\frac{dB(0)}{dt} = -\frac{c^2\alpha^2(0)}{4\pi\sigma_{\text{eff}}} B(0). \quad (18)$$

Но величина $\alpha(r)k^{-1}$, как видно из рис. 4, близка к 3 во всей центральной области, и на оси равна $\alpha(0) = 2.9k = 2.9 \cdot 3.5 \cdot a^{-1} = 10a^{-1}$. Отсюда:

$$\tau = \tau_s = \frac{\sigma_{\text{eff}} a^2}{c^2 8}, \quad (19)$$

$$\frac{dB(0)}{dt} = -\frac{B(0)}{\tau} = -\frac{c^2 8.0}{\sigma_{\text{eff}} a^2} B(0). \quad (20)$$

Остается оценить проводимость плазмы в условиях ионно-звуковой неустойчивости. Согласно учебнику [7], она составит: $\sigma_{\text{eff}} = \frac{n_e e^2}{m v_{\text{eff}}}$, где частота соударений токовых электронов с плазмонами есть:

$v_{\text{eff}} \approx 10^{-2} \omega_{pe} \gamma \frac{T_e}{T_i}$. Если $T_e = 10T_i$, то [3, 4]:

$$\sigma_{\text{eff}} = 4.53 \cdot 10^4 \gamma^{-1} \sqrt{n_e}. \quad (21)$$

Пусть $n_e = 0.65 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$, а радиус сечения жгута, в соответствии с требованием $a \cdot n_e \leq 3.3 \cdot 10^{16}$, положим равным $a = 5 \cdot 10^8 \text{ см}$, тогда, согласно (19),

$$\tau = \frac{4.53 \cdot 10^8 \cdot 25 \cdot 10^{16}}{\gamma \cdot 8 \cdot 9 \cdot 10^{20}} = \frac{1.57}{\gamma} 10^4 (\text{с}) = \frac{4.36}{\gamma} (\text{час}) \quad (22)$$

т. е. при $\gamma = 2 \div 3$ время продолжительности вспышки τ составит около одного-полутора часов, что представляется вполне разумной оценкой. Для скорости убыли поля получим величину $-\gamma 1.75(G/s)$. Это близко к оценке, полученной в работах [5, 6] и гарантирует, согласно закону Фарадея, индуктивную генерацию в области вспышечного энерговыделения супер-дрейсеровского электрического поля [3, 4].

8. ЭФФЕКТ ПАРКЕРА И КВАЗИПЕРИОДИЧЕСКИЕ ПУЛЬСАЦИИ (КПП) ИЗЛУЧЕНИЯ ВСПЫШКИ

В скрученной относительно ее продольной оси магнитной силовой трубке, которую и называют магнитным жгутом (magnetic flux core), к каждому поперечному сечению приложен вращательный момент (torque), равный [10–12]:

$$W = \frac{1}{2} \int_0^a B_z(r) B_\phi(r) r^2 dr. \quad (23)$$

В равновесном состоянии этот скручивающий момент должен быть одинаков вдоль всей магнитной петли. Как видно из рис. 5, при достижении внешним давлением G своего нижнего, критического значения, момент W (как площадь под кривыми на рис. 5) резко уменьшается за счет обращения поля $B_z(kr_0)$ в ноль, а в дальнейшем он будет уменьшаться в области вспышечного энерговыделения благодаря быстрой джоулевой диссипации токов и азимутального поля B_ϕ на аномальном сопротивлении плазмы. Паркер [10] первым обратил внимание на то, что, если torque W распределен вдоль оси неравномерно, в жгуте неизбежно возникает перенос торсионными альвеновскими волнами потока азимутального поля из областей с повышенным W в область его минимального значения. Для нашей вспышечной модели этот эффект выравнивания torque вдоль оси магнитного жгута приобретает важнейшее значение.

Если в момент, когда в вершине жгута достигается критическое значение параметра G , отношение скоростей превысит единицу, $\gamma > 1$, то здесь за доли секунды возбуждается плазменная турбулентность и возникает огромное аномальное сопротивление. Благодаря этому происходит быстрый разогрев плазмы и возникает большая (по модулю) производная $(-\frac{dB}{dt})$, определяющая, согласно закону Фа-

радея, силу индуцированного электрического поля. Эти процессы порождают всплеск рентгеновского излучения из области энерговыделения, но уменьшение плотности электрического тока при его диссипации ведет к уменьшению энергии излучения, и таким образом формируется первый пик жесткого нетеплового излучения. Падение энерговыделения продолжается до тех пор, пока эффект Паркера не восстановит магнитную структуру в области диссипации. Но при этом плотность электронов n_e , стоящая в знаменателе (14), восстановлена уже не будет, она окажется меньше первоначальной (это было показано в предыдущем разделе). Вследствие этого последует второй пик излучения, амплитуда которого за счет понижения плотности может оказаться даже больше, чем у первого.

Эти квазипериодические пики излучения с нарастающей амплитудой будут продолжаться до тех пор, пока перенос азимутального потока из ног магнитной петли не ослабнет настолько, что будет уже не в состоянии эффективно восстанавливать магнитную структуру жгута в его вершине, и тогда амплитуда пиков излучения начнет падать вплоть до полного их исчезновения, исчерпав значительную часть запаса свободной магнитной энергии во всей магнитной петле.

Характерный временной промежуток между описанными пиками будет определяться скоростью переноса азимутального потока магнитного поля торсионными альвеновскими волнами из ног к вершине петли, т. е. составит примерно величину:

$$\Delta t = \frac{L}{2V_A} \quad (\text{здесь } V_A \text{ — альвеновская скорость, а коэффициент 2 учитывает, что подпитка вершины идет с двух сторон, из обеих ног магнитной петли}).$$

Если характерная длина петли составляет около $L = 10^{10}$

см, а $V_A = 10^8 \div 10^9$ (см/с), то следует ожидать, что

$$\Delta t = \frac{L}{2V_A} \text{ окажется в пределах } 10\text{--}100 \text{ с.}$$

Разумеется, эта оценка относится к идеализированной магнитной конфигурации типа той, что представлена на рис. 1. Реальные магнитные петли на Солнце отличаются сложным строением, они состоят, как правило, из многих тонких перепутанных токовых нитей, поскольку, как уже отмечено выше, им приходится испытывать на себе хаотизирующее действие конвективных пульсаций в фотосфере и, особенно, в конвективной зоне. Тем не менее, выходя в разреженную солнечную атмосферу, магнитные жгуты, стремясь к бессилловому равно-

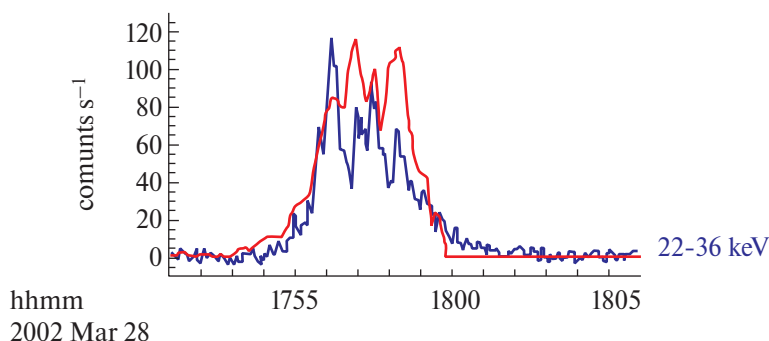


Рис. 6. Типичный профиль рентгеновского излучения вспышечной петли. Интервалы между пиками составляют около 10 с.

весию, неизбежно и автоматически восстанавливают свою регулярную магнитную структуру, и потому мы полагаем, что описанная картина квазипериодических нетепловых (радио и, главным образом, рентгеновских) пульсаций излучения вспышечных петель с нарастающей, а затем спадающей амплитудой близка в основных своих проявлениях к наблюдаемой. На рис. 6 представлен типичный «X-ray time profile» вспышечной петли, взятый из работы [15].

9. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Магнитные жгуты, способные породить сильную солнечную вспышку, содержат в себе, по необходимости, достаточно сильные магнитные поля, и, соответственно, их внутренняя магнитная структура в разреженной солнечной короне неизбежно должна быть бессилевой.

2. Бессилевая структура магнитных жгутов может быть весьма разнообразной: электрические токи могут быть сконцентрированы на оси (как в данной модели) или сосредоточены в тонкой периферийной оболочке [1], но независимо от этого все бессилевые жгуты имеют одно общее физическое свойство: когда внешнее давление, удерживающее жгут от расширения на бесконечность, уменьшается по мере выхода вершины жгута в корону до некоторого критически малого значения, продольное магнитное поле жгута обращается в ноль на поверхности смены знака тока, но при этом азимутальный ток и бессилевой параметр терпят разрыв на этой поверхности. Это запускает в жгуте ионно-звуковую неустойчивость и обусловленную ею быструю диссипацию токов и полей, а также соответствующую этой высокой убыли магнитного поля генерацию супердрейсеровских электрических полей.

3. Представленная модель показывает, что при высокой плотности электрического тока (когда дрейфовая скорость токовых электронов превысит ско-

рость ионного звука) вспышечное энерговыделение, обусловленное возбуждением плазменной неустойчивости, может произойти в довольно объемном магнитном жгуте с поперечником 10 Мм и запасом свободной магнитной энергии во всей петле до $10^{33} \div 10^{34}$ эрг. Даже истощения (за счет эффекта Паркера) всего нескольких процентов от этой величины достаточно для обеспечения энергетики крупной солнечной вспышки. Если речь идет не об одной токовой магнитной петле, а о целой их аркаде, что обычно и наблюдается, то вспышечный эффект может быть кратно усилен.

4. Эффект Паркера, связанный с запаздывающим переносом потока азимутального поля торсионными альвеновскими волнами из ног магнитной петли к области вспышечного энерговыделения, обеспечивает квазипериодические пульсации (КПП) жесткого излучения вспышки с каденцией 10–100 секунд.

5. Совокупность описанных плазменных процессов соответствует основным наблюдаемым проявлениям солнечных вспышек.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. A. A. Solov'ev, E. A. Kirichek, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 505, 3, 4406–4416 (2021).
2. A. A. Solov'ev, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 515, 4, 4981–4989 (2022).
3. A. A. Solov'ev, E. A. Kirichek, Astronomy Letters 49, 5, 256–268 (2023).
4. A. A. Solov'ev, O. A. Korolkova, E. A. Kirichek, Geomagnetism and Aeronomy 63, 8, 10–25 (2023).
5. G. D. Fleishman, D. Gary, B. Chen, et al., Science 367, 278–280 (2020).
6. G. D. Fleishman, G. M. Nita, M. Gelu, B. Chen, Nature 606, 674–677 (2022).
7. Л. А. Арцимович, Р. З. Сагдеев Физика плазмы для физиков (М.: Атомиздат, 1979).

8. V. M. Tomozov Solar activity and solar-terrestrial relations (85–89, 1976).
9. A. T. Altyntsev, V. I. Krasov, V. M. Tomozov Vneatmos. Issled. aktiv.oblastej na Solntse (Moskva, Nauka, 132–135, 1976).
10. E. N. Parker Cosmical Magnetic Fields (Clarendon Press, Oxford, Part 1, 1979).
11. E. N. Parker Conversations on Electric and Magnetic Field in the Cosmos (Princeton Univ. Press, Princeton, NJ, 2007).
12. T. Gold, F. Hoyle, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 120, 89–105 (1960).
13. В. Д. Шафранов Вопросы теории плазмы (М. Атомиздат. вып. 2, 92–132. 1962).
14. В. Ф. Мельников, И. А. Бакунина и др. Доклад на 19-й конференции «Физика плазмы в солнечной системе» (М., ИКИ РАН, 2024).
15. S. Krucker, M. Battaglia, P. J. Cargill, et al., Astron. and Astrophys. Rev. 16, 155–208 (2008).

FORCE FREE MAGNETIC FLUX ROPE WITH A HIGH CURRENT DENSITY ON THE AXIS

A. A. Solov'ev

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

A new model of a force-free magnetic flux rope with a high concentration of electric current on the axis is presented. The general property of axisymmetric force-free magnetic ropes is that with the exit of the top of the magnetic loop-rope into the corona, the external pressure that keeps it from lateral expansion steadily decreases, and with some critical decrease in this pressure, the longitudinal magnetic field of the rope becomes zero on the surface where the electric current changes its sign (it is current inversion surface — CIS). In this case, the force-free parameter $\alpha(r)$ and the azimuthal electric current experience a second-order discontinuity on this surface, so that in the vicinity of CIS their values begin to increase without limit. The current (drift) speed of electrons here will inevitably exceed the speed of ion sound. This serves as a trigger for the heating of non-isothermal plasma (so it turns out $T_e \gg T_i$) and the excitation of plasma ion-acoustic instability of the plasma not only near the CIS, but also in the central region of the rope, on its axis, where the current density is especially high. The appearance of anomalous resistance leads to rapid dissipation of the magnetic field and the generation of a super-Dreicer electric field. The Parker effect, associated with the equalization (with some delay) of the torque along the axis of the rope due to the transfer of the azimuthal field to the region of energy release, leads to quasiperiodic pulsations of hard flare radiation and, ultimately, ensures the flare release of the most part of free magnetic energy accumulated in the rope.

Keywords: solar flare, magnetic field, force-free magnetic flux rope, plasma ion-acoustic instability

СОВРЕМЕННАЯ ЗВЕЗДНАЯ АСТРОНОМИЯ – 2023

© 2024 г. О. Ю. Малков^{1,*}, Е. Ю. Кильпио^{2,3}, О. Б. Длужневская¹

¹Учреждение Российской академии наук Институт астрономии, Москва, Россия

²Крымская астрофизическая обсерватория, п. Научный, Россия

³Отделение физических наук Российской академии наук, Москва, Россия

E-mail: malkov@inasan.ru

Поступила в редакцию 12.03.2024 г.

После доработки 23.04.2024 г.

Принята в печать 23.04.2024 г.

Представлен аналитический обзор современного состояния проблем звездной астрономии. Он преимущественно базируется на докладах, сделанных на конференции «Современная звездная астрономия» (ВолГУ, май 2023).

Ключевые слова: звезды, звездные скопления и ассоциации, Галактика Млечный Путь, галактики, межзвездная среда, звездообразование

DOI: 10.31857/S0004629924060086 EDN: JMEELF

1. ВВЕДЕНИЕ

В работе представлен аналитический обзор современного состояния проблем звездной астрономии, созданный преимущественно по материалам докладов, представленных на тринадцатой конференции цикла «Современная звездная астрономия». Она была проведена 15–18 мая 2023 г. в Волгоградском государственном университете (ВолГУ). Помимо ВолГУ организаторами конференции выступили ИНАСАН, ГАИШ МГУ и Астрономическое общество.

Обзор разбит на следующие разделы: «Звезды», «Звездные скопления и ассоциации», «Межзвездная среда и звездообразование», «Строение, кинематика и динамика Галактики», «Галактики». В последнем разделе приведены заключительные замечания.

2. ЗВЕЗДЫ

В докладе А. Ф. Селезнева (УрФУ — Уральский федеральный университет имени первого президента России Б. Н. Ельцина) представлены результаты работы по поиску неразрешенных двойных и кратных звезд в рассеянных звездных скоплениях, выполняемой в УрФУ в сотрудничестве с коллегами из Университета Падуи (Италия). В рамках данной программы разработан метод, основанный на использовании фотометрической диаграммы $[(H - W_2) - W_1] - [W_2 - (BP - K)]$. На этой диаграмме для каждого скопления на основе изохрон PARSEC строятся теоретические изохроны одиночных звезд, двойных звезд с различным отношением

масс компонентов q , тройных и четверных звезд с одинаковыми компонентами. Метод позволяет обнаруживать неразрешенные двойные и кратные звезды в промежуточном диапазоне масс главного компонента, примерно от 0.5 до $1.8 M_{\odot}$. С помощью этого метода исследованы рассеянные скопления Альфа Персея, Плеяды, Ясли и NGC 1039. Одна из основных проблем — недостаточно хорошее совпадение изохроны одиночных звезд с последовательностью скопления на фотометрических диаграммах. Для решения этой проблемы предполагается построение эмпирических изохрон. Для поиска неразрешенных двойных и кратных звезд с массой главного компонента более $1.8 M_{\odot}$ в близких рассеянных скоплениях предлагается использовать спекл-интерферометрию [1].

О Пулковском каталоге орбит широких визуально-двойных и кратных звезд рассказала Л. Г. Романенко (ГАО РАН — Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН). Каталог основан на многолетних исследованиях (40 лет) по определению орбит визуально-двойных и кратных звезд, полученных группой А. А. Киселева методом параметров видимого движения и содержит результаты определения орбит 64 широких визуально-двойных и кратных звезд. Использовался метод параметров видимого движения (ПВД), позволяющий определить орбиту по короткой дуге, если позиционные наблюдения дополнить данными из литературы о тригонометрическом параллаксе, массах звезд и относительной лучевой скорости в парах. Основой

большинства исследований являются ряды фотографических и ПЗС-наблюдений на 26-дюймовом рефракторе Пулковской обсерватории. Проанализированы данные Gaia DR2, по ним для 7 пар получены первые орбиты, для 19 пар орбиты улучшены. Также перевычислены орбиты еще 12 пар, для 3 пар ПВД-орбиты получены впервые в этом каталоге. В 20-ти случаях квазимгновенное движение по данным Gaia DR2 противоречит среднему движению по общемировым наблюдениям. Возможная причина — присутствие внутренней подсистемы. Разработана единая программа вычислений элементов орбит, их ошибок, эфемерид и ориентации орбит в галактической системе координат по алгоритмам А. А. Киселева [2].

М. Д. Минглибаевым (Казахский национальный университет им. Аль-Фараби, Астрофизический институт им. В. Г. Фесенкова, Казахстан) представлены результаты исследований эффекта влияния переменности массы центральной звезды на эволюцию планетной системы. Работа выполнялась учеными Казахского национального университета им. Аль-Фараби и Астрофизического института им. Фесенкова (Казахстан) в сотрудничестве с коллегами из Варшавского университета естественных наук (Польша). Исследовалась планетная система, состоящая из сферически-симметричной родительской звезды с изотропно изменяющимися массами, и большим количеством сферически-симметричных планет с постоянными массами. Масса центральной звезды меняется изотропно по заданным известным законам. Проблема описывается в рамках n планетной задачи $n + 1$ тел с изотропно изменяющимися массами центральной звезды. Использовались разработанные авторами методы канонической теории возмущения в аналогах переменных Пуанкаре с использованием метода компьютерной алгебры. Путем осреднения по средним долготам выведены эволюционные уравнения в общем виде для любых n в нерезонансном случае. В настоящей работе в явном виде получены эволюционные уравнения при $n = 3$ для исследования экзопланетной системы K2-3. Численными методами изучены различные треки эволюции оскулирующих элементов. Проанализирована динамика этой системы в различных законах изменения масс центральной звезды.

О. Н. Шолуховой (САО РАН — Специальная астрофизическая обсерватория РАН) представлены результаты работы, выполненной в САО РАН (в сотрудничестве с Н. А. Тихоновым), по поиску массивных звезд в галактиках за пределами Местной группы на примере карликовой галактики КК 135. Была проведена звездная фотометрия полей этой

галактики по изображениям космического телескопа Хаббла (HST) в фильтрах F606W and F814W, построены СМ-диаграммы. Определено расстояние до нее и оценена металличность. Звездные скопления с яркими голубыми звездами, найденные по HST снимкам, сравнивались с положением H α областей на снимках телескопа БТА САО РАН. Отобрана одна звезда и для нее проведены ее фотометрические и спектральные наблюдения на 6-метровом телескопе БТА САО РАН (спектрограф SCORPIO-2). Светимость звезды $M_V = -8.8$, в спектре обнаружены эмиссионные линии водорода с профилем P Cyg и линии окружающей туманности. Пока нельзя однозначно сказать, это кратная звезда или компактное скопление.

Другая работа, выполненная коллективом ученых САО РАН и представленная Ю. Н. Соловьевой, посвящена поиску ярких голубых переменных за пределами Местной группы. Яркие голубые переменные (LBVs — Luminous Blue Variables) представляют собой малочисленный тип массивных звезд, обладающих высокой светимостью и сильной фотометрической и спектральной переменностью. К 2018 г. было открыто всего около 40 звезд этого типа в нашей и других галактиках, в основном принадлежащих Местной группе, тогда как за пределами 1 Мпк было обнаружено лишь несколько LBV звезд. При этом даже среди столь небольшой группы существует значительное многообразие наблюдательных свойств. Для объяснения феномена LBV звезд и прояснения их эволюционного статуса необходимо значительное расширение выборки известных и детально исследованных звезд этого типа. В докладе представлены результаты поиска звезд высокой светимости, в частности ярких голубых переменных, в галактиках за пределами Местной группы (NGC 4736, NGC 247, NGC 4449, NGC 1156 и NGC 891) по спектральным данным БТА САО РАН, SALT (ЮАР) и Subaru (Гавайи), полученным за период с 2014 по 2022 гг. Авторами обнаружены пять новых LBV звезд, пять кандидатов в LBV звезды и один B[e] сверхгигант, что значительно расширяет список известных ярких голубых переменных на таких расстояниях.

А. И. Захаровым (ГАИШ МГУ — Государственный астрономический институт им. П. К. Штернберга МГУ им. М. В. Ломоносова) представлены полученные коллективом сотрудников ГАИШ МГУ результаты сравнения фотометрии ярких звезд в обзорах Hipparcos, Tycho, Gaia и WBVR (ГАИШ). Фотометрические части каталогов Hipparcos, Gaia DR2 и DR3 и Тянь-Шаньского WBVR каталога

ГАИШ в настоящее время содержат самые точные в мире данные фотометрии звезд. Немного уступает им каталог Tycho, содержащий 2 фотометрические полосы. Каталоги WBVR, Hipparcos и Tycho содержат только яркие звезды (до 7.5^m , 9^m и 10.5^m соответственно). Из 3-полосного каталога Gaia, включающего звезды примерно до 20^m , были отобраны звезды, входящие в WBVR, Hipparcos или Tycho. Между фотометрией этих каталогов обнаруживаются сложные нелинейные взаимосвязи, зависящие от блеска и показателей цвета звезд, а также от небесных координат. Авторы пытаются объяснить эти особенности.

3. ЗВЕЗДНЫЕ СКОПЛЕНИЯ И АССОЦИАЦИИ

Д. А. Ковалевой (ИНАСАН — Институт астрономии РАН) представлены результаты работы группы ИНАСАН по исследованию следа филамента, эволюционно и кинематически связанного с областью звездообразования в Орионе, обнаруженного в 2019 г. Эта структура была исследована авторами с использованием данных релиза Gaia DR3. Результаты выполненного анализа согласуются с интерпретацией природы выделенной протяженной группы звезд с общим пространственным движением как реликта процесса звездообразования [3].

С. Ж. Тураевым (НУУз — Национальный университет Узбекистана) представлены результаты анализа эмпирических зависимостей массы центральной черной дыры от физических характеристик подсистем спиральных галактик, выполненного группой исследователей из НУУз (С. Ф. Ботировым и С. Н. Нуритдиновым). Авторы используют доступные к настоящему моменту и имеющие достаточную точность данные о центральных сверхмассивных черных дырах (СЧД) в 54 спиральных галактиках. К сегодняшнему дню установлена (разными исследователями, в том числе и авторами данной работы) зависимость массы СЧД от массы и светимости балджа, а также дисперсии скоростей звезд в нем, однако соотношения, определенные разными авторами, различаются существенным образом. Наиболее важным было открытие тесной корреляции между массой СЧД и дисперсией скоростей звезд балджа родительской галактики. На основе найденных корреляций со светимостью и массой балджей широко распространено мнение о том, что СЧД и балджи эволюционируют совместно, регулируя изменения указанных характеристик друг друга. В отличие от ряда других исследователей, авторы данной работы рассматривали

только спиральные галактики и на основе данных для подсистем этих галактик выявили и исследовали новые эмпирические соотношения.

Ф. Т. Шамшиев (НУУз) рассмотрел случаи дальнейшей интегрируемости уравнений движения при наличии локального интеграла в пространственной модели. Ранее был введен локальный интеграл, позволяющий сразу определять поле скоростей для некоторых конкретных начальных условий. Было продолжено рассмотрение разных вариантов частичной интегрируемости задачи о движении в трехмерном потенциальном поле. Один частный случай локального интеграла асимптотически приводит на больших расстояниях r к потенциалу с почти сферической симметрией. Найдены поверхности $L(x,y,z) = \text{const}$, дающие границы области движения близкие к сферам [4].

4. МЕЖЗВЕЗДНАЯ СРЕДА И ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЕ

М. В. Султановым (ЧелГУ — Челябинский государственный университет) были представлены выполненные в ЧелГУ результаты магнетогазодинамического (МГД) моделирования эволюции молекулярных волокон. С помощью хорошо известного специалистам численного кода FLASH, использующего метод уточнения адаптивной сетки, авторами было выполнено численное МГД моделирование гравитационного коллапса и фрагментации цилиндрического молекулярного облака с крупномасштабным магнитным полем и, на основе расчетов, определены характеристики образующихся ядер молекулярного облака. В рассматриваемой модели магнитное поле направлено вдоль цилиндра и имеет интенсивность $B = 1.9 \times 10^{-4}$ Гс. Температура газа $T = 10$ К, показатель адиабаты $\gamma = 5/3$, концентрация $n = 10^5 \text{ см}^{-3}$. В расчетах с магнитным полем и без магнитного поля на концах облака формируются ядра с концентрациями $n \approx 1.3 \times 10^6 \text{ см}^{-3}$ и $3.7 \times 10^6 \text{ см}^{-3}$ соответственно. Ядра передвигаются к центру со скоростью $v \approx 5.5 \text{ км/с}$, их размеры вдоль радиуса и оси волокна составляют соответственно 0.16 пк и 0.05 пк для случая с магнитным полем, 0.06 пк и 0.05 пк для случая без магнитного поля. Указанные свойства ядер обусловлены тем, что магнитное поле параллельно волокну и поэтому не оказывает сильного влияния на сжатие вдоль цилиндра, однако оно препятствует сжатию вдоль радиуса цилиндра. Проведенные расчеты позволяют оценить роль магнитного поля на ранних стадиях фрагментации молекулярных волокон [5].

В своем докладе В. В. Королев (ВолГУ) рассказал о результатах моделирования турбулентных течений межзвездной среды в галактических дисках в окрестностях спиральных рукавов галактик. В рамках двумерного приближения было исследовано трансзвуковое движение среды в гравитационном поле диска и рукава, на которое влияют два типа источников турбулентности: протяженный — в диске, и компактный — внутри спирального рукава. Модель межзвездной среды (МЗС) включает газовый и пылевой компоненты. Были учтены эффекты неадиабатичности МЗС, которые обеспечивают фазовые превращения и баланс холодных и теплой фаз газа. Пылевой компонент рассматривался как пассивная полидисперсная примесь в газе, частицы которой обладают инерцией и не повторяют в точности движение объемлющей среды. Показано, что галактическая ударная волна формируется несмотря на турбулентные возмущения и имеет уплощенную (прижатую к плоскости симметрии) V- или даже Y-образную форму: в центре рукава располагается практически плоская часть фронта, а в вытекающем из рукава потоке расположена V-образная часть. При этом наиболее плотные скопления пыли локализуются на входе в рукав (и в головной части ударной волны), что можно интерпретировать по аналогии с наблюдениями как темные прожилки на передних краях рукавов.

Доклад А. П. Топчиевой (ИНАСАН) был посвящен результатам исследования тепловой структуры протопланетного диска при возможном испарении пыли. Тепловая неустойчивость аккреционных дисков часто используется для объяснения активности катаклизмических переменных, однако ее проявление в газопылевых дисках у молодых звезд ранее исследовалось менее подробно. Автором представлена полуаналитическая стационарная модель для расчета экваториальной температуры газопылевого диска вокруг молодой звезды. В модели учитывается непрозрачность, обусловленная пылью и газом, а также испарение пыли при температурах выше 1000 К. Рассчитаны распределения экваториальной температуры газопылевого диска при различных предположениях об источнике непрозрачности и присутствия пыли. Показано, что при учете всех рассмотренных процессов уравнение теплового баланса в области $r < 1$ а. е. имеет множественные температурные решения. Полученные результаты показывают, что в этой области реализуются условия для тепловой неустойчивости. В качестве иллюстрации

возможного влияния неустойчивости на характер аккреции в протопланетном диске рассмотрена модель вязкого диска с α -параметризацией турбулентной вязкости. Продемонстрировано, что в такой модели реализуется нестационарный режим эволюции диска с чередующимися фазами накопления вещества во внутреннем диске и фазами его быстрого сброса на звезду, что приводит к вспышечному характеру аккреции. Полученные результаты свидетельствуют о необходимости учета данной неустойчивости при моделировании эволюции протопланетных дисков.

Е. О. Васильевым (АКЦ ФИАН — Астрокосмический центр Физического института им. П. Н. Лебедева РАН) представлены результаты исследований дисперсии скоростей ионизованного газа в областях звездообразования. Ионизованный газ в областях звездообразования ближайших карликовых галактик характеризуется определенной зависимостью между светимостью в рекомбинационных линиях водорода и дисперсией скоростей. В рамках численной модели рассчитаны эти величины для расширяющегося пузыря, образованного вспышками сверхновых. Проведены анализ диаграммы [интенсивность в линии $H\alpha$]—[дисперсия скоростей] для эволюционирующего пузыря в диске с разной шкалой высоты и выполнено сравнение с наблюдательными данными [6].

5. СТРОЕНИЕ, КИНЕМАТИКА И ДИНАМИКА ГАЛАКТИКИ

Е. С. Постниковой (ИНАСАН) представлены результаты исследования кинематической структуры звездного населения околосолнечных окрестностей по данным Gaia DR3. Данные современных каталогов позволяют детально рассмотреть вопрос распределения направлений векторов пространственных скоростей. Наиболее близко расположенные звезды в окрестностях Солнца позволяют избежать ошибок и сделать подробные выводы о их кинематике. Для подробного исследования была взята выборка звезд из каталога Gaia DR3, находящихся на расстоянии не более 300 пк. Эта область содержит в себе ряд скоплений и потоков. Авторами было обнаружено, что в очерченных окрестностях направление звезд разделяется на несколько обширных концентраций, апекс движения которых лежит в направлении движения Солнца и в направлении движения группы Большой Медведицы, которая в свою очередь разделяется на две отдельные группы по направлению в

пространстве. Кроме того обнаружена группа звезд, которые по своим кинематическим характеристикам скорее всего являются звездами гало или балджа, также обнаружены и высокоскоростные звезды, сделаны предположения о природе этих звезд.

В. В. Бобылевым (ГАО РАН) дана оценка скорости вращения спирального узора Галактики, полученная по различным звездным выборкам. Для определения скорости вращения спирального узора Галактики использовались найденные авторами ранее оценки амплитуд скоростей возмущения f_R и f_θ , вызванного влиянием спиральной волны плотности. Эти оценки были получены по нескольким звездным выборкам, а именно: по галактическим мазерам с измеренными РСДБ-методом тригонометрическими параллаксами и собственными движениями; по OB2-звездам; по цефеидам; по рассеянным звездным скоплениям. С использованием этих данных получены новые оценки угловой скорости вращения спирального узора Галактики Ω_p и значения радиуса коротации R_{cor} .

Доклад А. Т. Байковой (ГАО РАН) посвящен анализу влияния галактического бара на орбитальное движение шаровых скоплений в центральной области Галактики. Для этой задачи было отобрано 45 шаровых скоплений, 34 из которых принадлежат балджу и 11 — диску. Для формирования 6D-фазового пространства, требуемого для интегрирования орбит, использованы самые точные на сегодняшний день астрометрические данные со спутника Gaia, а также новые уточненные средние расстояния. Проинтегрированы орбиты шаровых скоплений на 2.5 млрд. лет назад во времени как в осесимметричном потенциале, полученном в результате подгонки параметров балджа, диска и сферического гало к кривой вращения Галактики, так и в потенциале, включающем бар в виде трехосного эллипсоида. Произведен частотный анализ орбит при различных значениях скорости вращения бара с целью выявления шаровых скоплений, захваченных баром. Выявлены закономерности в распределении доминантных частот f_x, f_z и f_R осцилляций скоплений по координатам x, z и цилиндрическому расстоянию R в зависимости от скорости вращения бара [7].

В докладе А. В. Хоперскова (ВолГУ) обсуждалась гипотеза о падении на нашу Галактику спутника примерно 10 млрд. лет назад. На этот мерджинг указывает анализ данных проекта Gaia, который выделяет субструктуру звезд гало, возник-

шую в результате разрушения спутника Gaia-Enceladus. Для изучения особенностей пространственного распределения и кинематики звезд разрушенного спутника была проведена серия численных экспериментов. Варьирование параметров траектории Gaia-Enceladus, масс звездного и газового компонентов, параметров темного гало было направлено на получение наилучшего согласия с данными наблюдений. Сравнивались две модели спутника. Одна имеет маленький собственный спин вращения и относится к эллиптическим системам. В качестве другой модели выбрана вращающаяся дисковая галактика Магелланова типа. Ретроградная орбита спутника позволяет лучше объяснить наблюдаемые характеристики объектов локального звездного гало.

М. Е. Прохоровым (ГАИШ МГУ) был представлен доклад с оригинальным названием «Геронтологическая терапия для астрометрических каталогов». Автор обращает внимание на то, что астрометрические каталоги со временем «стареют», их точность снижается. Так каталог Hipparcos, имел на момент своего создания в начале 90-х годов погрешность координат 0.001". Сегодня, спустя тридцать лет, он деградировал до уровня погрешности 0.03", т. е. практически до точностей наземной астрометрии конца XX века. Причиной этой деградации являются ошибки измерения собственных движений δ_μ . В погрешность координат входит произведение $\delta_\mu \times \Delta t$, где Δt — время, прошедшее с эпохи каталога. Проблему с каталогом Hipparcos решило создание каталога Gaia, который для ярких звезд в 50 раз точнее (как по α , δ , так и по μ). Но каталог Gaia также будет деградировать и всего через 50 лет (к 2070 г.) его точность снизится до уровня исходной точности Hipparcos. Автором сделан вывод, что для поддержания точности каталога Gaia (и вообще, любого астрометрического каталога), необходимо вести специальный «поддерживающий» астрометрический обзор, со следующими свойствами:

- цель обзора — измерение углов между звездами;
- точность обзора может быть в несколько раз ниже, чем у Gaia;
- обзор длительный;
- обзор может проводиться непрерывно или сессиями;
- обзор проводится в узком поле ($\approx 0.5^\circ - 1.0^\circ$).

Н. И. Перов (ЯГПУ — Ярославский государственный педагогический университет им. К. Д. Ушинского) представил доклад «К вопросу опре-

деления массы Галактики по распределению скоростей звезд». В предположении зависимости круговой скорости звезды от расстояния от центра Галактики было получено сферически-симметричное распределение материи в Галактике.

6. ГАЛАКТИКИ

К. Т. Миртаджиевой (АИ АН РУз — Астрономический институт Академии наук Республики Узбекистан) представлены результаты работы, выполненной в соавторстве с коллегами из Национального университета Узбекистана (НУУз), посвященной теории формирования лопсайдных спиральных галактик. Авторы предполагают, что явление лопсайдности, связанное с наблюдаемым эффектом смещения ядра спиральной галактики от ее геометрического центра, может являться следствием гравитационной неустойчивости соответствующей моды возмущения на фоне ранней нестационарности самогравитирующей модели. С целью определения зависимости данного эффекта от геометрии модели проведен сравнительный анализ дисковой и сферической нестационарных моделей и получены соответствующие нестационарные аналоги дисперсионных уравнений для конкретных мод возмущений в рамках двух моделей. Построены критические диаграммы начального вириального отношения от параметра вращения моделей для каждого случая. С помощью полученных результатов установлено, что на фоне невращающейся дискообразной модели проявляются как апериодическая, так и колебательная неустойчивости, а в случае сферической модели присутствует только апериодическая неустойчивость. В то же время для вращающихся моделей отмечается наличие только лишь колебательной неустойчивости. Также показано, что лопсайдная структура проявляется сильнее и быстрее на фоне дисковой модели, чем в сферической.

И. У. Таджибаев (Чирчикский государственный педагогический университет, Узбекистан) рассказал о проблемах классификации систем шаровых скоплений (СШС) и представил результаты работы, выполненной в сотрудничестве с коллегами из НУУз. К настоящему моменту пока не разработана даже простейшая классификация систем шаровых скоплений (СШС), наблюдаемых вокруг галактик. В то же время разнообразие накопленных наблюдательных данных требует не только анализа их статистических свойств, но и разработки именно простейших классификаций. Анализ данных наблюдений и физики СШС показывает, что их условно можно разделить на пять явно отличающихся групп

по основным физическим характеристикам. Авторами, на основе ранее составленного каталога СШС, разработаны простейшие классификации и найдены эмпирические зависимости между вириальным параметром и основными характеристиками СШС или их родительских галактик.

Б. П. Кондратьевым (ГАИШ МГУ) были представлены два доклада. В первом из них автор представил новую формулу для вычисления угловой скорости вращения равновесных фигур вращающейся гравитирующей жидкости. Особенностью этой формулы является то, что в ней угловая скорость зависит только от составляющих внутренней и внешней гравитационной энергии. Справедливость новой формулы доказана тем, что она дает правильные значения угловой скорости в важных частных случаях — для последовательностей классических сфероидов Маклорена и трехосных эллипсоидов Якоби, а ее преимущество состоит в том, что она может описывать не только эллипсоидальные фигуры равновесия, но и фигуры равновесия любой другой геометрической формы, в том числе тороидальной. Это расширяет область применения теории равновесных фигур и открывает дополнительные возможности для изучения равновесия и устойчивости сложных динамических систем [8].

Во втором докладе рассказывается о результатах работы, выполненной группой сотрудников ГАИШ МГУ и посвященной исследованию влияния гало на вращение бара в галактиках. Изучается влияние массивного гравитирующего гало на вращение эллипсоидального бара в дисковых галактиках. Метод основан на вычислении момента сил между баром и гало с помощью функции их взаимной гравитационной энергии. Для проверки метода рассмотрены две модели: простой вариант с однородными компонентами, и более сложный вариант, в котором гало представлено слоисто-неоднородным эллипсоидом с параболическим законом плотности. Для обеих моделей получены выражения взаимной гравитационной энергии бара и гало, построен лагранжиан и выведены дифференциальные уравнения нелинейных вращательных колебаний бара. Эти уравнения описывают вращение бара с переменной угловой скоростью. Найдены частоты и периоды либраций угловой скорости бара как в общем нелинейном случае, так и в приближении гармонических колебаний [9].

Доклад С. С. Храпова (ВолГУ) посвящен исследованию механизма образования звездно-газовых дисков в галактиках с противоположным вращением компонентов (ретроградным вращением), выполненному совместно с группой коллег из ВолГУ. Для

широкого ряда геометрических и кинематических параметров построены численные модели падения газовых потоков на диск крупной галактики типа Млечный путь. На ранних стадиях такого взаимодействия газового потока с дисковыми компонентами возможно образование протяженной внешней кольцеобразной структуры типа полярного кольца. Основное внимание направлено на изучение условий усиления активности галактического ядра за счет дополнительного притока газа в зону галактического центра в результате падения межгалактического газа. При ретроградном падении газового потока имеются наилучшие условия для дополнительного притока газа в галактический центр. Определены зависимости притока газа в центр от параметров межгалактического потока.

К. А. Маннаповой (НУУз) представлены результаты статистического анализа наблюдательных данных гало дисковых галактик, выполненного в сотрудничестве с К. Т. Миртаджиевой (АИ АН РУз). Авторами составлен сводный каталог спиральных галактик с известными физическими параметрами гало. В каталоге собраны параметры, такие как название галактики (тип галактики), координаты, общая звездная масса галактики, отношение массы гало к общей звездной массе, оптический радиус галактики, радиус гало, поверхностная яркость гало, скорости дисперсии частиц гало, а также некоторые параметры гало темной материи. В частности, получена эмпирическая зависимость металличности гало от красного смещения, которая показывает, что с увеличением расстояния от плоскости галактики уменьшается металличность гало спиральных галактик. Получены эмпирические зависимости, проведена корреляция между параметрами гало, а также проведен их статистический анализ.

А. А. Марчук (ГАО РАН) представил доклад «Многоволновая декомпозиция галактик с учетом спирального узора: галактика М 51» по результатам работы группы сотрудников ГАО РАН. Спиральная структура может вносить значительный вклад в светимость галактики. Чтобы определить, как пренебрежение наличием спиральных рукавов может повлиять на оценку параметров других компонентов, требуется декомпозиция реальных галактик с помощью моделей спиральных рукавов. В докладе описывается впервые выполненная декомпозиция М 51 («Водоворот»). Авторами использованы 17 изображений галактики М 51 в разных фотометрических полосах, от УФ до дальнего ИК-диапазона. Проведена их декомпозиция с учетом спиральной структуры как отдельного компонента. Получены фотометрические модели галактик и их полное параме-

трическое описание. Показано, к каким ошибкам может приводить неучет спиральной структуры при декомпозиции.

А. С. Расторгуев (МГУ) рассказал о результатах исследований кластеров протозвезд и кластеров ОВ-звезд в Галактике. Полученное новое предварительное разбиение протозвезд на кластеры разных масштабов очень важно для более детального (в пределах отдельных кластеров/ассоциаций) изучения истории звездообразования, в том числе поиска проявлений последовательного звездообразования в гигантских молекулярных облаках и газовых сверхоболочках, окружающих ОВ-ассоциации. Нуждаются в детальном анализе некоторые различия в пространственном распределении и кинематике по сравнению с ОВ-звездами и их кластерами. Многие молодые ($t < (1 - 2) \times 10^7$ лет) рассеянные скопления генетически связаны с молодыми звездными объектами разных классов; они окружены обширными «оболочками» протозвезд, заметная доля которых, судя по общности расстояний и прецизионных собственных движений, вместе с нормальными звездами образует гравитационно связанную систему размером порядка 10 пк.

Н. А. Тихоновым (САО РАН) представлены результаты исследований молодых звезд в иррегулярных галактиках. В докладе обсуждалась возможность появления высокометалличной звезды в карликовой низкометалличной галактике NGC 4068. На основе звездной фотометрии снимков космического телескопа Хаббла (HST) получены результаты фотометрических измерений металличности молодых и старых звезд в 100 иррегулярных галактиках. Из полученной зависимости следует, что основное насыщение галактик металлами происходило несколько миллиардов лет назад, а среди изученных галактик нет ни одной, в число которых входит и NGC 4068, где молодые звезды имели бы высокую металличность при низкой металличности старых звезд. Для объяснения причины малометалличности карликовых галактик показана зависимость между светимостями 150 галактик и их ярчайших звезд, на которой видно отсутствие массивных звезд в карликовых галактиках, быстрая эволюция и взрывы которых приводят к насыщению межзвездной среды металлами. Указанное отсутствие массивных звезд может быть основной причиной наблюдаемой малометалличности карликовых галактик.

С. Ж. Тураев (НУУз) рассказал о результатах работы по анализу данных наблюдений шаровых скоплений в рамках Gaia DR2, выполненной в НУУз в сотрудничестве с МГУ. Изучение проблем класси-

фикации шаровых скоплений полезно, прежде всего, для построения теории их формирования и эволюции. Эта задача требует нахождения вспомогательного параметра и точного связывания его значения с основными физическими характеристиками наблюдаемых шаровых скоплений. В 2021 г. авторами были получены значения параметра степени концентрации для 26 шаровых скоплений и впервые предложена их классификация, решающая проблему Шепли–Сойера. Данная работа является логическим продолжением этих исследований. Проанализированы данные Gaia DR2 наблюдений видимой поверхностной плотности 81 шарового скопления. Обсуждаются проблемы анализа этих наблюдений и их отличия от данных, полученных с помощью HST. При этом свободные параметры, в том числе параметр концентрации, были получены симплектическим методом минимизации и методом χ^2 , используя 4-х параметрическую обобщенную модель. Для этого была создана выборка данных Gaia DR2, в которую не вошли физически нереальные случаи, например, случаи концентрации к периферии или неравномерных колебаний видимой поверхностной плотности. Найдены новые эмпирические формулы. Полученные результаты подтверждают справедливость ранее предложенной классификации.

Доклад А. Т. Миртаджиевой (АИ АН РУз) был посвящен кольцеобразным неустойчивостям на фоне нестационарных моделей анизотропного самогравитирующего диска. Поведение кольцеобразных мод колебания в равновесных моделях самогравитирующих систем изучалось многими научными группами. В данной работе исследовалась гравитационная неустойчивость однокольцевых мод возмущений на фоне радиально пульсирующих дисковых составных моделей с анизотропной диаграммой скоростей с целью изучения проблемы происхождения кольцеобразных галактик. Выведены нестационарные аналоги дисперсионных уравнений для однокольцевых мод возмущений. Построены критические диаграммы начального вириального отношения от параметра суперпозиции при различных значениях параметра вращения модели. Исследование составных моделей относительно неустойчивостей кольцевых мод показывает, что при определенных значениях параметра суперпозиция двух моделей область неустойчивости занимает практически весь диапазон возможных значений начального вириального отношения. Получены результаты сравнительного анализа составных моделей относительно однокольцевых мод возмущений для различных значений параметров вращения диска и суперпозиции.

И. У. Таджибаевым (НУУз) представлены результаты исследований, выполненных группой из Национального университета Узбекистана, посвященным мелкомасштабным изгибным возмущениям на фоне пульсирующей модели самогравитирующего диска. В дискообразных самогравитирующих галактиках наблюдаются не только крупномасштабные, но и мелкомасштабные структурные образования, формирующиеся на ранней нестационарной стадии эволюции. Исследование мелкомасштабных структурных образований является весьма обширной и сложной задачей. Ранее роль и поведение мелкомасштабных мод колебаний в самогравитирующих системах не изучались. В данном исследовании эта задача ставится не только для равновесных моделей диска, но и для глобально нестационарных, точнее, для радиально пульсирующих самогравитирующих дисков. Одним из важных для дисков мод колебаний являются изгибные возмущения, неустойчивости которых приводят к их сложным искривлениям. В связи с этим в данной работе для начала авторы ограничиваются исследованием неустойчивости мелкомасштабных изгибных возмущений при $m = 0$ и $N = 25, 35, 45$ и др. Построены соответствующие критические зависимости вириального отношения от параметра вращения, а также вычислены инкременты неустойчивостей для этих мод возмущения.

В докладе Ф. Т. Шамшиева (НУУз) представлены сводный каталог двойных галактик, составленный группой ученых из НУУз, а также некоторые результаты статистического анализа этих объектов. Каталог основывается на нескольких уже существующих каталогах (Холмберга, Тернера, Караченцева) и современных наблюдательных данных. Каталог содержит сведения о 613 парах галактик в объеме радиусом 200 Мпк, с лучевыми скоростями не более 13 000 км/с. Оценены расстояние между парами галактик и их суммарная масса.

Н. И. Перовым (ЯГПУ) был представлен доклад «Об одном методе определения постоянной Хаббла», в котором автор предпринимает попытки объяснить в рамках предложенной им модели удаления галактик друг от друга и их сближения (в зависимости от начальных условий).

В докладе М. А. Бутенко (ВолГУ) «Особенности формирования галактических спиральных узоров внутри триаксиального темного гало» представлены результаты анализа влияния формы «неосесимметричного» темного гало на морфологию формирующейся в нем спиральной структуры за пределами оптического радиуса. Рассмотрены различные варианты распределения вещества в темном гало, которые

в моделях определяются функциональной зависимостью параметра «неосесимметрии» от радиуса диска. Показано, что для гало «неосесимметричного» внутри оптического радиуса и симметричного за его пределами внешний спиральный узор не формируется. Также в работе приведены результаты большого количества численных экспериментов, которые подтверждают, что «неосесимметричность» газового диска в процессе его эволюции имеет значительно меньшие масштабы, чем «неосесимметричность» темного гало, задаваемая в качестве варьируемого параметра в используемых авторами моделях.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе представлен аналитический обзор современного состояния проблем звездной астрономии. Эта статья является очередным аналитическим обзором современных задач, стоящих перед звездной астрономией (предыдущие обзоры были опубликованы в статьях [10–18]). Настоящий обзор создан, преимущественно, по материалам докладов, представленных на конференции «Современная звездная астрономия—2023», которая проводилась 15–18 мая 2023 г. в Волгоградском государственном университете и была тринадцатой конференцией этого цикла. Материалы докладов вышли в издании [19]. Предыдущие конференции проводились в ГАИШ МГУ (Москва), ГАО РАН (Санкт-Петербург), ЮФУ (Ростов), КГО ГАИШ МГУ (Кисловодск), УрФУ (Екатеринбург), ИНАСАН (Москва), САО РАН (Нижний Архыз).

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

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках гранта 075-15-2022-1228 (13.2251.21.0177).

БЛАГОДАРНОСТИ

Организаторы конференции благодарят руководство Волгоградского государственного университета за теплый прием и хорошие условия для проведения конференции.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. A. A. Malofeeva, V. O. Mikhnevich, G. Carraro, and A. F. Seleznev, *Astron. J.* 165, 45 (2023).
2. L. G. Romanenko, O. V. Kiyaeva, I. S. Izmailov, N. A. Shakht, and D. L. Gorshanov, arXiv:2301.07602 [astro-ph.SR] (2023).
3. S. Vereshchagin, N. Chupina, K. Lyzenko, A. Kalinkin, N. Kondratyev, D. Kovaleva, and S. Sapozhnikov, *Galaxies* 11(5), id. 99 (2023).
4. F. T. Shamshiev, *Astrophys. Bull.* 79, 1 (2024).
5. I. M. Sultanov and S. A. Khaibrakhmanov, *Astron. Rep.* 68, 60 (2024).
6. E. O. Vasiliev and Y. A. Shchekinov, *Astrophys. Bull.* 79, 60 (2024).
7. A. T. Bajkova, A. A. Smirnov, and V. V. Bobylev, *Astrophys. Bull.* 78, 443 (2023).
8. B. P. Kondratyev, *Astrophys. Sp. Sci.* 368(10), id. 84 (2023).
9. B. P. Kondratyev, E. N. Kireeva, V. S. Kornoukhov, and N. G. Trubitsyna, *Astrophysics* 65(3), 345 (2022).
10. O. Y. Malkov and A. S. Rastorguev, *Open Astronomy* 26(1), 62 (2017).
11. O. Y. Malkov, A. S. Rastorguev, and N. N. Samus, in *Modern Star Astronomy*, Vol. 1, Astronomy-2018, XIII Congress of the Intern. Public Organization «Astronomical Society»; Conference Abstracts, (Moscow: IZMIRAN, 2018), p. 8.
12. O. Y. Malkov, E. V. Polyachenko, A. M. Sobolev, and A. S. Rastorguev, *Astrophys. Bull.* 74(1), 93 (2019).
13. O. Y. Malkov, E. V. Polyachenko, A. S. Rastorguev, and N. N. Samus, *INASAN Sci. Rep.* 5, 103 (2020).
14. N. N. Samus, O. Y. Malkov, and E. V. Polyachenko, *INASAN Sci. Rep.* 5, 169 (2020).
15. O. Y. Malkov, E. V. Polyachenko, and N. N. Samus, *INASAN Sci. Rep.* 5, 174 (2020).
16. E. V. Polyachenko, N. N. Samus, and O. Y. Malkov, *INASAN Sci. Rep.* 5, 183 (2020).
17. O. Y. Malkov and E. V. Polyachenko, *Astron. Rep.* 66, 693 (2022).
18. O. Y. Malkov, A. O. Zhukov, and O. B. Dluzhnevskaya, *Astron. Rep.* 67, 1065 (2023).
19. A. G. Losev, A. A. Klyachin, and V. A. Klyachin, *Proc. of the Institute of Mathematics and Information Technologies Volgograd State University* (2023).

MODERN STELLAR ASTRONOMY 2023**O. Yu. Malkov¹, E. Yu. Kilpio^{2,3}, O. B. Dluzhnevskaya¹***Institute of Astronomy of the Russian Academy of Sciences (RAS), Moscow, Russia**Crimean Astrophysical Observatory, Nauchny, Russia**Department of Physical Sciences RAS, Moscow, Russia*

We provide an analytic review of problems of the modern stellar astronomy. It mostly based on talks presented at the thirteenth annual conference on Modern Stellar Astronomy, held in Volgograd State University (Russia) in May 2023. The key topics for the review are Stars, Stellar Clusters and Associations, Interstellar Medium and Star Formation, Galaxy Structure, Kinematics and Dynamics, Galaxies.

Keywords: stars, stellar clusters and associations, Milky Way Galaxy, galaxies, interstellar medium, star formation