

Том 101, Номер 9

ISSN 0004-6299
Сентябрь 2024



АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ



НАУКА
— 1727 —

СОДЕРЖАНИЕ

Том 101, номер 9, 2024

Влияние вспышечной активности звезды на структуру водородно-гелиевой верхней атмосферы горячего Юпитера <i>А.Г. Жилкин, Ю.Г. Гладышева, В.И. Шематович, Г.Н. Цуриков, Д.В. Бисикало</i>	796
Кинематика слабых звезд ассоциации Sco-Cen по данным каталога Gaia <i>В.В. Бобылев, А.Т. Байкова</i>	810
V839 Сер — новая двузатменная система <i>И.М. Волков, А.С. Волкова, Л.А. Багаев</i>	819
Исследование мазерного излучения ОН в линиях 18 см в области звездообразования G 109.871+2.114 (Сер А) <i>Е.Е. Лехт, Н.Т. Ашимбаева, В.В. Краснов, В.Р. Шутенков</i>	839
Величина [N/C] как индикатор эволюции красных гигантов: наблюдаемые различия между магнитными и немагнитными гигантами <i>Л.С. Любимков, Д.Б. Поклад</i>	851
Оценки величин потоков протонов для звезд солнечного типа с планетными системами <i>И.С. Саванов</i>	860

ВЛИЯНИЕ ВСПЫШЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ ЗВЕЗДЫ НА СТРУКТУРУ ВОДОРОДНО-ГЕЛИЕВОЙ ВЕРХНЕЙ АТМОСФЕРЫ ГОРЯЧЕГО ЮПИТЕРА

© 2024 г. А. Г. Жилкин*, Ю. Г. Гладышева, В. И. Шематович,
Г. Н. Цуриков, Д. В. Бисикало

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

**E-mail: zhilkin@inasan.ru*

Поступила в редакцию 10.06.2024 г.

После доработки 12.07.2024 г.

Принята в печать 18.07.2024 г.

В работе на основе одномерной астрономической модели исследуется воздействие звездной вспышки на верхнюю атмосферу горячего юпитера. Предполагается, что атмосфера имеет водородно-гелиевый химический состав, а расчеты проводились для горячего юпитера HD 209458b. Мы рассмотрели одиночные и повторные вспышки, в которых поток жесткого УФ излучения возрастает в 10, 100 и 1000 раз по сравнению со спокойным состоянием звезды. Активная фаза динамического отклика атмосферы продолжается 12–15 часов после вспышки, а характерный период релаксации к исходному состоянию составляет порядка суток. Из полученных результатов следует, что вспышечная активность звезд солнечного типа не оказывает существенного влияния на эволюцию планетных атмосфер горячих юпитеров. Однако интерпретация транзитных наблюдений возмущенных атмосфер горячих юпитеров позволит отделить друг от друга наблюдательные эффекты, связанные с взаимодействием звездных вспышек и корональных выбросов массы с верхними атмосферами и оболочками этих планет. Это даст возможность более точно определить параметры звездного ветра и корональных выбросов массы у родительских звезд солнечного типа.

Ключевые слова: горячие юпитеры, астрономия, численное моделирование, гидродинамика, химические реакции, тепловой баланс

DOI: 10.31857/S0004629924090015 EDN: IBOJ TZ

1. ВВЕДЕНИЕ

Наблюдения, выполненные с помощью космических телескопов Kepler, Gaia и TESS, показали, что активные звезды могут излучать в диапазоне энергий $10^{30} - 10^{38}$ эрг [1, 2, 3]. При этом существенная часть энергии излучения сосредоточена в диапазоне жесткого УФ. Согласно распределению частоты вспышек, полученному в результате наблюдений, вспышки с более высокой энергией, которые могут нанести больший ущерб атмосфере горячей экзопланеты, происходят относительно редко, тогда как менее эффективные вспышки с более низкой энергией возникают гораздо чаще. Воздействие звездной вспышки на атмосферу горячей экзопланеты приводит к дополнительному нагреву вещества и, следовательно, к увеличению скорости планетного ветра. На длительных временных масштабах подобные явления в совокупности

приведут к потере атмосферы, которую можно оценить с помощью распределения частоты вспышек, полученного в результате наблюдений. Так, например, недавние исследования [4, 5, 6, 7] показали, что для родительских звезд классов K и M более частые вспышки с низкой энергией, как правило, доминируют в качестве источника потери атмосферы в течение длительного времени, в то время как вспышки с энергией выше 10^{36} эрг (супервспышки) не вносят существенного вклада из-за их низкой частоты возникновения, за исключением ограниченного числа случаев.

Аналогичные исследования были выполнены и для изучения влияния звездной активности на газовые оболочки горячих юпитеров (см., напр., [8, 9, 10]). В рамках одномерной астрономической модели верхней атмосферы планеты-гиганта [11, 12, 13] была исследована реакция атмосферы на дополнительный нагрев, вызванный воздействием

звездной вспышки на атмосферу горячего юпитера HD 209458b. Показано, что поглощение дополнительной энергии звездной вспышки в диапазоне крайнего УФ излучения приводит к локальному разогреву атмосферы, сопровождающемуся образованием двух ударных волн, распространяющихся в атмосфере. Для исследования оттока вещества атмосферного газа результаты, полученные в одномерной модели, использовались в качестве упрощенных граничных условий для расчета трехмерной структуры течения после вспышки. Показано, что для наиболее мощной рассматриваемой супервспышки темп потери массы может увеличиваться на порядок величины за несколько десятков часов. Установлено, что газодинамический отток при вспышках не вносит заметного вклада в средний темп потери атмосферы для горячих юпитеров у медленно вращающихся звезд, таких как Солнце. Однако, возможно, для более молодых и быстро вращающихся звезд это может быть важным эффектом, который необходимо рассматривать при эволюционных расчетах. В трехмерном газодинамическом расчете [10] показано, что выброшенное в результате вспышки вещество увеличивает размер оболочки в течение нескольких часов. Этот эффект потенциально может быть зарегистрирован в спектральных наблюдениях с помощью существующих и планируемых космических обсерваторий, работающих в УФ диапазоне длин волн [10] (например, проекты HST¹ и Спектр-УФ [14, 15]).

В данной работе мы продолжаем эти исследования на основе более полной аэрономической модели [16]. Наша модель основана на приближении одножидкостной многокомпонентной гидродинамики и учитывает химические реакции, процессы нагрева-охлаждения, приливное воздействие от звезды, диффузию и теплопроводность [17]. Результаты моделирования отклика атмосфер горячих экзопланет на вспышечные воздействия со стороны родительских звезд солнечного типа важны для дальнейшего определения параметров звездного ветра и корональных выбросов массы (КВМ) у данных звезд. Дело в том, что вспышечная активность, как и другие каналы взаимодействия с верхними атмосферами и оболочками экзопланет (высыпания высокоэнергичных частиц,

КВМ), могут иметь одинаковые по природе наблюдательные проявления. Такие, например, как 1) более раннее начало транзита в УФ диапазоне длин волн по сравнению с видимой частью спектра [18] в результате расширения верхней атмосферы экзопланеты и эффективного атмосферного поглощения в УФ; 2) высокоскоростная компонента поглощения в синем крыле линии H I Ly α [19, 20, 21], связанная с эффективным образованием энергетичных нейтральных атомов (ЭНА) водорода в процессах перезарядки атмосферных атомов с протонами солнечного ветра. Поэтому, для достоверного определения параметров звездного ветра и КВМ по наблюдениям атмосфер экзопланет [22] важно уметь отделять вклады от рассматриваемых источников в наблюдательные эффекты. Это особенно значимо при исследовании воздействия КВМ на оболочки горячих экзопланет, так как взаимодействие вспышек жесткого УФ излучения с верхними атмосферами планет предшествуют этим процессам. В результате чего еще перед воздействием КВМ атмосфера планеты расширяется и формируется планетный ветер [11, 12, 13]. Результаты, полученные на основе аэрономических моделей верхних атмосфер горячих экзопланет [16, 17], учитывающие эти процессы, затем используются в качестве граничных условий для трехмерного моделирования взаимодействия звездного ветра с оболочками горячих экзопланет [23, 24]. Именно на основе этих моделей и происходит определение параметров космической погоды у других звезд.

Статья организована следующим образом. В разделе 2 приведено краткое описание численной модели. В разделе 3 представлены результаты численных расчетов. Основные выводы по работе сформулированы в Заключение.

2. ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

Для исследования влияния звездных вспышек на структуру водородно-гелиевой верхней атмосферы горячего юпитера мы использовали численную аэрономическую модель, подробно описанную в наших предыдущих работах [16, 17]. Здесь ограничимся лишь краткой характеристикой этой модели.

Наша численная аэрономическая модель является нестационарной и одномерной. Она описывает структуру верхней атмосферы горячей

¹ <https://www.stsci.edu/hst>

экзопланеты в сферически-симметричном приближении. В основе модели лежат уравнения одножидкостной многокомпонентной гидродинамики, которые записаны в эйлеровых переменных (время t и радиальная координата r , отсчитываемая от центра планеты). Предполагается, что верхняя атмосфера горячего юпитера имеет водородно-гелиевый состав. Учитывались следующий набор компонентов: H , H^- , H^+ , H_2 , H_2^+ , H_3^+ , He , He^+ , HeH^+ и электроны e^- . При этом концентрация электронов n_e определяется из условия квазинейтральности плазмы. Химический блок включает 32 двухчастичные реакции (в том числе процессы фотоионизации и фотодиссоциации), а также трехчастичную реакцию образования молекул H_2 из двух атомов водорода, которая идет с участием дополнительной частицы.

Основным источником нагрева атмосферы является поглощение излучения родительской звезды. Для описания этого процесса в модели использовалась спектральная зависимость потока ионизирующего излучения от длины волны для спокойного Солнца. Скорости фото процессов (ионизация и диссоциация), а также функция нагрева вычислялись на основе этой зависимости путем интегрирования по всем длинам волн из жесткого УФ диапазона. В качестве процессов охлаждения мы рассматриваем выхолаживание за счет свободно-свободных переходов, рекомбинационного излучения, излучения в линиях, ионизации электронным ударом и излучения молекул H_3^+ . В численной модели учитываются приливное воздействие, вызванное гравитацией звезды и силами инерции, обусловленными орбитальным движением планеты, диффузия компонентов (молекулярная и турбулентная), а также теплопроводность.

Численный алгоритм основан на применении техники расщепления по физическим процессам и сводится к последовательному решению отдельных задач. Для численного решения уравнений многокомпонентной гидродинамики используется разностная схема Роу-Эйнфельда-Ошера [25], которая является монотонной и имеет повышенный порядок точности. На последующих этапах алгоритма решаются уравнения химической кинетики, учитываются процессы нагрева-охлаждения, диффузия и теплопроводность. Для численного решения уравнений диффузии и теплопроводности используется неявная

абсолютно устойчивая разностная схема [17]. Система возникающих при этом нелинейных алгебраических уравнений решается с помощью итерационного процесса, который выполняется до сходимости. На каждом шаге итераций получается система линейных алгебраических уравнений, которая решается методом скалярной прогонки. При этом нами используется поточковый вариант прогонки [26], дающий более точное решение в случаях, когда коэффициенты диффузии и теплопроводности изменяются в широких пределах.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

3.1. Параметры моделей

Расчет динамического отклика верхней атмосферы на воздействие вспышки родительской звезды проводился для экзопланеты HD 209458b [27], которая является типичным горячим юпитером. Родительская звезда относится к спектральному классу G0, что дает возможность использовать параметры спектра Солнца для расчета скорости фото процессов и функции нагрева. Планета имеет массу $M_{\text{pl}} = 0.69 M_{\text{J}}$ и фотометрический радиус $z = r / \sin b$, где M_{J} и R_{J} — масса и радиус Юпитера соответственно. Большая полуось орбиты составляет $10.2 R_{\odot}$, что соответствует периоду обращения вокруг звезды 84.6 часа.

Моделирование проводилось в расчетной области $R_{\text{pl}} \leq r \leq 5 R_{\text{pl}}$ в направлении на центр звезды (подзвездная точка). При этом внутренняя точка Лагранжа L_1 расположена на расстоянии $4.2 R_{\text{pl}}$ от центра планеты. В качестве граничных условий на внутренней границе использовалось фиксированное значение давления P_{atm} , а остальные величины задавались с помощью экстраполяции второго порядка по значениям во внутренних ячейках. На внешней границе задавались свободные граничные условия. Химический состав атмосферы характеризуется отношением числа ядер гелия к числу ядер водорода He / H . Во всех приводимых ниже расчетах он принимался равным 0.05. Давление на фотометрической поверхности удобно представить в виде $P_{\text{atm}} = k_{\text{B}} n_{\text{atm}} T_{\text{atm}}$, где эффективная температура $T_{\text{atm}} = 1200$ К. В данной работе мы рассматривали модели, в которых концентрация $n_{\text{atm}} = 10^{14} \text{ см}^{-3}$.

Предполагалось, что непосредственно перед вспышкой верхняя атмосфера планеты находится в стационарном состоянии при условии постоянного потока жесткого УФ излучения, равного потоку от современного спокойного Солнца F_{XUV}^0 . В нашей модели конкретное значение этой величины нигде не используется, поскольку все необходимые коэффициенты рассчитываются с помощью интегрирования спектрального потока излучения f_λ (измеряется в единицах [фотон $\cdot$ см $^{-3} \cdot$ с $^{-1}$]) по длине волны λ . Однако, если данную величину определить выражением $F_{XUV}^0 = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} f_\lambda h \nu d\lambda$, где h – постоянная Планка, ν – частота, $\lambda_1 = 1$ нм, $\lambda_2 = 100$ нм, то для спокойного Солнца на орбите горячего юпитера получаем $F_{XUV}^0 = 925 \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$.

Профили основных величин в невозмущенной атмосфере приведены на рис. 1. Для удобства на оси абсцисс отложена высота над фотометрической поверхностью, выраженная в радиусах планеты R_{pl} . На верхних панелях показаны профили плотности ρ и температуры T (слева), и скорости v (справа). Плотность характеризуется монотонно убывающим профилем. В самых глубоких слоях атмосферы температура вещества близка по значению к эффективной температуре планеты T_{atm} , а скорость пренебрежимо мала. Далее температура резко возрастает из-за нагрева вещества за счет поглощения жесткого УФ излучения звезды. Максимальное значение температуры составляет 9500 К. В этой зоне происходит формирование планетного ветра. Во внешних слоях атмосферы скорость ветра становится

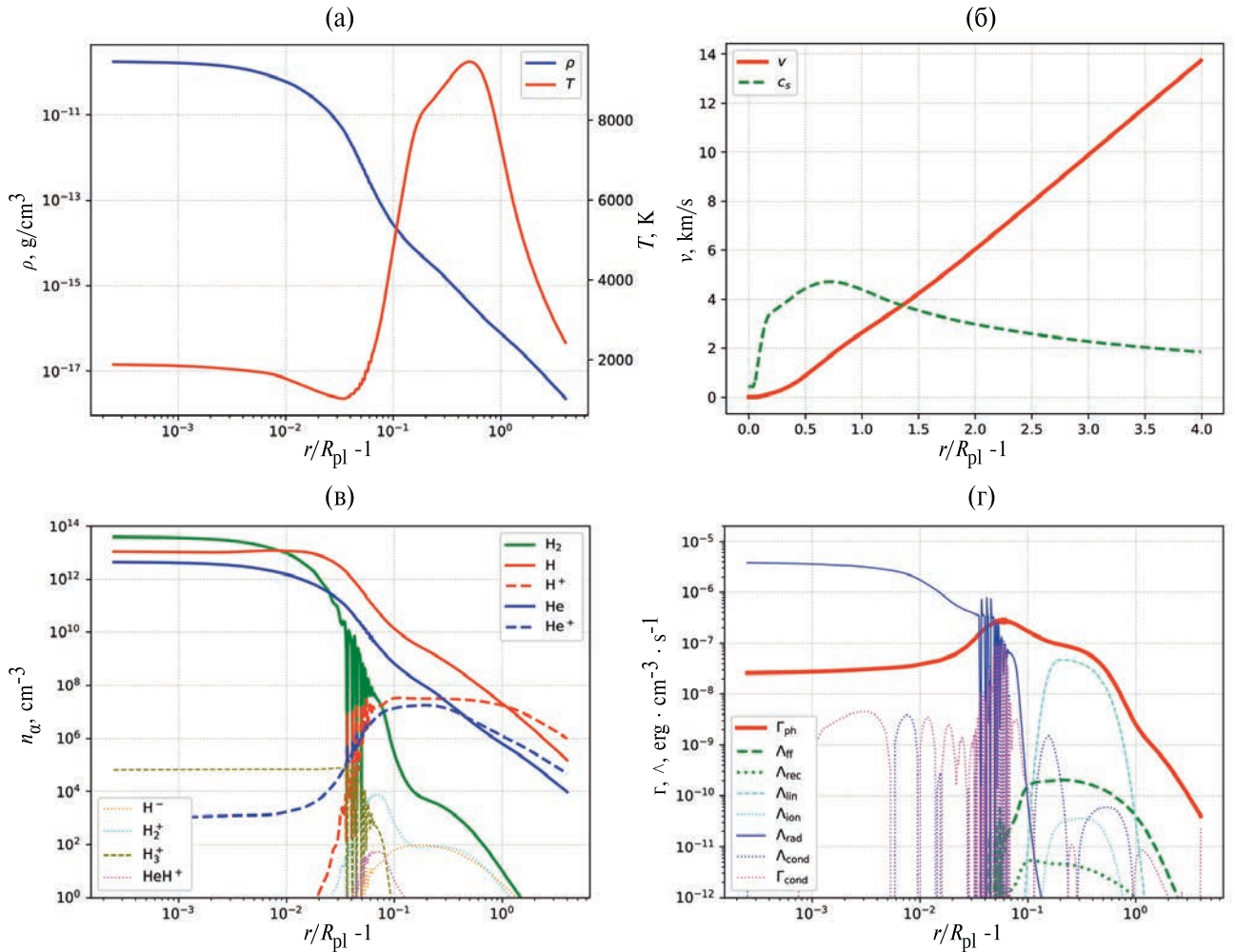


Рис. 1. Профили плотности, температуры (вверху слева), скорости (вверху справа), концентраций компонентов (внизу слева) и функций нагрева-охлаждения (внизу справа) в верхней атмосфере горячего юпитера перед вспышкой звезды.

сверхзвуковой (скорость звука показана штриховой линией на правой верхней панели), а температура из-за адиабатического охлаждения начинает монотонно падать с увеличением радиуса. Скорость вещества на внешней границе составляет 13.7 км/с.

На нижней левой панели рис. 1 показаны профили концентраций компонентов n_α . В самых внутренних слоях $r \leq 1.01 R_{pl}$ доминирует молекулярный водород. В промежуточной зоне $1.01 R_{pl} \leq r \leq 2 R_{pl}$ вещество атмосферы в основном состоит из атомарного водорода. Наконец, внешние слои атмосферы $r > 2 R_{pl}$ оказываются практически полностью ионизованными и состоят из водородно-гелиевой плазмы. Вариации концентраций (например, концентрации молекулярного водорода) в области $1.02 R_{pl} \leq r \leq 1.07 R_{pl}$ вызваны развитием неустойчивости, приводящей к формированию специфического облачного слоя. Данное явление обнаружено нами в работе [16] и предположительно связано с тепловой неустойчивостью [28] в химически реагирующем газе [29].

Наконец, на правой нижней панели рис. 1 показаны профили функции нагрева Γ_{ph} (сплошная жирная линия), а также частных функций охлаждения за счет свободно-свободных переходов Λ_{ff} , рекомбинационного излучения Λ_{rec} , излучения в линиях Λ_{lin} , ионизации электронным ударом Λ_{ion} , излучения молекул H_3^+ Λ_{rad} . Функции Λ_{cond} и Γ_{cond} описывают вклад теплопроводности в тепловой баланс атмосферы в тех случаях, когда оно приводит к охлаждению или к нагреву соответственно. Как видно, основным механизмом охлаждения внутренних частей атмосферы является излучение молекул H_3^+ . В промежуточной зоне доминирует охлаждение за счет излучения в линиях нейтральных атомов (в основном, в линии $Ly\alpha$). Температура внешних слоев атмосферы главным образом определяется адиабатическим охлаждением в планетном ветре.

Процесс вспышки можно описать с помощью некоторой зависимости потока жесткого УФ излучения от времени $F_{XUV}(t)$. Удобно эту зависимость представить в виде $e = \langle WU \rangle - \langle W_\odot U_\odot \rangle$, где $X(t)$ — безразмерный фактор, описывающий относительное изменение потока по сравнению с потоком для спокойного Солнца F_{XUV}^0 . В данной работе для описания отдельной вспышки мы ис-

пользовали простую модель, в которой считалось, что в момент начала вспышки фактор $X(t)$ резко возрастал до величины X_{max} и оставался таким в течение некоторого времени, после чего возвращался к исходному значению $X = 1$. Продолжительность отдельной вспышки во всех приводимых ниже вариантах расчетов составляла 30 мин. Мы использовали одинаковую продолжительность вспышек независимо от их интенсивности, чтобы было удобнее сравнивать результаты их воздействия на атмосферу. В общем случае, по-видимому, продолжительность вспышек зависит от величины X_{max} . Например, в работе [5] для длительности вспышки приводится аппроксимационная формула $\lg t_{flare} = 0.395 \lg E_{bol} - 9.269$, где E_{bol} — болометрическая светимость звезды. Кроме того, потери атмосферы на больших временах определяются также частотой вспышек [6].

3.2. Одиночная вспышка

В данном разделе представлены результаты расчетов для одиночной вспышки. В этом случае каждую модель можно характеризовать единственным параметром X_{max} . Мы провели три расчета, в которых этот параметр задавался равным 10 (модель X1, слабая вспышка), 100 (модель X2, вспышка промежуточной интенсивности) и 1000 (модель X3, сильная вспышка).

На рис. 2–4 представлены радиальные профили температуры $T(r)$ (вверху) и скорости убегания атмосферы $v(r)$ (внизу) для всех трех моделей X1, X2 и X3. Различные кривые описывают состояние атмосферы в различные моменты времени от начала звездной вспышки. Для более детального исследования глубоких слоев атмосферы ось абсцисс представлена в логарифмическом масштабе и определяет расстояние от фотометрического радиуса, выраженное в радиусах планеты R_{pl} . В результате вспышки происходит локальный разогрев атмосферы, приводящий к росту температуры. Видно, что вспышка не оказывает влияния на глубокие слои атмосферы, которые характеризуются относительно низкой температурой. Основное воздействие приходится на внешние слои атмосферы, где формируются две ударные волны, распространяющиеся по газу в противоположных направлениях. Одна ударная волна распространяется вовнутрь, а другая — наружу атмосферы горячего юпитера. В первые часы после вспышки профили

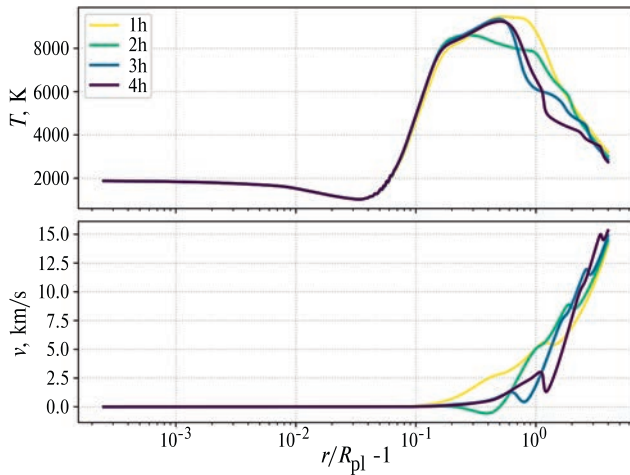


Рис. 2. Радиальные профили температуры (вверху) и скорости (внизу) в верхней атмосфере горячего юпитера для модели X1. Каждая кривая соответствует различному времени, прошедшему от начала звездной вспышки.

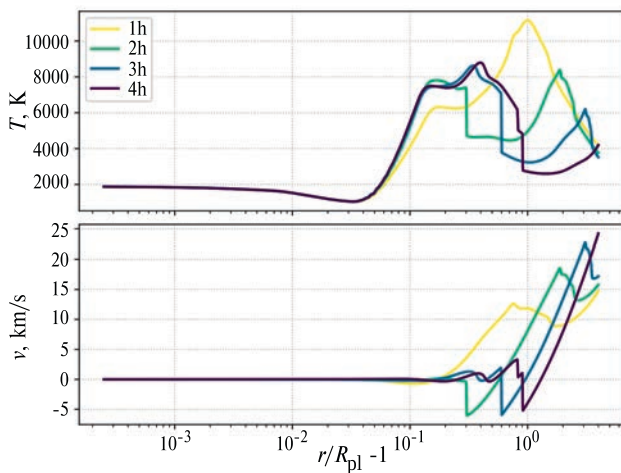


Рис. 3. То же самое, что и на рис. 2, но для модели X2.

температуры и скорости существенно изменяются. Однако затем структура атмосферы постепенно восстанавливается и возвращается в исходное состояние. Динамический отклик атмосферы существенно зависит от интенсивности вспышки. В модели X1 профили температуры и скорости изменяются слабо и быстро восстанавливаются. В модели X3 в первые часы после вспышки максимальное значение температуры достигает значения 19000 K, а максимальная скорость доходит до 38.5 км/с.

Следует обратить внимание, что профили температуры и скорости на рис. 2–4 показаны для моментов времени, когда вспышка уже закончилась. Вспышка длилась 30 мин, а первая кривая

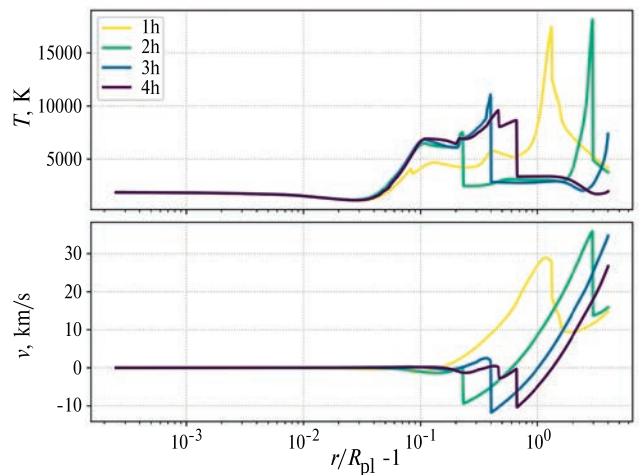


Рис. 4. То же самое, что и на рис. 2, но для модели X3.

(показана желтым цветом) соответствует моменту времени через час после начала вспышки. Во время самой вспышки функция нагрева увеличивается в соответствующее число раз (в 10 раз для модели X1, в 100 раз для модели X2 и в 1000 раз для модели X3). Однако, как показывает анализ, в глубоких слоях атмосферы одновременно с этим возрастает и функция охлаждения. Последнее обусловлено тем, что в этой области резко увеличивается концентрация молекул H_3^+ (для модели X3 примерно в 25 раз). Поэтому в глубоких слоях верхней атмосферы горячего юпитера во время вспышки срабатывает своеобразная обратная связь, когда рост нагрева хорошо компенсируется ростом выхолаживания.

На рис. 5–7 представлены высотные профили концентраций компонентов n_α для моделей X1, X2, X3 в различные моменты времени от начала вспышки. Как видно, качественного изменения распределения концентраций компонентов после вспышки не происходит. Распространение ударных волн приводит к дополнительному перемешиванию вещества во внешних слоях атмосферы. Это обусловлено оттоком из промежуточной зоны во внешнюю область нейтрального газа, состоящего в основном из атомов водорода и гелия. В результате степень ионизации внешней части атмосферы уменьшается. Однако затем происходит релаксация атмосферы и это вещество вновь ионизируется излучением звезды. Интересно отметить, что вспышки (особенно сильные) могут частично разрушать облачный слой, что приводит к его диссипации. В спокойном состоянии атмосферы облачный слой

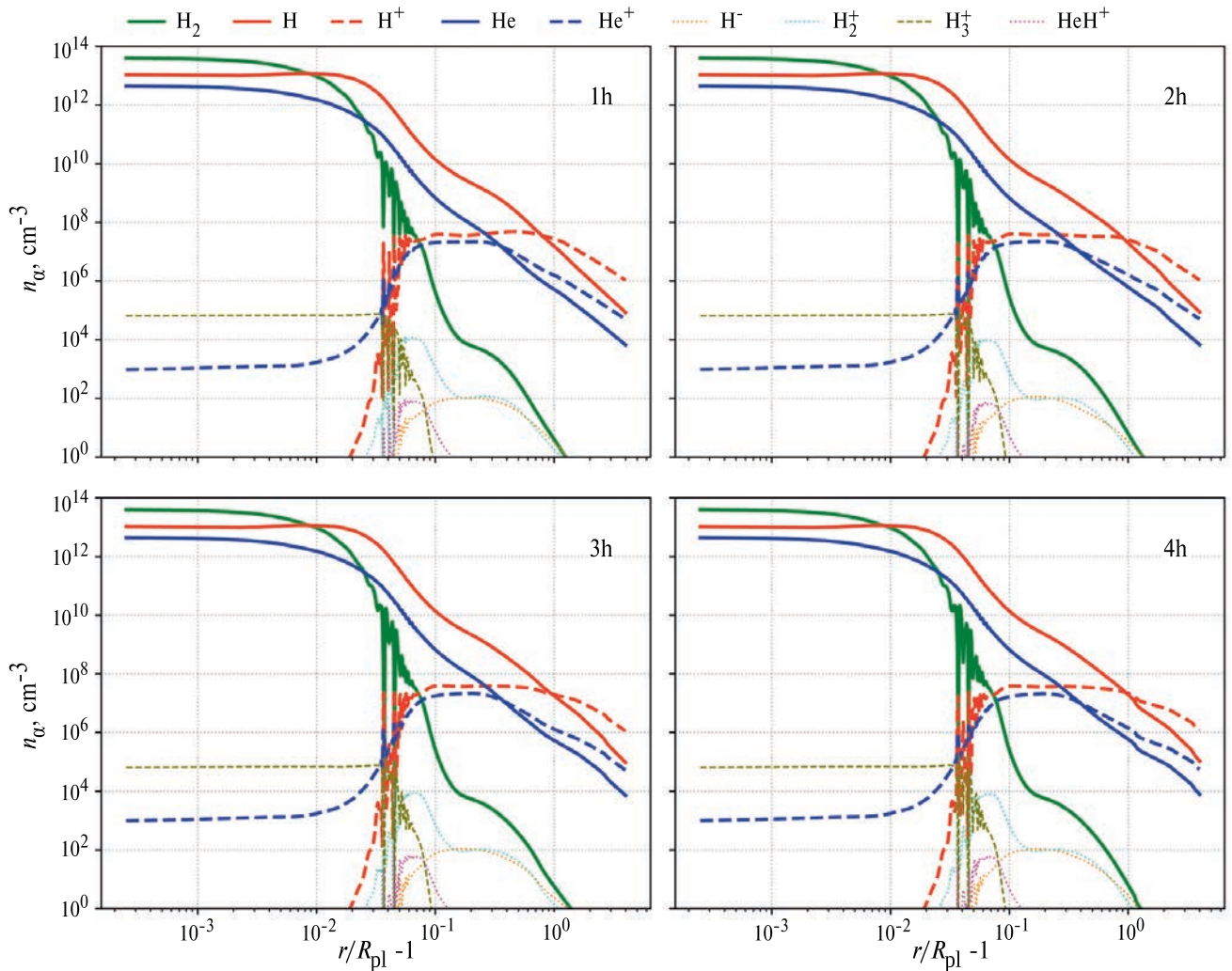


Рис. 5. Профили концентраций компонентов в верхней атмосфере горячего юпитера для модели X1 в различные моменты времени от начала вспышки.

через определенное время восстанавливается вновь.

На левой панели рис. 8 для случая модели X3 показаны профили отношения $n_{\text{H}} / n_{\text{H}}^0$, где n_{H} — концентрация атомов водорода в текущем состоянии атмосферы, а n_{H}^0 — соответствующее значение концентрации в спокойном состоянии. Видно, что этот параметр изменяется на три порядка величины. При этом на различных высотах может происходить как уменьшение этого параметра, так и его увеличение.

Полученный результат интересен с точки зрения регистрации отклика атмосфер горячих юпитеров на вспышечные воздействия со стороны их родительских звезд. Возможно несколько вариантов наблюдательных проявлений такого отклика атмосферы, которые потенциально

можно обнаружить с помощью существующих и планируемых к запуску космических УФ обсерваторий (например, упомянутые выше проекты HST и Спектр-УФ). Во-первых, при сильных вспышках, как, например, в модели X3, верхняя атмосфера планеты может существенно разогреться и расшириться (см. рис. 7). В первые часы после вспышки, из-за того, что XUV излучение звезды не успевает ионизовать нейтралы во внешней области атмосферы, в этой области, как следует из рис. 8, наблюдается довольно сильное (в 10 раз) увеличение концентрации нейтрального водорода. Таким образом, под воздействием сильной звездной вспышки у горячего юпитера образуется расширенная плотная атмосфера. Следовательно, в УФ диапазоне длин волн может возрасти и глубина транзита, $R_{\text{pl}}^2 / R_{\text{st}}^2 = f(\lambda)$, где

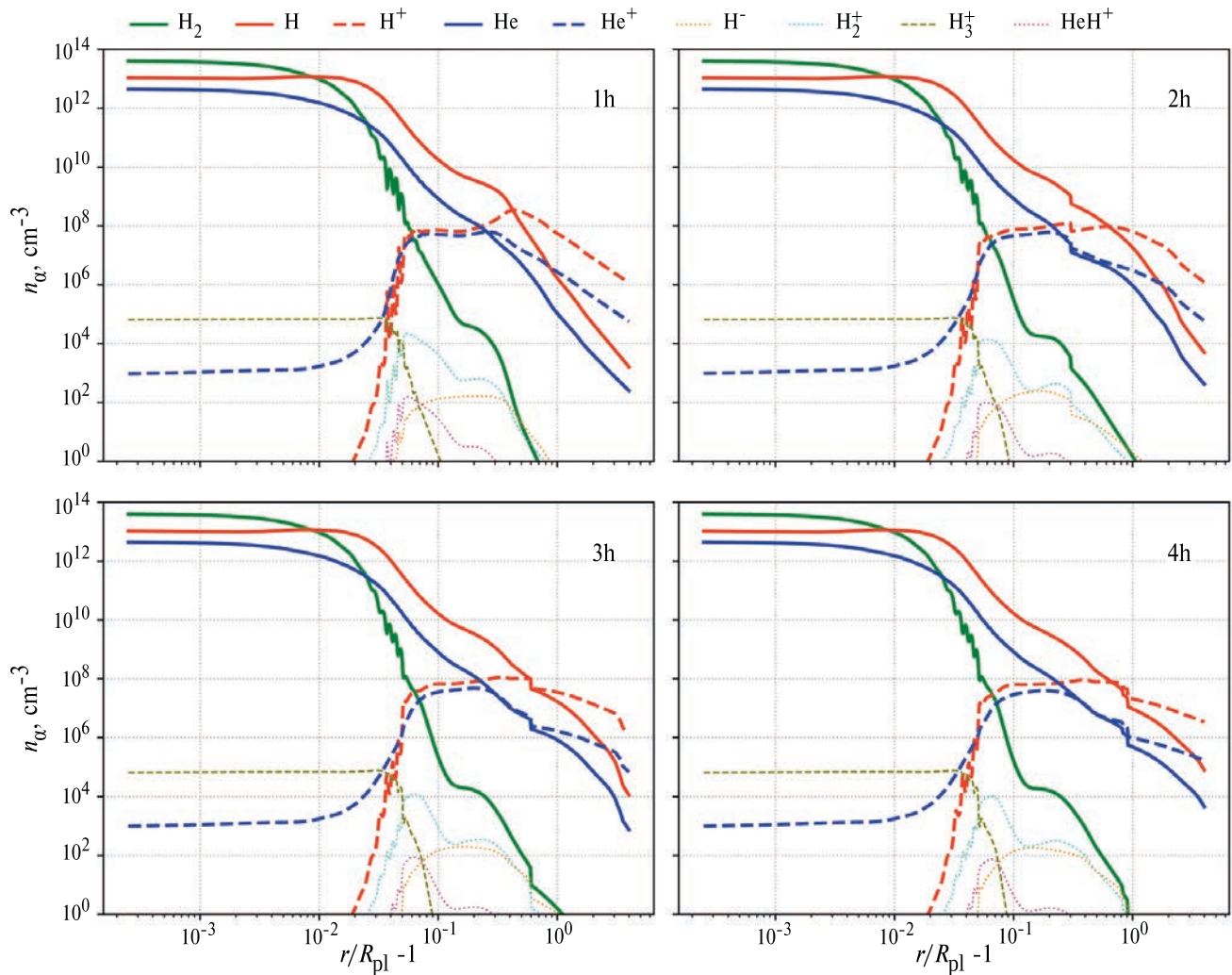


Рис. 6. То же самое, что и на рис. 5, но для модели X2.

R_{st} — радиус звезды. Это увеличение глубины транзита потенциально отразится на кривых блеска, полученных по фотометрическим наблюдениям планетной системы в УФ диапазоне, как, показано, например, в работе [18] при регистрации протяженной оболочки у горячего юпитера WASP-12b. В этом случае начало транзита в УФ диапазоне длин волн за счет большей оптической толщи может опережать начало транзита в видимом диапазоне.

Еще одним важным проявлением реакции атмосферы горячего юпитера на сильную вспышку родительской звезды, которое может быть потенциально обнаружено по спектральным транзитным наблюдениям в УФ диапазоне длин волн, является увеличение поглощения в синем крыле спектральной линии H I Ly α . Это поглощение может быть связано с образованием ЭНА

водорода, H_{ENA}, в реакциях перезарядки атомарного H атмосферы экзопланеты с протонами звездного ветра, $H + p \rightleftharpoons H^+ + H_{ENA}$. Данный механизм был предложен в работе [19] для объяснения формы спектральной линии H I Ly α по транзитным наблюдениям атмосферы горячего юпитера HD 209458b. Впоследствии, ЭНА водорода учитывались в численном моделировании для интерпретации спектральных наблюдений оболочек горячих экзопланет (см., напр., [20, 21, 30]). Скорость производства ЭНА, в свою очередь, зависит от концентрации нейтрального водорода во внешних слоях атмосферы экзопланеты и концентрации протонов в звездном ветре. Таким образом, при воздействии сильной XUV вспышки на атмосферу горячего юпитера и последующем увеличении концентрации H в верхних частях атмосферы

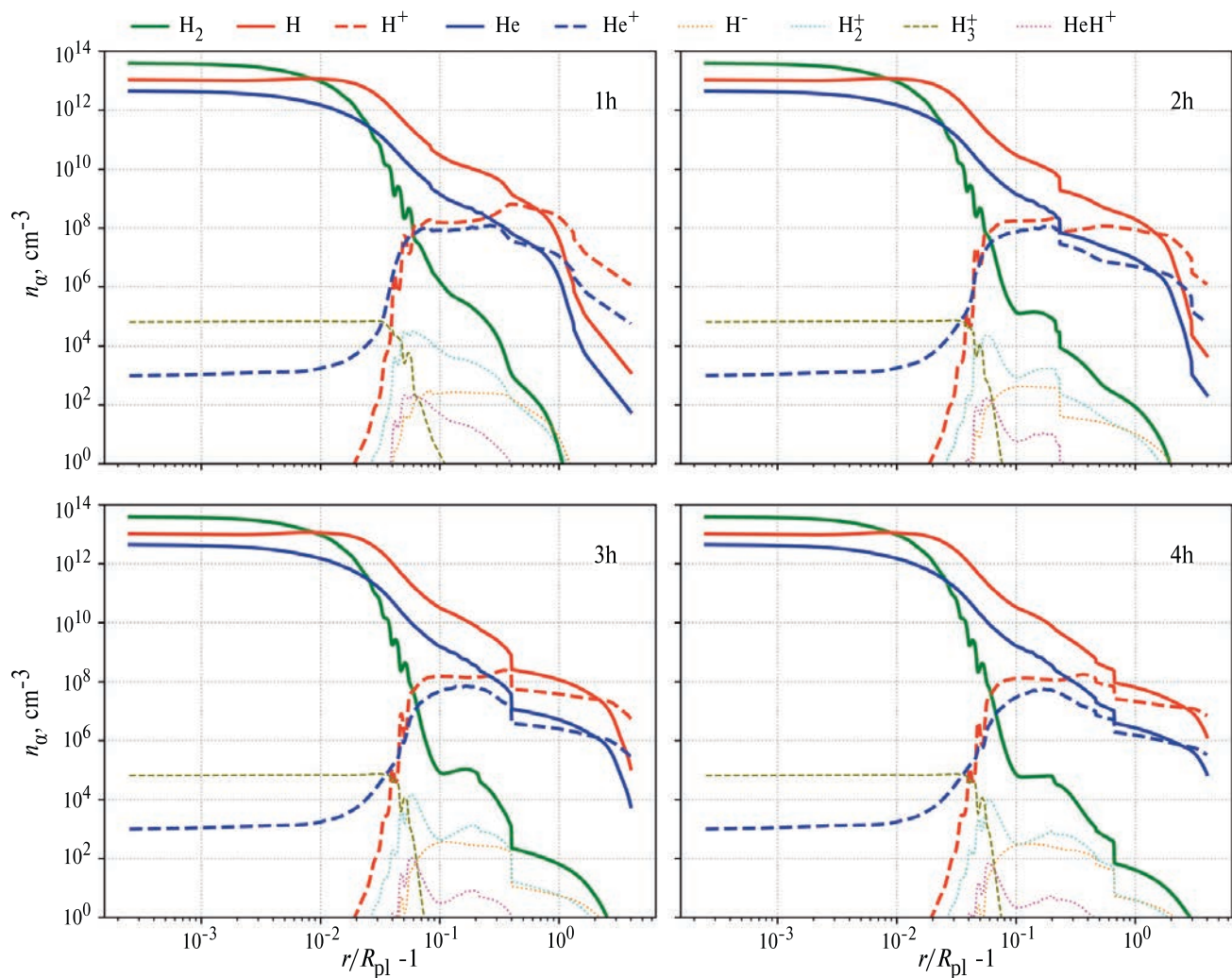


Рис. 7. То же самое, что и на рис. 5, но для модели X3.

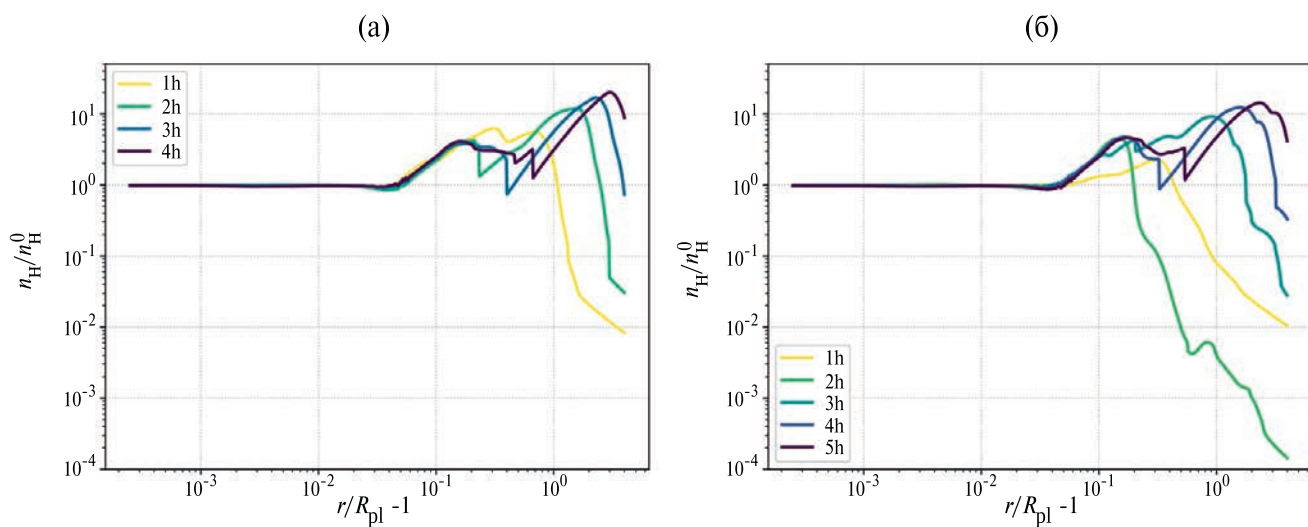


Рис. 8. Профили отношения концентрации атомарного водорода n_{H} текущего состояния атмосферы к соответствующему значению до вспышки n_{H}^0 для модели X3 одинарной (слева) и X2X3 триггерной (справа) вспышки.

(рис. 8), интенсификации планетного ветра (рис. 7), глубина транзита в синем крыле линии $\text{H I Ly}\alpha$ может быть значительно увеличена. Это изменение глубины транзита потенциально можно зарегистрировать с помощью существующих и планируемых УФ телескопов.

Стоит отметить, что указанные наблюдательные особенности могут быть интерпретированы не только, как результат взаимодействия XUV излучения звезды с верхней атмосферой горячей экзопланеты, но и как результат взаимодействия звездного ветра и КВМ с оболочкой данной планеты. Последний тип взаимодействия, в свою очередь, может вносить более существенный вклад в наблюдаемые величины [22]. При этом само взаимодействие КВМ с атмосферой экзопланеты сопровождается вспышками, причем сначала происходит взаимодействие атмосферы с XUV излучением звезды, а затем КВМ взаимодействует с уже возмущенными верхними слоями этой атмосферы. Поэтому, важной задачей является отделить наблюдательные эффекты, возникающие в данных процессах, друг от друга. Эта задача, в свою очередь, не является целью настоящей работы. И будет рассмотрена нами в последующих статьях.

В стационарном состоянии атмосферы параметр $\dot{M} = 4\pi r^2 \rho v$ является постоянным и определяет темп потери массы планеты вследствие планетного ветра. Поскольку мы рассматриваем решение вдоль линии, соединяющей центры планеты и звезды, то с учетом приливной силы наше решение, вообще говоря, не является строго сферически-симметричным.

Поэтому следует иметь в виду, что параметр $\dot{M}$ не совпадает с точным значением темпа потери массы $\dot{M}_{\text{pl}}$ и может отличаться от него в несколько раз. Тем не менее, в рамках нашей одномерной аэрономической модели его можно использовать для оценки реального темпа потери массы атмосферы.

На левой панели рис. 9 показаны зависимости величины $\dot{M}$ от времени для моделей X1, X2 и X3. Динамический отклик атмосферы приводит к резкому росту темпа потери массы. В моделях X1, X2 и X3 параметр $\dot{M}$ возрастает в 1.8, 5.7 и 14.1 раза соответственно. Активная фаза динамического отклика продолжается примерно 12 часов после вспышки. Характерный период релаксации к исходному состоянию атмосферы составляет порядка суток.

3.3. Повторная вспышка

Мы провели расчеты воздействия на атмосферу горячего юпитера повторной вспышки, состоящей из последовательности двух одинарных вспышек. Продолжительность каждой одинарной вспышки составляла 30 мин. Интервал между двумя отдельными вспышками задавался равным 1 часу. Мы рассматривали случай, когда параметр X_{max} у первой вспышки равнялся фиксированному значению 100, а у второй варьировался. Было проведено три расчета, в которых для второй вспышки параметр X_{max} задавался равным 10 (модель X2X1), 100 (модель X2X2) и 1000 (модель X2X3).

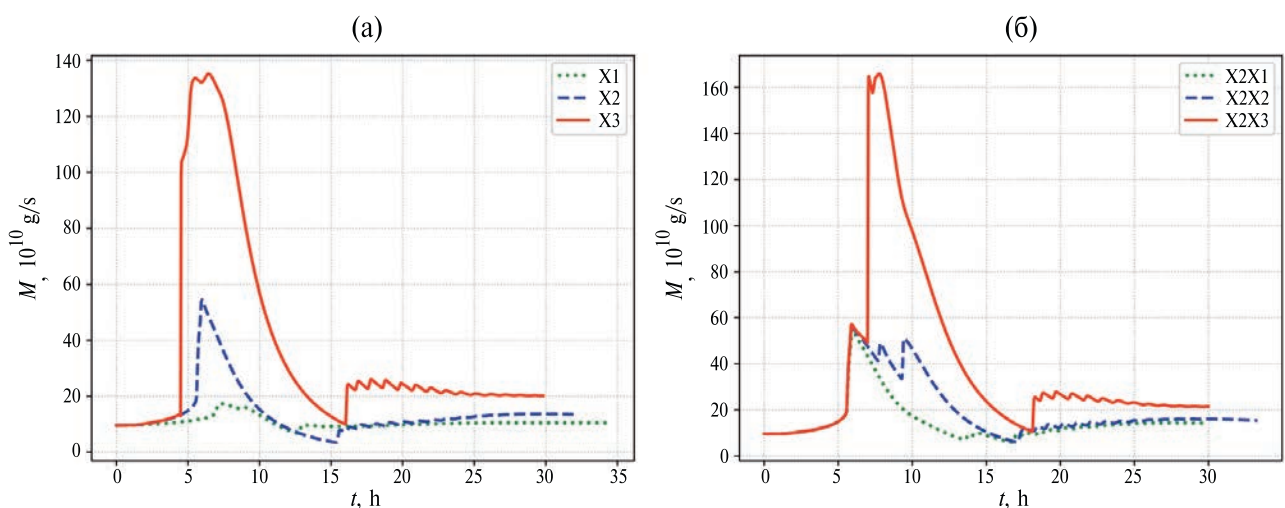


Рис. 9. Изменение темпа потери массы $\dot{M}$ в результате воздействия одинарной (слева) и триггерной (справа) вспышки.

На рис. 10 представлены профили температуры $T(r)$ (вверху) и скорости $v(r)$ (внизу) для модели X2X3. Различные кривые соответствуют различным моментам времени от начала повторной вспышки. Как и в случае одиночной вспышки, повторная вспышка не оказывают практически никакого влияния на глубокие слои атмосферы. Основное воздействие снова приходится на внешние слои атмосферы. Однако при этом структура динамического отклика оказывается более сложной. От каждой отдельной вспышки формируются две ударные волны, распространяющиеся вовнутрь и наружу атмосферы. Эти ударные волны имеют разную интенсивность и эффективно взаимодействуют между собой. В модели X2X3 максимальное значение температуры достигает значения 16 700 К, а максимальная скорость доходит до 32.9 км/с. Интересно отметить, что эти значения получились немного меньше, чем для модели X3 одиночной вспышки. По-видимому, это обусловлено тем, что к моменту начала второй вспышки X3 атмосфера была уже возмущена первой вспышкой X2.

На рис. 11 показаны профили концентраций компонентов n_α для модели X2X3 в различные моменты времени от начала вспышки. Кривые на

левой верхней панели (через 1 час от начала вспышки) совпадают с кривыми на левой верхней панели рис. 6, поскольку возмущения от второй вспышки еще нет. Однако дальнейшее изменение профилей концентраций уже определяется обеими вспышками. Поэтому профили получаются более сложными. Распространение и взаимодействие ударных волн приводит к оттоку нейтрального газа во внешние слои атмосферы. В результате степень ионизации внешней части атмосферы на некоторое время уменьшается, но затем это вещество вновь ионизуется излучением звезды. В данной модели облачный слой практически полностью диссипирует, но, когда атмосфера приходит в спокойное состояние, восстанавливается вновь.

На правой панели рис. 8 для обсуждаемой модели X2X3 показаны профили отношения текущего значения концентрации атомарного водорода к соответствующему значению в спокойном состоянии, n_H / n_H^0 . В данном случае вариация этого параметра достигает пяти порядков величины. Таким образом, можно заключить, что повторные вспышки могут приводить к еще более выраженным наблюдательным проявлениям отклика атмосферы на такое воздействие со стороны родительской звезды по сравнению с оди-

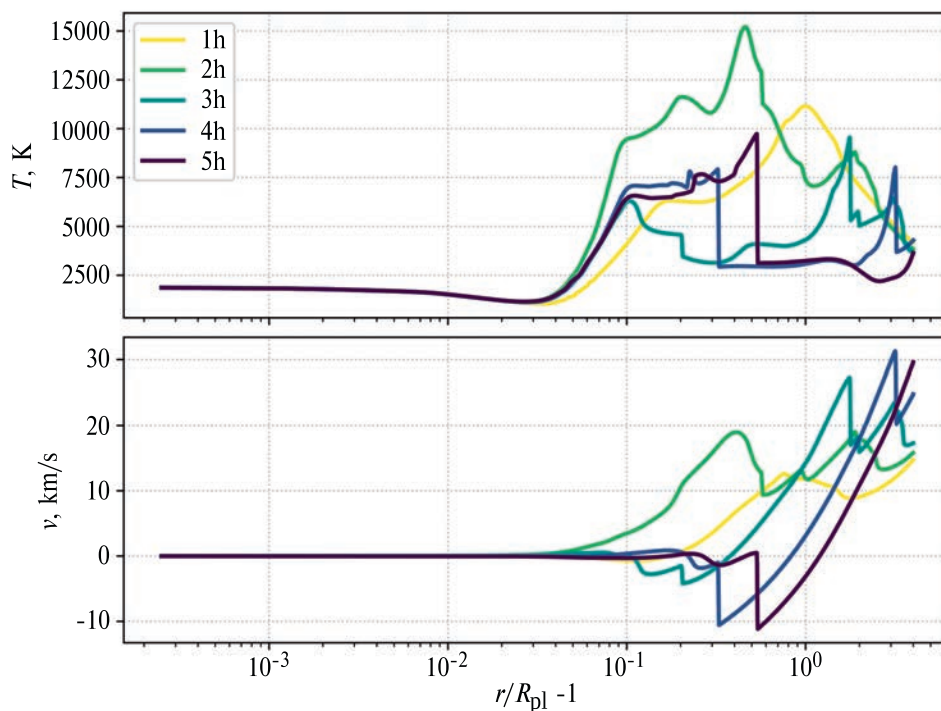


Рис. 10. Радиальные профили температуры (вверху) и скорости (внизу) в верхней атмосфере горячего юпитера для модели X2X3. Каждая кривая соответствует различному времени, прошедшему от начала звездной вспышки.

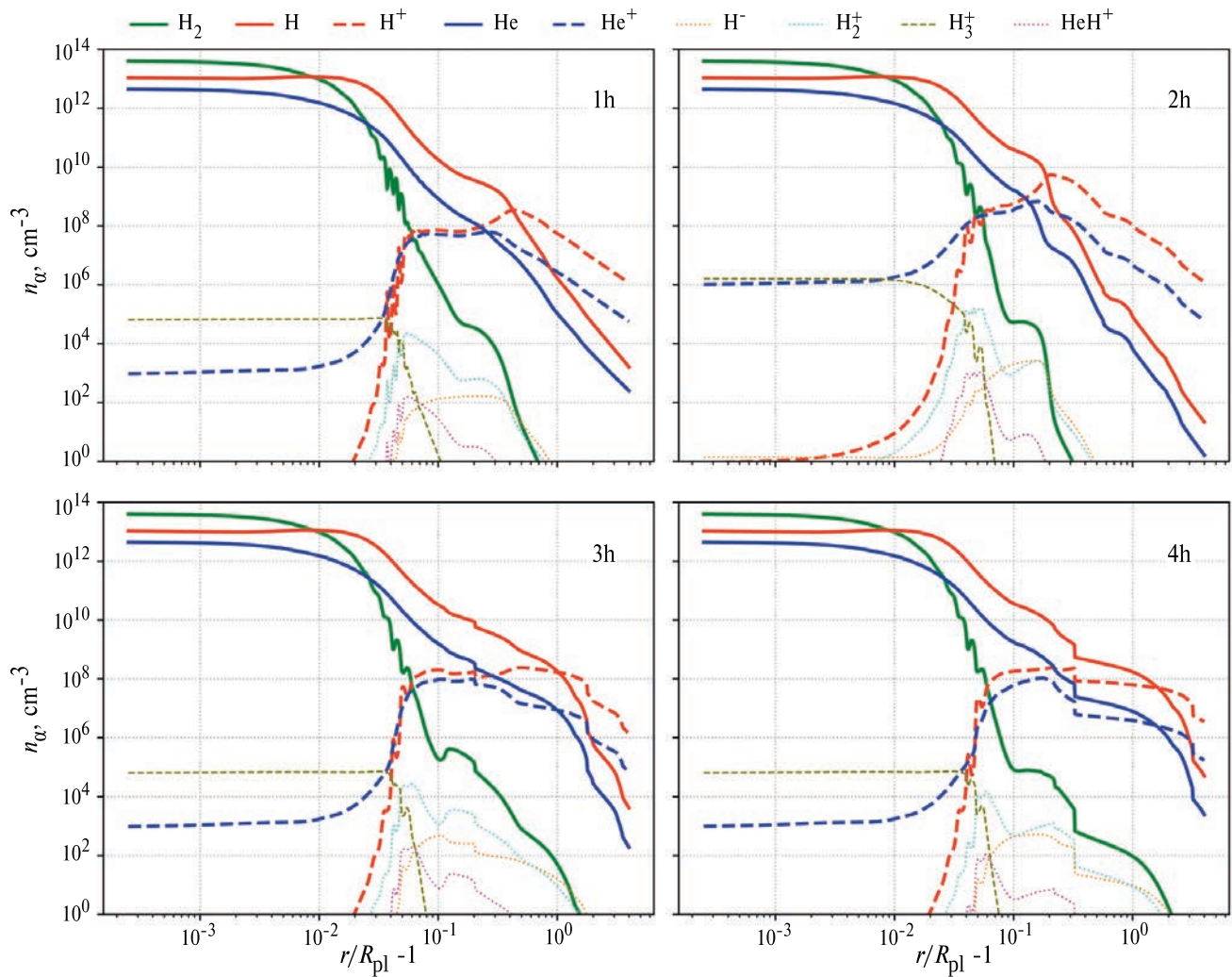


Рис. 11. Профили концентраций компонентов в верхней атмосфере горячего юпитера для модели X2X3 в различные моменты времени от начала вспышки.

нарными вспышками. Это, в свою очередь, может увеличить шансы для обнаружения данных проявлений фотометрическими и спектральными методами с помощью планируемой к запуску обсерватории Спектр-УФ. Подробно этот вопрос будет рассмотрен нами в последующий работах. Такие проявления можно непосредственно фиксировать в наблюдениях возмущенных атмосфер горячих юпитеров.

На правой панели рис. 9 представлены зависимости темпа потери массы $\dot{M}$ от времени для моделей X2X1, X2X2 и X2X3. В результате первой вспышки величина $\dot{M}$ возрастает в 5.7 раз по сравнению со спокойным состоянием атмосферы. В моделях X2X1 и X2X2 дальнейшего увеличения этого параметра не происходит. В модели X2X3 вторая вспышка повышает темп

потери массы в 17.3 раз по сравнению с первоначальным значением. Активная фаза динамического отклика продолжается около 15 часов. Период релаксации атмосферы к исходному состоянию, как и в случае одиночной вспышки, составляет порядка суток.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Вспышка родительской звезды приводит к дополнительному локальному нагреву верхней атмосферы горячего юпитера. В результате возникает динамический отклик, приводящий к образованию двух ударных волн. В расширяющейся атмосфере (планетный ветер) с учетом движения вещества обе ударные волны распространяются наружу. Мы рассмотрели одиночные вспышки, в которых поток жесткого

УФ излучения возрастает в 10, 100 и 1000 раз по сравнению со спокойным состоянием звезды. Результаты расчетов показали, что в этих случаях темп потери массы в возмущенной атмосфере типичного горячего юпитера возрастает в 1.8, 5.7 и 14.1 раза соответственно. При этом активная фаза динамического отклика продолжается примерно 12 часов после вспышки, а характерный период релаксации к исходному состоянию атмосферы составляет порядка суток. Эти выводы хорошо согласуются с результатами, полученными ранее [8, 9].

Мы изучили воздействие на атмосферу горячего юпитера повторной вспышки, состоящей из идущих друг за другом двух одиночных вспышек. Характер динамического отклика в этом случае оказывается более сложным. Каждая отдельная вспышка приводит к формированию двух ударных волн, которые затем взаимодействуют между собой. Интересно отметить, что в случае повторной вспышки эффект воздействия не является аддитивным. По-видимому, это обусловлено тем, что к началу второй вспышки атмосфера уже возмущена первой вспышкой. Результаты расчетов показали, что достаточно сильные одиночные и повторные вспышки могут почти полностью разрушать облачный слой молекулярного водорода. Однако в спокойном состоянии он вновь восстанавливается.

В целом можно сказать, что вспышечная активность звезд солнечного типа не оказывает существенного влияния на эволюцию планетных атмосфер горячих юпитеров. Однако, как указывалось ранее, одной из основных задач данной работы было оценить потенциальный вклад вспышечной активности звезды в наблюдательные проявления отклика атмосферы горячей экзопланеты на это воздействие. По результатам расчетов было показано, что в случае сильных одинарных (модель X3) и повторных (модель X2X3) вспышек помимо значительного локального нагрева верхней атмосферы горячего юпитера и ее достаточно сильного расширения, возможно также и существенное увеличение концентрации водорода в этих областях (вплоть до двух порядков величины) в первые часы после вспышки. Это, в свою очередь, может отразиться на двух потенциально наблюдаемых эффектах в УФ диапазоне длин волн: 1) увеличении глубины транзита и более раннем начале транзита в УФ участке спектра за счет формирования плотной

и расширенной верхней атмосферы; 2) увеличении поглощения в синем крыле линии $H\ I\ Ly\alpha$ за счет эффективного образования ЭНА водорода. Оба этих эффекта могут проявляться и при взаимодействии оболочки горячей экзопланеты со звездным ветром и КВМ. Поэтому, впоследствии, важно учитывать указанные эффекты для корректного определения параметров звездного ветра и КВМ из наблюдений оболочек горячих экзопланет [22] с помощью планируемой к запуску космической обсерватории Спектр-УФ [14, 15]. Также, полученные с помощью разработанной модели результаты важны с точки зрения граничных условий для последующего трехмерного моделирования влияния КВМ на оболочки горячих экзопланет. Решение этих задач позволит обогатить наши знания о космической погоде у других звезд солнечного типа и даст новую информацию о солнечно-земных связях.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при поддержке программы 10 “Экспериментальная лабораторная астрофизика и геофизика” Национального центра физики и математики.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят И. Ф. Шайхисламова за полезные обсуждения. Расчеты проводились с помощью численного кода Stribog hde 1.0 (номер государственной регистрации № 2024661907).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *H. Maehara, T. Shibayama, S. Notsu, Y. Notsu, et al.*, *Nature* **485**, 478 (2012).
2. *Y. Notsu, H. Maehara, S. Honda, S. L. Hawley, et al.*, **876**, id. 58 (2019).
3. *M. N. Günther, Z. Zhan, S. Seager, P. B. Rimmer, et al.*, *Astron. J.* **159**(2), id. 60 (2020).
4. *A. Segura, L. M. Walkowicz, V. Meadows, J. Kasting, and S. Hawley*, *Astrobiology* **10**(7), 751 (2010).
5. *M. A. Tilley, A. Segura, V. Meadows, S. Hawley, and J. Davenport*, *Astrobiology* **19**(1), 64 (2019).
6. *D. Atri and S. R. C. Mogan*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc. Letters* **500**(1), L1 (2021).
7. *L. N. R. do Amaral, L. Barnes, A. Segura, and R. Luger*, **928**, id. 12 (2022).
8. *D. V. Bisikalo, V. I. Shematovich, A. A. Cherenkov*,

- L. Fossati, and C. Moestl*. **869**, id. 108 (2018).
9. *D. V. Bisikalo, A. A. Cherenkov, V. I. Shematovich, L. Fossati, and C. Moestl*, *Astron. Rep.* **62**, 648 (2018).
10. *A. A. Cherenkov, I. F. Shaikhislamov, D. V. Bisikalo, V. I. Shematovich, L. Fossati, and C. Moestl*, *Astron. Rep.* **63**, 94 (2019).
11. *V. I. Shematovich, D. E. Ionov, and H. Lammer*, *Astron. and Astrophys.* **571**, id. A94 (2014).
12. *D. E. Ionov, V. I. Shematovich, and Ya. N. Pavlyuchenkov*, *Astron. Rep.* **61**, 387 (2017).
13. *D. E. Ionov, Y. N. Pavlyuchenkov, and V. I. Shematovich*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **476**, 5639 (2018).
14. *A. A. Boyarchuk, B. M. Shustov, I. S. Savanov, M. E. Sachkov, et al.*, *Astron. Rep.* **60**(1), 1 (2016).
15. *B. M. Shustov, M. E. Sachkov, S. G. Sichevsky, R. N. Arkhangelsky, et al.*, *Solar System Res.* **55**(7), 677 (2021).
16. *А. Г. Жилкин, Ю. Г. Гладышева, В. И. Шематович, Д. В. Бисикало*, *Астрон. журн.* **100**(12), 1190 (2023).
17. *А. Г. Жилкин, Ю. Г. Гладышева, В. И. Шематович, Г. Н. Цуриков, Д. В. Бисикало*, *Астрон. журн.* **101**, в печати (2023).
18. *L. Fossati, C. A. Haswell, C. S. Froning, L. Hebb, et al.*, **714**, L222 (2010).
19. *M. Holmstrom, A. Ekenback, F. Selsis, T. Penz, et al.*, *Nature*. **451**, 970 (2008).
20. *I. F. Shaikhislamov, M. L. Khodachenko, H. Lammer, K. G. Kislyakova, et al.*, **832**, id. 173 (2016).
21. *M. L. Khodachenko, I. F. Shaikhislamov, H. Lammer, A. G. Berezutsky, et al.*, **885**, id. 67 (2019).
22. *В. И. Шематович, И. Ф. Шайхисламов, А. Г. Жилкин, И. С. Саванов, Г. Н. Цуриков, Д. В. Бисикало*, *Физмат* **1**(1), 20 (2023).
23. *A. G. Zhilkin and D. V. Bisikalo*, *Universe* **7**, 422 (2021).
24. *A. G. Zhilkin*, *Astron. Rep.* **67**(4), 307 (2023).
25. *Д. В. Бисикало, А. Г. Жилкин, А. А. Боярчук*, *Газодинамика тесных двойных звезд*. М.: Физматлит, 2013.
26. *А. А. Самарский, Е. С. Николаев*, *Методы решения сеточных уравнений*. М.: Наука, 1978.
27. *A. Vidal-Madjar, A. Lecavelier des Etangs, J.-M. Desert, G. E. Ballester, et al.*, *Nature* **422**, 143 (2003).
28. *G. B. Field*. **142**, 531 (1965).
29. *T. Yoneyama*, *Publ. Astron. Soc. Japan* **25**, 349 (1973).
30. *Y. G. Gladysheva, A. G. Zhilkin, and D. V. Bisikalo*, *INASAN Sci. Rep.* **5**, 1 (2020).

THE EFFECT OF STAR FLARE ACTIVITY ON THE STRUCTURE OF THE HYDROGEN-HELIUM UPPER ATMOSPHERE OF HOT JUPITER

A. G. Zhilkin^{a,*}, Y. G. Gladysheva^a, V. I. Shematovich^a, G. N. Tsurikov^a, D. V. Bisikalo^{b,a}

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

^b*National center of physics and mathematics, Sarov, Russia*

*E-mail: zhilkin@inasan.ru

In the paper using 1D aeronomic model the impact of a stellar flare on the upper atmosphere of hot Jupiter is investigated. The atmosphere is assumed to have a hydrogen-helium chemical composition, and calculations were carried out for the hot Jupiter HD 209458b. We examined single and repeated flares in which the flux of hard UV radiation increases by 10, 100 and 1000 times compared to the quiescent state of the star. The active phase of the dynamic response of the atmosphere lasts 12–15 hours after the flare, and the characteristic period of relaxation to the initial state is about a day. From the results obtained it follows that the flare activity of solar-type stars does not have a significant effect on the evolution of the planetary atmospheres of hot Jupiters. However, the interpretation of transit observations of the disturbed atmospheres of hot Jupiters will make it possible to separate from each other the observational effects associated with the interaction of stellar flares and coronal mass ejections with the upper atmospheres and envelopes of these planets. This will make it possible to more accurately determine the parameters of the stellar wind and coronal mass ejections of solar-type parent stars.

Keywords: hot Jupiters, aeronomy, numerical simulations, hydrodynamics, chemical reactions, thermal balance

КИНЕМАТИКА СЛАБЫХ ЗВЕЗД АССОЦИАЦИИ SCO-CEN ПО ДАННЫМ КАТАЛОГА GAIA

© 2024 г. В. В. Бобылев*, А. Т. Байкова

Главная астрономическая обсерватория Российской академии наук, Пулковое, Россия

*E-mail: bob-v-vzz@rambler.ru

Поступила в редакцию 04.05.2024 г.

После доработки 27.06.2024 г.

Принята в печать 18.07.2024 г.

Кинематические свойства ассоциации Sco-Cen изучены с использованием пространственных скоростей молодых звезд. Получены новые кинематические оценки возраста трех составляющих ассоциации, при этом возраст UCL и LCC оказался равным 17.7 ± 2.4 млн лет, а возраст US составил 6.4 ± 1.7 млн лет. Даны оценки параметров эллипсоида остаточных скоростей US, UCL и LCC.

Ключевые слова: кинематика, звездообразование, звезды типа Т Тельца, звездные ассоциации, ассоциация Скорпиона-Центавра

DOI: 10.31857/S0004629924090024 EDN: IBMKRM

1. ВВЕДЕНИЕ

Вблизи Солнца расположена звездная OB2-ассоциация Sco-Cen [1, 2], вытянутая по долготе практически вдоль всего четвертого галактического квадранта. В ней выделяют три основные структурные единицы: US (Upper Scorpius), UCL (Upper Centaurus-Lupus) и LCC (Lower Centaurus-Crux) со средними расстояниями 145, 140 и 118 пк соответственно [3, 4]. Возраст UCL и LCC оценивают в 16–20 млн лет, а возраст более молодой US составляет менее 10 млн лет. Такие оценки возраста получены путем подгонки положения звезд на диаграмме Герцшпрунга-Рассела к подходящим теоретическим изохронам [5, 6, 7].

Ассоциация Sco-Cen содержит несколько тысяч звезд. Членами ее являются как массивные звезды спектральных классов B2 и позже (поэтому ее иногда обозначают как Sco OB2 [8]), так и маломассивные звезды спектральных классов K–M (звезды типа Т Тельца). Имея сложную, клочковатую структуру, ассоциация Sco-Cen включает в себя десятки небольших ассоциаций маломассивных звезд, рассеянных звездных скоплений и небольших звездных группировок различного возраста [9, 10]. Например, ρ Oph/L1688, ν Sco, δ Sco и др. в US; V1062 Sco, Lupus и др. в UCL; ϵ Cham, η Cham и др. в LCC. Поэтому в настоящее время некоторые авторы предпочи-

тают указывать интервал от 1–20 млн лет, говоря о возрасте ассоциации Sco-Cen.

Изучение молодых маломассивных звезд в ассоциации Sco-Cen показало [11], что рождение таких звезд в US находится в хорошем согласии с моделью последовательного звездообразования. Согласно этой модели, взрывы массивных звезд в качестве сверхновых в одной части ассоциации провоцируют сжатие водородных облаков и начало звездообразования в соседних областях. Более того, считается, что относительно недавние взрывы наиболее массивных звезд в ассоциации Sco-Cen привели к образованию Северного полярного шпура [12], они также ответственны за возникновение Местного пузыря [13].

Интересным и важным кинематическим свойством ассоциации Sco-Cen является эффект ее расширения, впервые обнаруженный в работах [2, 14]. Значение коэффициента углового расширения ассоциации K неоднократно уточнялось различными авторами [15, 16, 17, 18]. С использованием этого коэффициента, $K \sim 50$ км/с/кпк, оценивается кинематический возраст ассоциации, составляющий около 20 млн лет. Впрочем, авторы работы [19] не нашли признаков расширения ассоциации Sco-Cen.

Возникновение ближайших к Солнцу небольших звездных ассоциаций, таких как β Pic (~ 20 млн лет [20, 21]) и TW Hya (~ 10 млн лет [22,

23]), по-видимому, тесно связано с эволюцией ОВ-ассоциации Sco-Cen. Здесь имеется удовлетворительное согласие между оценками возраста, полученными различными методами: а) изохронным, б) основанным на анализе содержания лития в звездах и в) кинематическими.

Пространственный размер ассоциации Sco-Cen значительный: она растянута по галактоцентрическому направлению R примерно на 300 пк. Авторы работы [24] связывают формирование этой ассоциации с воздействием галактической спиральной волны плотности на родительское газо-пылевое облако. В случае применения кинематических методов желателен учет влияния спиральной волны плотности в скоростях звезд. Такой подход был осуществлен, например, в работах [17, 25]. Проблемой является только плохое знание конкретных значений параметров спиральной волны в Галактике.

Пространственные и кинематические свойства относительно ярких звезд ассоциации Sco-Cen детально изучены с использованием данных каталога Hipparcos [26], например, в работах [3, 17, 18, 19, 24, 25]. Возможность изучения более слабых и более многочисленных звезд представляет космический проект Gaia [27, 28].

Целью настоящей работы является изучение кинематических свойств молодых слабых звезд в ассоциации Sco-Cen с использованием значений их тригонометрических параллакс и собственных движений из каталога Gaia EDR3 [27]. Для этого рассматриваем звезды ассоциации Sco-Cen из списка работы [29].

2. МЕТОДЫ

Мы используем прямоугольную систему координат с центром в Солнце, где ось x направлена в сторону галактического центра, ось y — в сторону галактического вращения и ось z — в северный полюс Галактики. Тогда

$$\begin{aligned}x &= r \cos l \cos b, \\y &= r \sin l \cos b, \\z &= r \sin b,\end{aligned}$$

где $r = 1/\pi$ — гелиоцентрическое расстояние звезды в кпк, которое мы вычисляем через тригонометрический параллакс звезды π

в единицах мсд (мсд — угловая миллисекунда дуги).

Из наблюдений известны лучевая скорость звезды V_r и две проекции ее тангенциальной скорости $R_{pl} \leq r \leq 5 R_{pl}$ и $V_b = 4.74 r \mu_b$, направленные вдоль галактической долготы l и широты b соответственно, выраженные в км/с. Здесь коэффициент 4.74 является отношением числа километров в астрономической единице к числу секунд в тропическом году. Компоненты собственного движения $\mu_l \cos b$ и μ_b выражены в мсд/год.

Через компоненты V_r, V_l, V_b , вычисляются скорости U, V, W , где скорость U направлена от Солнца к центру Галактики, V в направлении вращения Галактики и W на северный галактический полюс:

$$\begin{aligned}U &= V_r \cos l \cos b - V_l \sin l - V_b \cos l \sin b, \\V &= V_r \sin l \cos b + V_l \cos l - V_b \sin l \sin b, \\W &= V_r \sin b + V_b \cos b.\end{aligned}\quad (1)$$

Таким образом, скорости U, V, W направлены вдоль соответствующих координатных осей x, y, z .

2.1. Построение орбит звезд

Для построения орбит звезд в системе координат, вращающейся вокруг центра Галактики, используем эпициклическое приближение [13, 30]:

$$\begin{aligned}x(t) &= x_0 + \frac{U_0}{\kappa} \sin(\kappa t) + \frac{V_0}{2B} (1 - \cos(\kappa t)), \\y(t) &= y_0 + 2A \left(x_0 + \frac{V_0}{2B} \right) t - \frac{\Omega_0}{B_k} V_0 \sin(\kappa t) + \\&\quad + \frac{2\Omega_0}{k^2} U_0 (1 - \cos(\kappa t)), \\z(t) &= \frac{W_0}{v} \sin(vt) + z_0 \cos(vt),\end{aligned}\quad (2)$$

где t — время в млн лет (исходим из соотношения: 1 пк/млн лет = 0.978 км/с), A и B — постоянные Оорта; $\kappa = \sqrt{4\Omega_0 B}$ — эпициклическая частота; Ω_0 — угловая скорость галактического вращения местного стандарта покоя, $\Omega_0 = A - B$; $v = \sqrt{4\pi G \rho_0}$ — частота вертикальных колебаний, где G — гравитационная постоянная, а ρ_0 — звездная плотность в околосолнечной окрестности.

Параметры x_0, y_0, z_0 и U_0, V_0, W_0 в системе уравнений (2) обозначают современные

положения и скорости звезд соответственно. Возвышение Солнца над галактической плоскостью $h_\odot$ принято равным 16 пк согласно работе [31]. Скорости U_0, V_0, W_0 вычисляем относительно местного стандарта покоя с использованием значений

$$(U_\odot, V_\odot, W_\odot) = (11.1, 12.2, 7.3) \text{ км/с}, \quad (3)$$

полученных в работе [32]. Мы приняли $\rho_0 = 0.1 M_\odot / \text{пк}^3$ [33], что дает $v = 74 \text{ км/с/кпк}$. Используем следующие значения постоянных Оорта: $A = 16.9 \text{ км/с/кпк}$ и $B = -13.5 \text{ км/с/кпк}$, близкие к современным оценкам. Обзор таких оценок можно найти, например, в работе [34].

Система уравнений (2) позволяет вычислить положение звезды в каждый заданный момент времени. Значения всех констант определены, решение находится путем подстановки момента времени.

2.2. Эллипсоид остаточных скоростей

Для определения параметров эллипсоида остаточных скоростей звезд используем следующий известный метод [35], где рассматриваются шесть моментов второго порядка a, b, c, f, e, d :

$$\begin{aligned} a &= \langle U^2 \rangle - \langle U_\odot^2 \rangle, \\ b &= \langle V^2 \rangle - \langle V_\odot^2 \rangle, \\ c &= \langle W^2 \rangle - \langle W_\odot^2 \rangle, \\ f &= \langle VW \rangle - \langle V_\odot W_\odot \rangle, \\ e &= \langle WU \rangle - \langle W_\odot U_\odot \rangle, \\ d &= \langle UV \rangle - \langle U_\odot V_\odot \rangle. \end{aligned}$$

При необходимости скорости U, V, W можно освобождать от пекулярного движения Солнца, а также от дифференциального вращения Галактики или от влияния спиральной волны плотности. Моменты a, b, c, f, e, d являются коэффициентами уравнения поверхности

$$ax^2 + by^2 + cz^2 + 2fyz + 2ezx + 2dxy = 1, \quad (4)$$

а также компонентами симметричного тензора моментов остаточных скоростей

$$\begin{pmatrix} a & d & e \\ d & b & f \\ e & f & c \end{pmatrix}. \quad (5)$$

Значения всех элементов этого тензора могут быть определены из решения следующей системы условных уравнений:

$$V_l^2 = a \sin^2 l + b \cos^2 l \sin^2 l - 2d \sin l \cos l, \quad (6)$$

$$\begin{aligned} V_b^2 &= a \sin^2 b \cos^2 l + b \sin^2 b \sin^2 l + \\ &+ c \cos^2 b - 2f \cos b \sin b \sin l - \\ &- 2e \cos b \sin b \cos l + \\ &+ 2d \sin l \cos l \sin^2 b, \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} V_l V_b &= a \sin l \cos l \sin b + \\ &+ b \sin l \cos l \sin b + \\ &+ f \cos l \cos b - e \sin l \cos b + \\ &+ d (\sin^2 l \sin b - \cos^2 l \sin b), \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} V_r^2 &= a \cos^2 b \cos^2 l + b \cos^2 b \sin^2 l + \\ &+ c \sin^2 b + 2f \cos b \sin b \sin l + \\ &+ 2e \cos b \sin b \cos l + \\ &+ 2d \sin l \cos l \cos^2 b, \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} V_b V_r &= -a \cos^2 l \cos b \sin b - \\ &- b \sin^2 l \sin b \cos b + c \sin b \cos b + \\ &+ f (\cos^2 b \sin l - \sin l \sin^2 b) + \\ &+ e (\cos^2 b \cos l - \cos l \sin^2 b) - \\ &- d (\cos l \sin l \sin b \cos b + \sin l \cos l \cos b \sin b), \end{aligned} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} V_l V_r &= -a \cos b \cos l \sin l + \\ &+ b \cos b \cos l \sin l + \\ &+ f \sin b \cos l - e \sin b \sin l + \\ &+ d (\cos b \cos^2 l - \cos b \sin^2 l). \end{aligned} \quad (11)$$

Решение ищется методом наименьших квадратов относительно шести неизвестных a, b, c, f, e, d . Затем находятся собственные значения тензора (5) $\lambda_{1,2,3}$ из решения векового уравнения

$$\begin{vmatrix} a - \lambda & d & e \\ d & b - \lambda & f \\ e & f & c - \lambda \end{vmatrix} = 0. \quad (12)$$

Собственные значения данного уравнения равны обратным значениям квадратов полуосей эллипсоида моментов скоростей и, в то же время, квадратам полуосей эллипсоида остаточных скоростей:

$$\begin{aligned}\lambda_1 &= \sigma_1^2, \\ \lambda_2 &= \sigma_2^2, \\ \lambda_3 &= \sigma_3^2, \\ \lambda_1 &> \lambda_2 > \lambda_3.\end{aligned}\quad (13)$$

Направления главных осей тензора (12) $L_{1,2,3}$ и $B_{1,2,3}$ находим из соотношений

$$L_{1,2,3} = ef - (c - \lambda)d(b - \lambda)(c - \lambda) - f^2, \quad (14)$$

$$B_{1,2,3} = (b - \lambda)e - df^2 - (b - \lambda)(c - \lambda)\cos L_{1,2,3}. \quad (15)$$

Ошибки определения $L_{1,2,3}$ и $B_{1,2,3}$ оцениваются согласно следующей схеме:

$$\begin{aligned}\varepsilon(L_2) &= \varepsilon(L_3) = \frac{\varepsilon(\overline{UV})}{a - b}, \\ \varepsilon(B_2) &= \varepsilon(\varphi) = \frac{\varepsilon(\overline{UW})}{a - c}, \\ \varepsilon(B_3) &= \varepsilon(\psi) = \frac{\varepsilon(\overline{VW})}{b - c}, \\ \varepsilon^2(L_1) &= \frac{\varphi^2 \varepsilon^2(\psi) + \psi^2 \varepsilon^2(\varphi)}{(\varphi^2 + \psi^2)^2}, \\ \varepsilon^2(B_1) &= \frac{\sin^2 L_1 \varepsilon^2(\psi) + \cos^2 L_1 \varepsilon^2(L_1)}{(\sin^2 L_1 + \psi^2)^2},\end{aligned}\quad (16)$$

где $\varphi = \cot B_1 \cos L_1$ и $\psi = \cot B_1 \sin L_1$. При этом необходимо заранее вычислить три величины $U^2 V^2$, $U^2 W^2$ и $V^2 W^2$, тогда

$$\begin{aligned}\varepsilon^2(\overline{UV}) &= (\overline{U^2 V^2} - d^2) / n, \\ \varepsilon^2(\overline{UW}) &= (\overline{U^2 W^2} - e^2) / n, \\ \varepsilon^2(\overline{VW}) &= (\overline{V^2 W^2} - f^2) / n,\end{aligned}\quad (17)$$

где n — количество звезд. Ошибки каждой оси оцениваются независимым способом за исключением L_2 и L_3 , ошибки которых вычисляются по одной формуле.

3. ДАННЫЕ

Основу нашей выборки составляют звезды ассоциации Sco-Cen из списка [29]. Весь список содержит более 10 000 молодых звезд с кинематическими данными из каталога Gaia EDR3 [28]. Для части звезд имеются измерения лучевых скоростей, взятых из различных источников. Согласно работе [29], примерно 90% в этом списке

составляют звезды спектральных классов M6–7 и позднее. Помимо US, объединенной группировки UCL/LCC, специальными флагами отмечены звезды, принадлежащие более мелким скоплениям и ассоциациям — V1062 Sco, Ophiuchus и Lupus.

В настоящей работе нас интересуют три основные составляющие ассоциации Sco-Cen: US, UCL и LCC. Из списка [29] мы отобрали 1250 звезд US с тригонометрическими параллаксами и собственными движениями, среди которых для 377 звезд известны лучевые скорости. Отбор звезд, принадлежащих US, осуществлялся при использовании двух следующих флагов: “u” в 373 позиции и “ ” в 374 позиции table1.dat из работы [29]. Отбор звезд, принадлежащих UCL/LCC, осуществлялся при использовании двух следующих флагов: “c” в 373 позиции и “ ” в 374 позиции. Группировку UCL/LCC мы разделили на две части с границей $l = 325^\circ$. В UCL вошли 2831 звезд, среди них 379 звезд с известными лучевыми скоростями. LCC содержит 3451 звезду, среди которых 375 звезд имеют известные лучевые скорости. Использовались звезды с относительными ошибками определения тригонометрического параллакса не более 10%.

Пространственные скорости U, V, W с использованием соотношений (1) можно вычислить имея все три измеренные скорости V_l, V_b, V_r . Для этих целей, а также для построения эпициклических орбит, могут служить около 370 звезд в каждой из отобранных группировок US, UCL или LCC. А вот с остаточными скоростями $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$ (13) ситуация иная. Известно, что при небольших расстояниях от Солнца, как в нашем случае, ошибки скоростей V_l и V_b (благодаря высокой точности измерений параллаксов и собственных движений звезд со спутника Gaia) имеют в среднем существенно меньший уровень по сравнению с ошибками V_r . Поэтому интерес представляют результаты как совместного решения уравнений (6)–(11), так и с использованием только трех первых уравнений (6)–(8), т. е. без использования лучевых скоростей.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

В табл. 1 даны средние значения координат $\bar{x}_0, \bar{y}_0, \bar{z}_0$ и средние значения наблюдаемых относительно Солнца скоростей $\bar{U}, \bar{V}, \bar{W}$ для центров US, UCL и LCC. Указано число звезд,

Таблица 1. Параметры центров US, UCL и LCC, полученные авторами по выбранным группам звезд N

Объект	$\bar{x}_0$, пк	$\bar{y}_0$, пк	$\bar{z}_0$, пк	$\bar{U}$, км/с	$\bar{V}$, км/с	$\bar{W}$, км/с	$N_{x,y,z}$ $N_{U,V,W}$	$\bar{U}_0$, км/с	$\bar{V}_0$, км/с	$\bar{W}_0$, км/с
US	135.6	−20.8	41.5	−4.9	−16.2	−6.9	1250/377	6.2	−4.0	0.4
UCL	121.5	−48.2	33.5	−5.7	−19.1	−4.9	2831/379	5.4	−6.9	2.4
LCC	75.7	−93.0	22.9	−7.3	−20.9	−6.1	3451/375	3.8	−8.7	1.2

Примечание. Приведены начальные значения координат объектов $\bar{x}_0, \bar{y}_0, \bar{z}_0$, средние значения наблюдаемых относительно Солнца скоростей $\bar{U}, \bar{V}, \bar{W}$, и их скорости относительно местного стандарта покоя $\bar{U}_0, \bar{V}_0, \bar{W}_0$. $N_{x,y,z}$ — число звезд, использованных для вычисления средних значений координат и средних значений скоростей $N_{U,V,W}$.

использованных для вычисления средних значений координат $N_{x,y,z}$ и средних значений скоростей $N_{U,V,W}$. Отметим, что для US имеется одна особенность при вычислении координат. А именно, в таблице даны координаты, вычисленные с использованием 1250 звезд. Если же вычислять их по 377 звездам с известными лучевыми скоростями, то значение 1 оказывается на 10 пк б 1 льшим, $\bar{z}_0 = 51.4$ пк. В таблице даны также начальные скорости центров US, UCL и LCC, $\bar{U}_0, \bar{V}_0, \bar{W}_0$, служащие для построения эпиклических орбит.

В табл. 2 даны средние значения координат $\bar{x}_0, \bar{y}_0, \bar{z}_0$ и средние значения наблюдаемых относительно Солнца скоростей $\bar{U}, \bar{V}, \bar{W}$ для центров US, UCL и LCC. Здесь координаты и скорости были получены другими авторами. В работах [36, 24] значения координат и скоростей вычислены на основе ярких звезд из каталога Hipparcos. Отличия наших результатов для скоростей US от выводов работы [29] ничтожны, не превышают 0.2 км/с по каждому компоненту. Важно отметить разницу $\Delta \bar{U}_0 \sim 2$ км/с для US

между нашими оценками и результатами работы [24]. Такая разница уже заметно влияет на характер орбиты US. Например, с исходными данными работы [24] в работе [25] были построены орбиты US, UCL и LCC.

На рис. 1(a) и (b) даны траектории US, UCL и LCC, прослеженные на временном интервале 30 млн лет в прошлом. Можем видеть, что имеются пересечения траекторий на плоскости xu (рис. 1(a)), а в вертикальном направлении (рис. 1(b)) все три траектории идут практически параллельно. Поэтому ясно, что имелись моменты времени, при которых взаимные расстояния между центрами группировок были минимальными. Отметим, что траектории звезд вычислены с учетом возвышения Солнца над галактической плоскостью. Таким образом, на наших рисунках координата z отражает положение звезд относительно плоскости Галактики.

Наши орбиты US, UCL и LCC имеют отличия от орбит, построенных в работе [25]. Эти отличия обусловлены, главным образом, двумя причи-

Таблица 2. Параметры центров US, UCL и LCC, полученные другими авторами

Объект	$\bar{x}_0$, пк	$\bar{y}_0$, пк	$\bar{z}_0$, пк	$\bar{U}$, км/с	$\bar{V}$, км/с	$\bar{W}$, км/с	N_a	Ссылки
US	138	−22	49	−0.9	−16.9	−5.2	120	[36]
				−6.7	−16.0	−8.0	155	[24]
				−4.6	−16.1	−7.0	469	[29]
UCL	121	−69	32	−7.9	−19.0	−5.7	218	[36]
				−6.8	−19.3	−5.7	262	[24]
LCC	61	−100	14	−11.8	−15.0	−6.7	179	[36]
				−8.2	−18.6	−6.4	192	[24]
UCL/LCC				−6.4	−19.9	−5.5	542	[29]

Примечание. Приведены начальные значения координат $\bar{x}_0, \bar{y}_0, \bar{z}_0$ и средние значения наблюдаемых относительно Солнца скоростей $\bar{U}, \bar{V}, \bar{W}$.

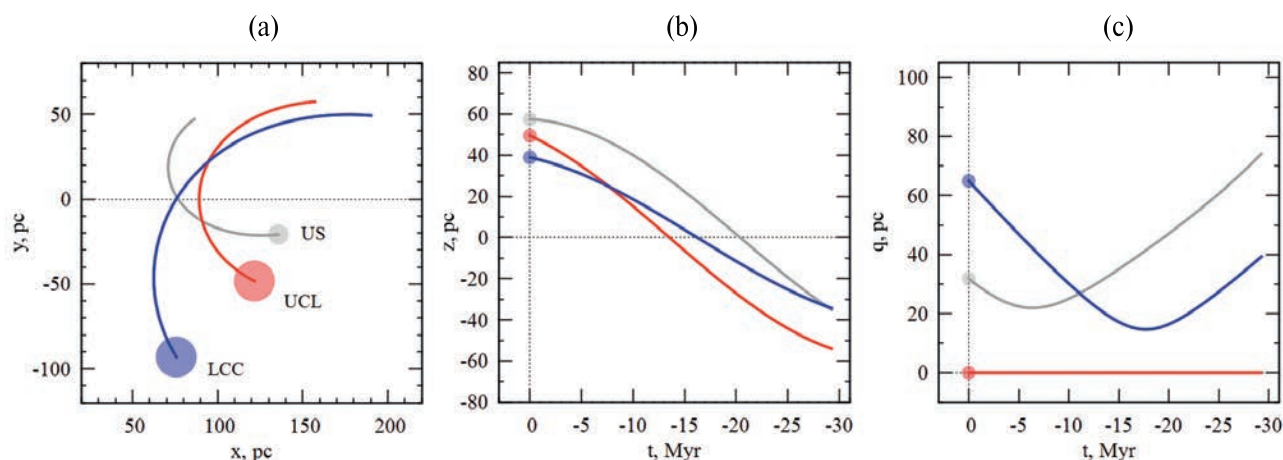


Рис. 1. Центры трех основных составляющих ассоциации Sco-Cen, отмеченные кругами условного размера, в проекции на галактическую плоскость xu и их траектории в прошлом на временном интервале 30 млн лет (а), распределение этих группировок на плоскости z, t (б), а также зависимость параметра q от времени t (с).

нами: а) разницей в значениях начальных скоростей, что сказывается лишь на орбите US и б) различными значениями скорости Солнца (U, V, W) $_{\odot}$. В настоящей работе использованы параметры (3), где имеется отличие $\Delta V_{\odot} \sim 6$ км/с от используемой в работе [25] скорости $V_{\odot}$ из работы [37]. В итоге, по сравнению с орбитами US, UCL и LCC из работы [25], центры наших объектов имеют заметное движение по оси x и медленнее двигаются вдоль оси y .

На основе построенных траекторий US, UCL и LCC мы вычислили параметр q с использованием взаимных разностей координат $\Delta x, \Delta y, \Delta z$ вида “UCL минус US” и “UCL минус LCC” на каждый момент интегрирования:

$$q = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}. \quad (18)$$

Таким образом, параметр q характеризует отклонение анализируемой траектории от опорной, где в качестве опорной выступает траектория UCL.

На рис. 1(с) дана зависимость параметра q от времени t , где параметр q вычислен относительно орбиты UCL. Как следует из детального анализа данных, представленных на графике, минимальное расстояние между центрами UCL и LCC составляло $q_{\min} = 14.6 \pm 0.7$ пк в момент времени $t_{\min} = -17.7 \pm 2.4$ млн лет. А минимальное расстояние между центрами UCL и US составляло $q_{\min} = 21.9 \pm 1.0$ пк в момент времени $t_{\min} = -6.4 \pm 1.7$ млн лет. Ошибки определения параметров $q_{\min}$ и $t_{\min}$ были определены в результате статистического моделирования

методом Монте-Карло в предположении о том, что индивидуальные орбиты US, UCL и LCC построены с относительными ошибками 10%, распределенными по нормальному закону. Можем говорить о том, что кинематический возраст UCL и LCC составляет 17.7 ± 2.4 млн лет, а кинематический возраст US равен 6.4 ± 1.7 млн лет.

Интересно отметить работу [38], где по данным каталога Gaia DR2 с использованием эллиптического приближения для построения звездных траекторий в ассоциации Sco-Cen была получена оценки кинематических возрастов различных ее составляющих. Эти авторы выделили восемь кинематически различных компонентов в ассоциации с использованием более 8000 звезд. UCL и LCC были разделены на две части каждая. Для двух составляющих UCL получены оценки 15 ± 3 и 13 ± 8 млн лет. Для двух составляющих LCC эти авторы нашли 7 ± 5 и 9 ± 4 млн лет. В целом имеем хорошее согласие с полученными нами оценками для этих составляющих ассоциации Sco-Cen.

В табл. 3 даны параметры эллипсоида остаточных скоростей, найденные по двум компонентам V_l и V_b с использованием трех уравнений (6)–(8). Количество использованных звезд соответствует значению $N_{x,y,z}$, указанному в табл. 1. В последнем столбце таблицы дано значение средней пространственной дисперсии σ_{3D} , которая вычислена следующим образом:

$$\sigma_{3D} = \sqrt{\frac{\sigma_1^2 + \sigma_2^2 + \sigma_3^2}{3}}. \quad (19)$$

Таблица 3. Параметры эллипсоида остаточных скоростей, найденные только по двум компонентам V_l и V_b с использованием трех уравнений (6)–(8)

Объект	σ_1 , км/с	σ_2 , км/с	σ_3 , км/с	L_1 , град	B_1 , град	L_2 , град	B_2 , град	L_3 , град	B_3 , град	σ_{3D} , км/с
US	7.07 ± 0.49	1.93 ± 0.41	0.40 ± 1.08	332	3	63	16	233 ± 6	74 ± 3	4.24 ± 0.92
UCL	7.08 ± 1.28	2.09 ± 0.57	0.79 ± 1.31	297	19	42	36	193 ± 9	61 ± 2	4.24 ± 1.01
LCC	6.73 ± 0.62	2.31 ± 2.71	0.50 ± 0.90	302	9	33	9	165 ± 15	77 ± 5	4.12 ± 0.56

В табл. 4 даны параметры эллипсоида остаточных скоростей, найденные по всем трем компонентам V_l , V_b и V_r с использованием шести уравнений (6)–(11).

На рис. 2 даны положения центров US, UCL и LCC на плоскости xu . На рис. 2(а) траектории US и UCL даны на временном интервале 20 млн лет в прошлом для того, чтобы отчетливее видеть область их пересечения. Даже с учетом ошибок данных видно, что область пересечения US и UCL достаточно компактная. И момент пересечения траекторий находится в согласии с оценками возраста US. При этом необходимо иметь в виду, что наиболее точные параметры пересечения траекторий US и UCL получаются из анализа трехмерной картины (рис. 1(с)).

На рис. 2(а) схематично изображен эллипсоид остаточных скоростей. Можно отметить, что ориентация указанного на рисунке эллипсоида для UCL соответствует указанным в табл. 3 и 4 значениям L_1 . Хотя надо отметить, что направление первой оси определяется с большими ошибками.

На рис. 2(б) траектории UCL и LCC даны на временном интервале 30 млн лет в прошлом. Для построения доверительных областей мы заранее вычислили средние ошибки начальных скоростей $\bar{U}_0, \bar{V}_0, \bar{W}_0$, зависящие только от ошибок измерений наблюдаемых скоростей V_l, V_b, V_r . Значения таких ошибок (уровня 1σ) оказались следующими: 0.45, 1.11 и 0.91 км/с для US, UCL и LCC соответ-

ственно. Здесь также момент пересечения траекторий UCL и LCC около 15 млн лет назад находится в хорошем согласии с известными оценками их возраста, полученными не на основе кинематики.

Известно, что значение дисперсии внутренних скоростей в скоплениях и ассоциациях является индикатором их динамического состояния и зависит от возраста скопления. Возраст US с одной стороны, и возраст UCL и LCC с другой, отличаются примерно в двое. Найденные значения σ_{3D} возрастают от US к UCL и LCC, что видно, по крайней мере, из табл. 4.

Из табл. 4 можно также видеть, что направление третьей оси эллипсоида остаточных скоростей L_3, B_3 определяется с небольшими ошибками. Наиболее интересным здесь является отклонение от вертикали на угол около 12° – 15° , что обычно связывают с ориентацией третьей оси пояса Гулда (см., напр., [39]).

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изучена кинематика молодых звезд в ассоциации Sco-Cen. Для этого были использованы звезды с тригонометрическими параллаксами и собственными движениями из каталога Gaia EDR3. Отбор осуществлен из каталога [29], где для части звезд указаны значения лучевых скоростей, собранные из литературных источников. Упор нами сделан на изучение кинематики и статистических свойств трех

Таблица 4. Параметры эллипсоида остаточных скоростей, найденные по всем трем компонентам V_l , V_b и V_r с использованием шести уравнений (6)–(11)

Объект	σ_1 , км/с	σ_2 , км/с	σ_3 , км/с	L_1 , град	B_1 , град	L_2 , град	B_2 , град	L_3 , град	B_3 , град	σ_{3D} , км/с
US	9.07 ± 0.35	1.52 ± 0.29	0.39 ± 1.09	337	7	69	36	234 ± 3	53 ± 2	5.31 ± 1.33
UCL	11.37 ± 0.74	4.26 ± 0.23	0.50 ± 2.05	329	14	58	–6	126 ± 4	74 ± 2	7.02 ± 1.64
LCC	11.68 ± 0.34	1.87 ± 3.20	0.98 ± 0.46	305	9	35	2	141 ± 9	78 ± 2	6.80 ± 1.60

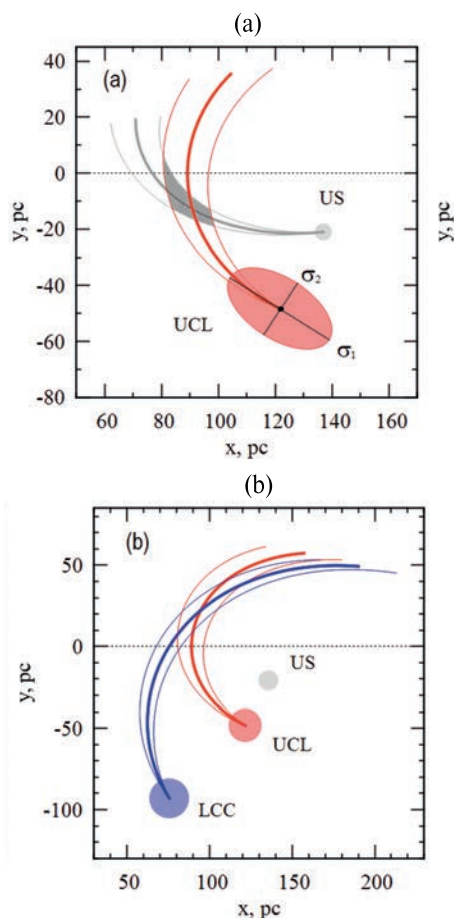


Рис. 2. Положение центров US и UCL на плоскости xu и их траектории в прошлом на временном интервале 20 млн лет, схематично даны эллипсоиды остаточных скоростей (а), положение центров UCL и LCC на плоскости xu и их траектории в прошлом на временном интервале 30 млн лет (б), для каждой траектории отмечены доверительные области, соответствующие ошибкам исходных скоростей уровня 1σ .

основных составляющих ассоциации Sco-Cen: US, UCL и LCC.

Из анализа эпициклических орбит центров US, UCL и LCC, построенных в прошлое, показано, что минимальное расстояние между центрами UCL и LCC составляло $q_{\min} = 14.6 \pm 0.7$ пк в момент времени $t_{\min} = -17.7 \pm 2.4$ млн лет, а минимальное расстояние между центрами UCL и US составляло $q_{\min} = 21.9 \pm 1.0$ пк в момент времени $t_{\min} = -6.4 \pm 1.7$ млн лет. Таким образом, получены кинематические оценки возраста трех составляющих ассоциации Sco-Cen, где возраст UCL и LCC равен 17.7 ± 2.4 млн лет, а возраст US равен 6.4 ± 1.7 млн лет.

Выполнена оценка параметров эллипсоида остаточных скоростей. Показано, что с меньшими

ошибками эти параметры находятся при использовании только двух компонент скоростей V_l и V_b . В итоге получены следующие значения главных осей эллипсоида остаточных скоростей:

$$\sigma_{1,2,3} = (7.07, 1.93, 0.40) \pm (0.49, 0.41, 1.08) \text{ км/с для US,}$$

US,

$$\sigma_{1,2,3} = (7.08, 2.09, 0.79) \pm (1.28, 0.57, 1.31) \text{ км/с для UCL,}$$

UCL,

$$\sigma_{1,2,3} = (6.73, 2.31, 0.50) \pm (0.62, 2.71, 0.90) \text{ км/с для LCC.}$$

LCC.

Авторы благодарят рецензента за полезные замечания, которые способствовали улучшению работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. A. Blaauw. Publ. Kapteyn Astron. Lab. Groningen **52**, 1 (1946).
2. A. Blaauw. Ann. Rev. Astron. Astrophys. **2**, 213 (1964).
3. P. T. de Zeeuw, R. Hoogerwerf, J. H. J. de Bruijne, A. G. A. Brown, and A. Blaauw. Astron. J. **117**(1), 354 (1999).
4. N. J. Wright and E. E. Mamajek. Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **476**(1), 381 (2018).
5. E. E. Mamajek, M. Meyer, and J. Liebert. Astron. J. **124**(3), 1670 (2002).
6. M. J. Sartori, J. R. D. L. pine, and W. S. Dias. Astron. and Astrophys. **404**, 913 (2003).
7. T. Preibisch and E. Mamajek. The Nearest OB Association: Scorpius-Centaurus (Sco OB2). Handbook of Star Forming Regions, Vol. II: The Southern Sky ASP Monograph Publ., **5**; edited by Bo Reipurth, p.235 (2008).
8. Jos H. J. de Bruijne. Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **310**(3), 585 (1999).
9. S. Ratzenb ck, J. E. Gro schedl, T. Mller, J. Alves, I. Bomze, and S. Meingast. Astron. and Astrophys. **677**, id. A59 (2023).
10. S. Ratzenb ck, J. E. Gro schedl, J. Alves, N. Miret-Roig, et al. Astron. and Astrophys. **678**, id. A71 (2023).
11. T. Preibisch and H. Zinnecker. Astron. J. **117**(5), 2381 (1999).
12. E. J. de Geus. Astron. and Astrophys. **262**, 258 (1992).
13. B. Fuchs, D. Breitschwerdt, M. A. de Avillez, C. Dettbarn, and C. Flynn. Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **373**(3), 993 (2006).
14. A. Blaauw. Bull. Astron. Inst. Netherland **11**, 414 (1952).
15. V. V. Bobylev and A. T. Bajkova. Astron. Letters **33**(9), 571 (2007).
16. B. Goldman, S. Rser, E. Schilbach, A. C. Mor, and T. Henning. **868**(1), id. 32 (2018).

17. V. V. Bobylev and A. T. Bajkova. *Astron. Rep.* **64**(4), 326 (2020).
18. V. V. Bobylev and A. T. Bajkova. *Astron. Letters* **49**(7), 410 (2023).
19. N. J. Wright and E. E. Mamajek. *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **476**(1), 381 (2018).
20. E. E. Mamajek and C. P. M. Bell. *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **445**(3), 2169 (2014).
21. R. A. Lee, E. Gaidos, J. van Saders, G. A. Feiden, and J. Gagn. *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **528**(3), 4760 (2024).
22. C. Ducourant, R. Teixeira, P. A. B. Galli, J. F. Le Campion, A. Krone-Martins, B. Zuckerman, G. Chauvin, and I. Song. *Astron. and Astrophys.* **563**, id. A121 (2014).
23. K. L. Luhman. *Astron. J.* **165**(6), id. 269 (2023).
24. M. J. Sartori, J. R. D. L. pine, and W. S. Dias. *Astron. and Astrophys.* **404**, 913 (2003).
25. D. Fernandez, F. Figueras, and J. Torra. *Astron. and Astrophys.* **480**(3), 735 (2008).
26. ESA, The Hipparcos and Tycho Catalogues. *Astrometric and Photometric Star Catalogues derived from the ESA Hipparcos Astrometry Mission*, Vol. 1–17, ESA SP-1200 (1997).
27. T. Prusti, J. H. J. de Bruijne, A. G. A. Brown, A. Vallenari, et al. *Astron. and Astrophys.* **595**, id. A1 (2016).
28. A. G. A. Brown, A. Vallenari, T. Prusti, J. H. J. de Bruijne, et al. *Astron. and Astrophys.* **649**, id. A1 (2021).
29. K. L. Luhman. *Astron. J.* **163**(1), id. 24 (2022).
30. B. Lindblad. *Arkiv fr Matematik, Astronomi och Fysik*, **20A**, No. 17, 7 (1927).
31. V. V. Bobylev and A. T. Bajkova. *Astron. Letters* **42**(1), 1 (2016).
32. R. Sch nrich, J. Binney, and W. Dehnen. *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **403**, 1829 (2010).
33. J. Holmberg and C. Flinn. *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **352**, 440 (2004).
34. O. I. Krisanova, V. V. Bobylev, and A. T. Bajkova. *Astron. Letters* **46**(6), 370 (2020).
35. K. F. Ogorodnikov. *Dynamics of stellar systems*, edited by A. Beer (Oxford: Pergamon, 1965).
36. S. Madsen, D. Dravins, and L. Lindegren. *Astron. and Astrophys.* **381**, 446 (2002).
37. W. Dehnen and J. Binney. *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **298**, 387 (1998).
38. M. Erjal, M. J. Ireland, T. D. Crundall, M. R. Krumholz, and A. D. Rains. *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **519**(3), 3992 (2023).
39. V. V. Bobylev. *Astrophysics* **57**(4), 583 (2014).

KINEMATICS OF FAINT STARS OF THE SCO-CEN ASSOCIATION ACCORDING TO GAIA CATALOG

V. V. Bobylev*, A. T. Bajkova

Central Astronomical Observatory of the Russian Academy of Sciences, Pulkovo, Russia

*E-mail: bob-v-vzz@rambler.ru

The kinematic properties of the Sco-Cen association are studied using the spatial velocities of young stars. New kinematic age estimates for the three components of the association were obtained, with the age of UCL and LCC being 17.7 ± 2.4 Myr, and the age of US being 6.4 ± 1.7 Myr. The parameters of the residual velocities US, UCL and LCC were estimated.

Keywords: kinematics, star formation, T Tauri stars, stellar associations, Scorpio-Centauri association

V839 СЕР – НОВАЯ ДВУЗАТМЕННАЯ СИСТЕМА

© 2024 г. И. М. Волков*, А. С. Волкова**, Л. А. Багаев***

*Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова,
Государственный астрономический институт им. П. К. Штернберга, Москва, Россия***E-mail: hwp@yandex.ru****E-mail: kravts@yandex.ru*****E-mail: baglev@yandex.ru*

Поступила в редакцию 29.05.2024 г.

После доработки 11.07.2024 г.

Принята в печать 18.07.2024 г.

Новые высокоточные фотометрические измерения затменной звезды V839 Сер ($P = 9.96^d$, $V_{A+B} = 9.64^m$, $e = 0.07$, B6 V + B7 V), являющейся компонентом “А” визуально-двойной звезды J21035+5925AB, позволили установить, что компонент “В” также является затменной переменной ($P = 4.075^d$, B9 V + G8 V). Для компонента “А” измерена скорость апсидального вращения $\dot{\omega}_{\text{obs}} = 0.027^\circ/\text{год}$, что превышает теоретическое значение при условии синхронизма $\dot{\omega}_{\text{theor}} = 0.021^\circ/\text{год}$. Получены физические параметры звезд-компонентов затменной пары “А”: $T_1 = 13200 \pm 300$ К, $M_1 = (3.7 \pm 0.15) M_\odot$, $R_1 = (2.57 \pm 0.05) R_\odot$, $T_2 = 11900 \pm 250$ К, $M_2 = (3.2 \pm 0.15) M_\odot$, $R_2 = (2.42 \pm 0.05) R_\odot$, и компонентов затменной пары “В”: $T_1 = 10600 \pm 200$ К, $M_1 = (2.6 \pm 0.2) M_\odot$, $R_1 = (1.97 \pm 0.05) R_\odot$, $T_2 = 5540 \pm 50$ К, $M_2 = (0.88 \pm 0.05) M_\odot$, $R_2 = (0.84 \pm 0.05) R_\odot$. Возраст системы определен в 70 млн лет при солнечном химическом составе. Компоненты звезды “А” являются пульсирующими переменными звездами типа медленных переменных β Цефея (SBC).

Ключевые слова: фотометрия, звезды, двойные системы, фундаментальные параметры, V839 Сер

DOI: 10.31857/S0004629924090034 EDN: IBHRKX

1. ВВЕДЕНИЕ

V839 Сер является известной оптически двойной J21035+5925AB [1, 2]. На основании данных фотометрического обзора ROTSE [3] в работе Отеро и др. [4] у нее были обнаружены и правильно интерпретированы затмения глубиной 0.32^m и 0.23^m . Фаза вторичного минимума оказалась равна $\Phi_2 = 0.51$, это указывало на эксцентричность орбиты. После опубликования работы [4] мы включили V839 Сер в наш список для наблюдений звезд, потенциально пригодных для исследования внутреннего строения методом измерения апсидального вращения [5]. Данная переменность относится к более яркому компоненту “А” визуально-двойной звезды J21035+5925A = V839 Сер. Компонент “В” оказался более сложной помехой, чем обычная добавка в виде третьего света в общий блеск системы, так как тоже оказался затменной звездой. Но, начиная наше исследование, мы об этом не знали, и считали V839 Сер обычной затменной звездой с априори боль-

шой долей третьего света от хорошо известного оптического спутника.

Первые результаты исследования V839 Сер были доложены на конференции [6] и опубликованы в [7]. В этих работах впервые были определены основные геометрические и физические параметры системы, обнаружено апсидальное вращение, которое оказалось близким теоретическому значению в предположении синхронности вращательных и орбитального моментов. Наши многоцветные *UBV* наблюдения позволили определить спектральные классы компонентов и величину межзвездного поглощения, которое оказалось значительным. Было отмечено, что вторичный, менее горячий компонент, оказался в решении кривой блеска больше по размерам. Также на кривой блеска были отмечены некоторые особенности, а именно, большой систематический разброс наблюдательных точек в главном минимуме. Это заставило предположить физическую переменность вторичного компонента. Как выяснилось

в дальнейшем, оба компонента действительно являются физически переменными звездами, но замеченная в первом исследовании переменность является следствием наложения в конкретную наблюдательную ночь на главный минимум компонента “А” главного затмения оптического спутника “В”. Глубина главного минимума компонента “В” в общем блеске четверной системы составляет 0.04^m , вторичного 0.005^m . Амплитуда физической переменности компонента “А” доходит до $\pm 0.01^m$.

Звезда, помимо всего прочего, располагается на небесной сфере в 4.5° от центра рассеянного скопления Трюмплер 37, богатого затменными и двойными звездами. Однако, уже первое наше исследование [7] показало, что V839 Сер ему не принадлежит. Так как полученные данные были недостаточно точными, особенно в том, что касается апсидального вращения, наблюдения объекта были продолжены.

Угловое расстояние между компонентами J21035+5925AB составляет $0.2''$, поэтому мы не можем измерять их по отдельности. Таким образом, в полученном нами наблюдательном ряду априори содержится значительная доля третьего света. Согласно измерениям [2], доля блеска оптического спутника в общем блеске системы должна составлять $L_3 = 0.16$. Запомним это значение, чтобы использовать в дальнейшем в качестве одного из критериев для проверки нашего решения кривых блеска V839 Сер, из которых доля третьего света определяется независимо. Два имеющихся измерения углового расстояния и позиционного угла “А” и “В”, разнесенные во времени на 45 лет, оказались одинаковыми [8], что говорит о том, что период обращения должен составлять сотни и более лет.

2. НАБЛЮДЕНИЯ И ПЕРВИЧНАЯ ОБРАБОТКА

Наблюдения были начаты на обсерватории Словацкого Астрономического института в Старой Лесне с помощью двухканального *UBVRc* фотоэлектрического фотометра, работающего в одноканальном режиме. Фотометр оборудован фотоумножителем Hamamatsu R2949S и установлен на телескопе Цейсс-600. В настоящее время фотометр демонтирован и больше не используется. Он был заменен на *UBVRcIc* фотометр с ПЗС-матрицей Моравия G4-9000

чешского производства и на нем были выполнены наблюдения в одну из ночей. В дальнейшем наблюдения были продолжены в обсерватории ИНАСАН на г. Кошка в поселке городского типа Симеиз. Был использован телескоп Цейсс-1000 с ПЗС-матрицами FLI PL09000, FLI PL16803 и набором светофильтров, реализующим систему Джонсона-Казинса *UBVRcIc*, а также телескоп Цейсс-600 с *UBVRcRI* фотометром собственной конструкции, оборудованном ПЗС VersArray 512UV. Небольшое количество измерений в полосе *V* было получено на Звенигородской обсерватории ИНАСАН с автоматическим телескопом Celestron RASA 11" и приемником ZWO ASI 6200 MM Pro.

Наблюдения проводились в 2008–2024 гг. Журнал наблюдений с указанием обсерваторий, использовавшейся аппаратуры и количества измерений приведен в табл. 1.

Обработка кадров ПЗС-матриц проводилась с помощью программы Maxim DL 5, в качестве основной звезды сравнения при ПЗС наблюдениях была использована GSC 3964 465 ($V = 10.5^m$, $B - V = 0.57^m$), расположенная на угловом расстоянии $4.6'$ от переменной.

Хотя показатели цвета звезд сравнения и переменной близки, мы все же предприняли те же меры предосторожности для учета цветового эффекта Форбса в наблюдениях, что и в наших предыдущих работах (см., напр., [9]).

Исследуемая звезда довольно яркая, и при наблюдениях на телескопах с апертурой $0.6\text{--}1.0$ м приходится использовать короткие экспозиции, чтобы избежать переполнения приемного регистра матриц. При укорачивании экспозиций теряется точность измерений. Чтобы этого не происходило, мы увеличили число повторных измерений в конкретной полосе: в *B* делалось 2 экспозиции по 15 с, в *V* — 5 экспозиций по 3–5 с, в *R* — 5 экспозиций по 1–1.5 с, в *I* — 3 экспозиции по 6–8 с. В полосе *U* экспозиции доходили до 60 с. Увеличение общего времени накопления сигнала позволило минимизировать влияние атмосферных мерцаний. Раздробленные таким образом экспозиции при последующей обработке усреднялись и приводились к среднему времени измерения. Точность усредненного измерения в полосах *B*, *V*, *R*, *Rc*, *Ic* составила $\pm(0.004 - 0.006^m)$, в полосе *I* — $\pm(0.008^m - 0.010^m)$, и в полосе *U* — $\pm 0.015^m$. Условия наблюдений почти

Таблица 1. Журнал наблюдений

Год	JD2400000+	<i>N</i>	Телескоп и приемная аппаратура
2008	54831	125	Цейсс-600, Словакия, ФЭУ Hamamatsu R2949S, <i>UBVRc</i>
2008	54832	48	"
2012	56131	507	Цейсс-600, Словакия, ПЗС G4-9000, <i>BVRcIc</i>
2016	57551	3644	Цейсс-1000, Симеиз, ПЗС FLI PL 09000, <i>BVRcIc</i>
2016	57561	1517	"
2018	58283	371	Цейсс-600, Симеиз, ПЗС VersArray 512UV, <i>UBVRI</i>
2018	58293	615	Цейсс-1000, Симеиз, ПЗС FLI PL 09000, <i>BVRcIc</i>
2018	58338	410	Цейсс-600, Симеиз, ПЗС VersArray 512UV, <i>UBVRI</i>
2018	58343	623	"
2018	58348	380	"
2018	58358	425	"
2020	59135	414	"
2020	59160	373	"
2021	59394	368	"
2021	59494	34	Celestron RASA11", Звенигородская обсерватория ИНАСАН, ZWO ASI 6200 MM Pro, <i>V</i>
2024	60485	499	Цейсс-1000, Симеиз, ПЗС FLI PL1 6803, <i>BVRcIc</i>
2024	60490	912	Цейсс-1000, Симеиз, ПЗС FLI PL1 6803, <i>BVRcIc</i>
2024	60495	361	Цейсс-1000, Симеиз, ПЗС FLI PL1 6803, <i>V</i>

Примечание. *N* – количество измерений.

всегда были хорошими, в случаях небольшой облачности наблюдения усреднялись так, чтобы точность среднего была не хуже $\pm 0.006^m$. Количество усредненных кадров при этом могло достигать до 20, таких точек немного. Несколько сильно уклоняющихся точек (отбросы) были исключены из окончательного массива данных, который составил 11 172 измерений, из них 3003 точки получено в *V*, см. табл. 1.

Все наблюдения доступны в базе данных CDS через анонимный ftp¹ или на их сайте². Образец представлен в табл. 2. В первом столбце приведена юлианская гелиоцентрическая дата наблюдения, отнесенная к середине экспозиции, во второй – звездная величина объекта.

Помимо собственных наблюдений, в данном исследовании был использован массив данных TESS [10], который для V839 Сер состоит из двух наблюдательных циклов длительностью 53 и 58 суток, разделенных тремя годами. Обычно в обоих циклах измерения идут с интервалом

Таблица 2. Таблица индивидуальных наблюдений (образец)

JD _{hel}	Зв. величина
<i>U</i>	
2454831.23902	0.1338
2454831.24986	0.1597
2454831.26746	0.1803
2454831.28304	0.1787
2454831.29371	0.1893

2 минуты, некоторые имеют скажность 4 минуты, но таких измерений немного. Всего доступно 70 653 измерений TESS.

Была использована разработанная нами методика наблюдений и редукции данных, подробно описанная в наших предыдущих работах [11, 12, 13, 14, 15].

3. ЗВЕЗДНЫЕ ВЕЛИЧИНЫ И МЕЖЗВЕЗДНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ

Для определения температур компонентов V839 Сер необходимо с максимально возможной

¹ cdsarc.u-strasbg.fr (130.79.128.5)

² https://cdsarc.cds.unistra.fr/viz-bin/cat/J/other/ARep/68.886

точностью определить показатели цвета исследуемой звезды, ее величины в полосе V и значение межзвездного поглощения. Соответствующие наблюдения были произведены на нескольких обсерваториях.

Сначала V839 Сер была привязана к фотометрическому стандарту на обсерватории Астрономического института Словацкой Академии Наук в Старой Лесне в фотометрической системе близкой к $UBVR$ Джонсона-Моргана (см. табл. 1). В качестве основного стандарта была взята звезда HD 200205, которая расположена на угловом расстоянии $31'$ от исследуемой области. Ее величины имеются в каталогах ГАИШ [16] и Мермильо и др. [17], для привязки были взяты средние значения этих двух источников, а также данные SIMBAD. При этом величины UBV из системы каталога ГАИШ были пересчитаны в UBV Джонсона-Моргана. Обычно считается, что величины B , V каталога ГАИШ близки к стандартным, но это не так. Для красных звезд разница особенно заметна.

Другая привязка была сделана на обсерватории ИНАСАН в Симеизе с помощью телескопа Цейсс-600 и $UBVRI$ фотометра с ПЗС VersArray 512UV. В качестве стандарта была выбрана звезда 107 473 = GSC 5017 35 из работы Моффета и Барнса [18]. Хотя данная звезда экваториальная и далеко отстоит от переменной, наша равновысотная привязка оказалась весьма точной и отлично совпала с измерениями, выполненными в Словакии.

Также в одну из ночей переменная была привязана к одному из стандартов, которые используются нами при наблюдениях объекта SS 433, GSC 471 1662 = № 4 [19]. Величины этой звезды мы надежно определили в работе [20]. Привязки к двум экваториальным стандартам дали нам величины V839 Сер в полосе I , недоступной при наблюдениях с фотоумножителями.

Полученные инструментальные $UBVRI$ -величины мы пересчитали в стандартную систему Джонсона-Моргана и усреднили. Результаты представлены в табл. 3 и отображены на рис. 1–3 в виде косых крестиков. Также в этой таблице приведены величины звезд сравнения и стандартной звезды HD 200205. Эти величины HD 200205 гораздо более надежны, чем те, что приведены в каталогах ГАИШ [16] и Мермильо и др. [17].

Величины в системе Казинса, R_c , I_c были получены из наших величин R , I путем пересчета по формулам из работы Тейлора [22]: $V - R_c = 0.286 \pm 0.020^m$, $R_c - I_c = 0.318 \pm 0.020^m$.

Для получения звездных величин переменной нужно к индивидуальным наблюдениям из табл. 2 прибавить величины на плато из табл. 3.

С помощью двухцветной диаграммы $\{U - B, B - V\}$ (рис. 1), было определено значение межзвездного поглощения $E(B - V) = 0.61 \pm 0.01^m$. Эта величина превышает значение из обзора [23]: $E(B - V) = 0.45^m \pm 0.03$. Можно говорить об избыточном поглощении, как это было определено нами ранее для молодой затменной звезды с эллиптической орбитой V2544 Cyg [24]. Данные о межзвездном поглощении из каталога, представленные в [23], непрерывно обновляются, и в настоящее время значения, полученными нами ранее для GG Ori [25] и V944 Сер [26], значительного расхождения с каталогом не показывают. Ранее мы считали, что все эти звезды тоже имеют избыточное поглощение, но, похоже, это не так, имеет место клочковатая структура межзвездных облаков на луче зрения, а не поглощение в околозвездных оболочках. О клочковатой структуре говорит то, что близкие по угловому расстоянию к GG Ori и V944 Сер окрестные звезды также были

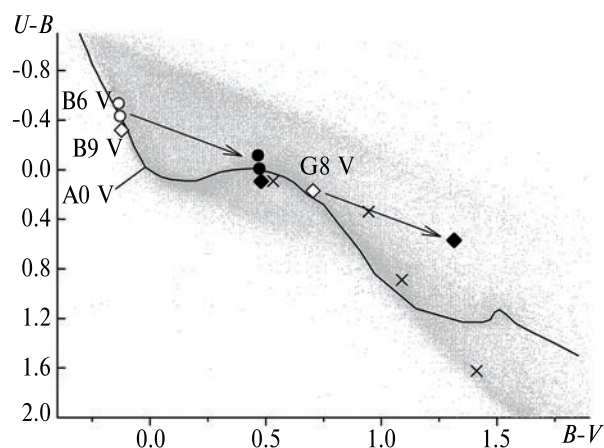


Рис. 1. Двухцветная диаграмма $\{U - B, B - V\}$. Черные кружки — показатели цвета компонентов "А". Черные ромбики — показатели цвета компонентов "В". Пустые кружки и пустые ромбики — индивидуальные показатели цвета, исправленные за межзвездное покраснение (показано стрелками). Сплошная линия соответствует нормальным показателям цвета звезд пятого класса светимости согласно данным Страйжиса [21]. Серый фон — данные каталога [17]. Косые крестики — звезды сравнения.

Таблица 3. Звездные величины V839 Cep на плато и звезд сравнения в системе Джонсона

Звезда	V	$U - B$	$B - V$	$V - R$	$R - I$	Примечание
V839 Cep	9.639	-0.040	0.473	0.428	0.336	Переменная, плато, "А" + "В"
	0.002	0.014	0.004	0.007	0.008	
V839 Cep, A_{pri}	10.459	-0.115	0.468	0.402	0.314	Главный компонент "А"
	0.009	0.025	0.007	0.015	0.020	
V839 Cep, A_{sec}	10.781	-0.006	0.473	0.441	0.340	Вторичный компонент "А"
	0.009	0.025	0.020	0.015	0.025	
V839 Cep, B	11.498	0.111	0.486	0.470	0.381	Компонент "В"
	0.012	0.025	0.020	0.015	0.025	
HD 200205	5.529	1.623	1.412	1.051	—	Стандарт при привязке
	0.007	0.009	0.004	0.004	—	С ФЭУ
GSC 3964 465	10.468	0.093	0.532	0.504	0.268	Звезда сравнения при ПЗС наблюдениях
	0.007	0.014	0.005	0.008	0.012	
GSC 3964 373	10.980	0.338	0.944	0.960	0.850	Контрольная звезда при ПЗС наблюдениях
	0.009	0.017	0.016	0.009	0.011	

Примечание. Ниже после каждого среднего значения приведена его погрешность.

измерены и показали значительно меньшее поглощение.

Полученные с учетом межзвездного поглощения и блеска оптического спутника показатели цвета дают нам возможность с помощью таблиц Флауэра [27] и Поппера [28] определить температуру звезд-компонентов. При этом мы ориентировались на калибровки Флауэра, калибровки Поппера использовались для контроля.

Средние показатели цвета каждого из компонентов были определены после решения кривых блеска, и они также представлены на рис. 1 и в табл. 3. Компоненты хорошо разделились по показателю цвета $U - B$, как это и должно быть для звезд спектральных классов более ранних, чем A0. А вот по показателю цвета $B - V$ все компоненты, кроме вторичного компонента затменной звезды "В", оказываются приблизительно одинаковыми. С одной стороны, можно искать причину такой ситуации в отличиях химического состава компонентов, а с другой, разница $B - V$ для звезд спектральных классов от B6 до B9 мала и ситуация может быть объяснена небольшой неточностью определения относительного блеска компонентов из кривых блеска B и V . Относительный блеск определяется из решений кривых блеска наименее точно по сравнению с точностью других параметров модели. При определении величины межзвездного поглощения мы ориентировались на главный компо-

нент затменной звезды V839 Cep "А". Он самый яркий и ошибки для него наименьшие. Температуры других компонентов определялись относительно него из условия равенства расстояния до всех звезд. Мы считаем, что в пределах ошибок определения относительного блеска, противоречий в наших наблюдениях и решениях нет. Дальнейшее накопление наблюдательных данных могло бы увеличить точность определения показателей цвета компонентов, но особого значения это не имеет, так как достигнутая точность уже соизмерима с ошибками калибровки показателя цвета по температуре.

4. ФИЗИЧЕСКАЯ ПЕРЕМЕННОСТЬ V839 CEP

В предыдущей нашей статье, посвященной V839 Cep, в которой были представлены результаты анализа наших первых наблюдений объекта, была заподозрена физическая переменность V839 Cep. После того, как выяснилось, что в реальности звезда состоит из двух затменных звезд и была определена эфемерида для затмений второй звезды, оказалось, что главный минимум, представленный в нашей первой статье [7, рис. 1], искажен наложением на него затмения в звезде "В" и не связан с физической переменностью компонентов звезды "А". Тем не менее, после внимательного рассмотрения поведения звезды вне минимумов по данным TESS было обнару-

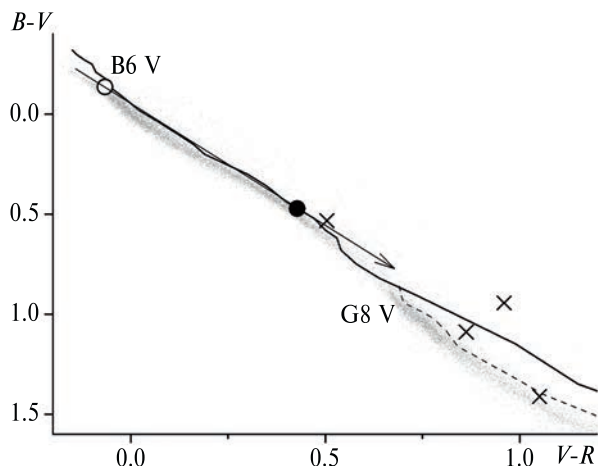


Рис. 2. Двухцветная диаграмма $\{B - V, V - R\}$. Черный кружок — показатели цвета V839 Сер. Пустой кружок — показатели цвета V839 Сер, исправленные за межзвездное покраснение (показано стрелкой). Серыми точками показаны данные каталога ГАИШ [16]. Сплошная линия соответствует нормальным показателям цвета звезд пятого класса светимости согласно [21]. Она лежит выше данных ГАИШ из-за отличия в калибровках ГАИШ и системы Джонсона. Косые крестики — звезды сравнения.

жено, что компоненты звезды “А” переменны, правда с очень небольшой амплитудой. Это хорошо видно из графика на рис. 4. Из него можно заключить, что в системе отсутствуют эффекты близости, но картина поведения звезды между минимумами весьма запутана. Мы предприняли специальное исследование для того, чтобы разобраться с физической переменностью V839 Сер. Начали с того, что из данных TESS были исключены все участки кривой блеска, где присутствуют минимумы обоих визуальных компонентов “А” и “В”. По оставшемуся массиву наблюдений, состоящему приблизительно из 52 тыс. точек, с помощью нашей программы [29] был проведен поиск периодов. Было выделено два наиболее значимых периода, близких к 1.2 и 0.97 суток. После вычитания из исходных данных синусоид с найденными периодами пульсации не ушли. Поэтому массив данных был исправлен за синусоидальными пульсациями с этими двумя периодами и снова была запущена программа поиска. Это привело к обнаружению еще двух периодов: 1.015 и 1.35 суток. Их амплитуды меньше. Свертки наблюдений с найденными периодами представлены на рис. 5. Из каждой фазовой кривой сопутствующие периоды вы-

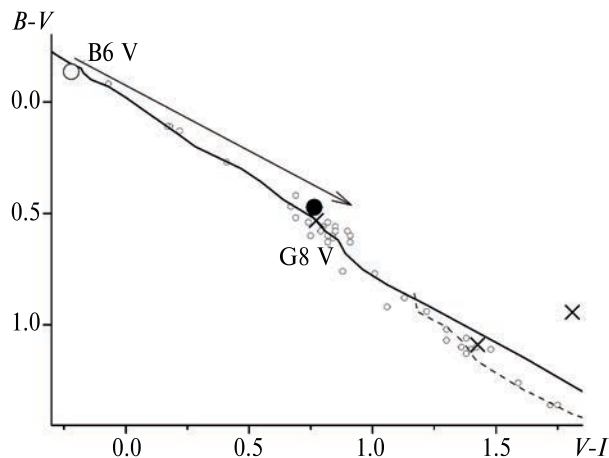


Рис. 3. Двухцветная диаграмма $\{B - V, V - I\}$. Черным кружком показано положение V839 Сер. Пустой кружок — показатели цвета V839 Сер, исправленные за межзвездное покраснение, которое показано стрелкой. Сплошная линия соответствует нормальным показателям цвета звезд пятого класса светимости согласно [21]. Пустые кружки — данные M67 так же, как и в [34] на рис. 4 и 5.

чтены. Остаточный разброс примерно одинаков для всех периодов и равен $\pm 0.0028^m$. Это хуже индивидуальной точности наблюдений TESS, которую мы определили по разбросу наблюдений в индивидуальные ночи как $\pm 0.0010^m$ (см. рис. 6). На этом же рисунке показана аппроксимация некоторых индивидуальных ночей четырьмя найденными периодами. Формула для аппроксимации пульсаций следующая:

$$\begin{aligned} \text{Mag}_{TESS} &= \sum A_j \sin(2\pi\phi), \\ \phi &= (JD_{obs} - JD_j) / P_j, \end{aligned} \quad (1)$$

где j меняется от 1 до 4. Параметры пульсаций, входящие в данную формулу, представлены в табл. 4. За нулевую фазу принято начальное значение синуса в шкале звездных величин. Все четыре периода присутствуют в среднем, иногда некоторые из них исчезают, амплитуды пульсаций тоже меняются. Полностью удалить пульсации из всего наблюдательного ряда аппроксимацией из четырех периодов не удастся, разложение в ряд Фурье имеет количество членов большее четырех. Данные табл. 4 были использованы при решении кривых блеска с тем отличием, что амплитуды пульсаций при решении были другими. В таблице указаны амплитуды переменности в долях общего блеска звезды, а при решении амплитуды соответствуют

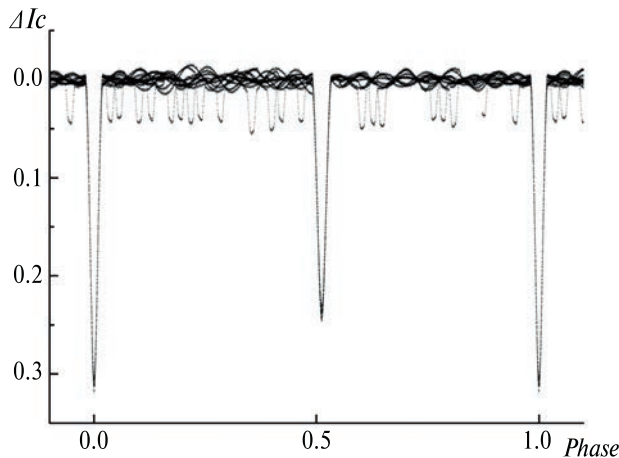


Рис. 4. Наблюдения в полосе TESS (I_c), свернутые с периодом обращения компонента “А” ($P = 9.9633^d$). Видны хаотично расположенные главные минимумы компонента “В”. Пульсации не исправлены.

изменению блеска конкретного пульсирующего компонента в долях именно его блеска.

Кроме того мы исследовали вопрос о принадлежности периодов тому или иному компоненту. Из рассмотрения графика наблюдений TESS в главных минимумах звезды “В” видно, что переменность в минимуме не исчезает и остается той же амплитуды, что и вне минимумов. Это можно видеть на рис. 4, 7. Это означает, что компонент “В” переменным быть не может. Остаются оба компонента затменной звезды “А”. Переменным мог быть каждый из них. Рассматривая графики изменений блеска внутри главного и вторичного минимумов компонента “А”, мы сравнивали, как менялся разброс вблизи дна минимума при вычитании из наблюдений пульсаций с тем или иным периодом. В главном минимуме уменьшение разброса должен давать учет периодов, соответствующих пульсациям вторичного компонента, а во вторичном минимуме наоборот. Таким образом была определена принадлежность различным компонентам

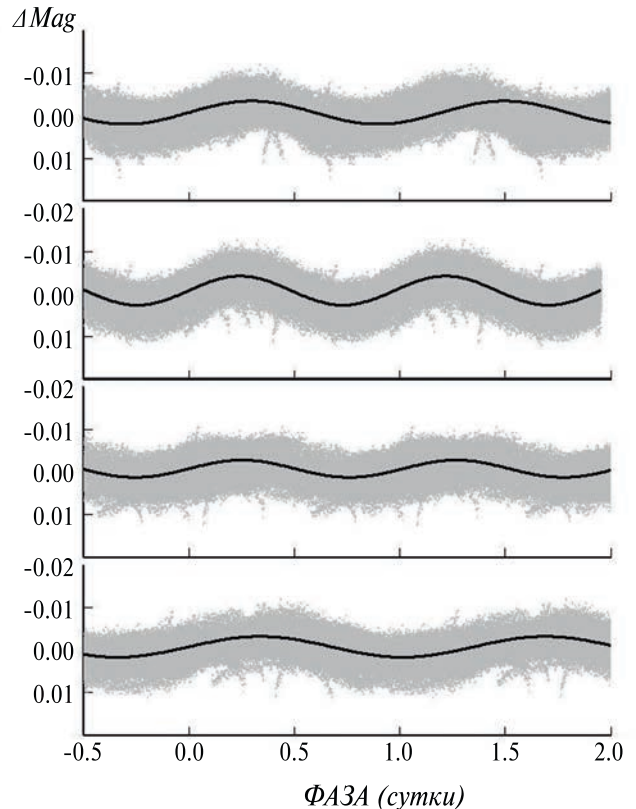


Рис. 5. Пульсации на плато, свернутые с каждым из найденных периодов, сверху вниз, P_1, P_2, P_3, P_4 из табл. 4. Остаточные уклонения после вычета всех представленных периодов $\sigma = 0.0028^m$.

пульсаций с периодами, обозначенными в табл. 4. Соответствие периодов подтвердилось впоследствии при решении кривых блеска, где формула (1) была использована при поиске решения.

Полученные из показателей цвета V839 Сер температуры указывают на возможную принадлежность ее компонентов к звездам типа β Цефея “BC”, либо медленных пульсирующих переменных типа β Цефея “SBC” в обозначениях ОКПЗ [30]. На диаграмме Герцшпрунга-Рессела, представленной в работе Де Ката [31, рис. 1], оба

Таблица 4. Данные о физических пульсациях блеска V839 Сер по наблюдениям TESS

Параметр	$j = 1$	$j = 2$	$j = 3$	$j = 4$
$E_{p_j}, 2400\,000 +$	58 744.874	58 745.020	58 714.7276	58 715.071
A_j^m	0.00273	0.00341	0.00203	0.00245
P_j , сутки	1.19698	0.97484	1.015125	1.352014

Примечание. Пульсации $j = 1, 4$ соответствуют вторичному компоненту V839 Сер “А”; $j = 2, 3$ – главному.

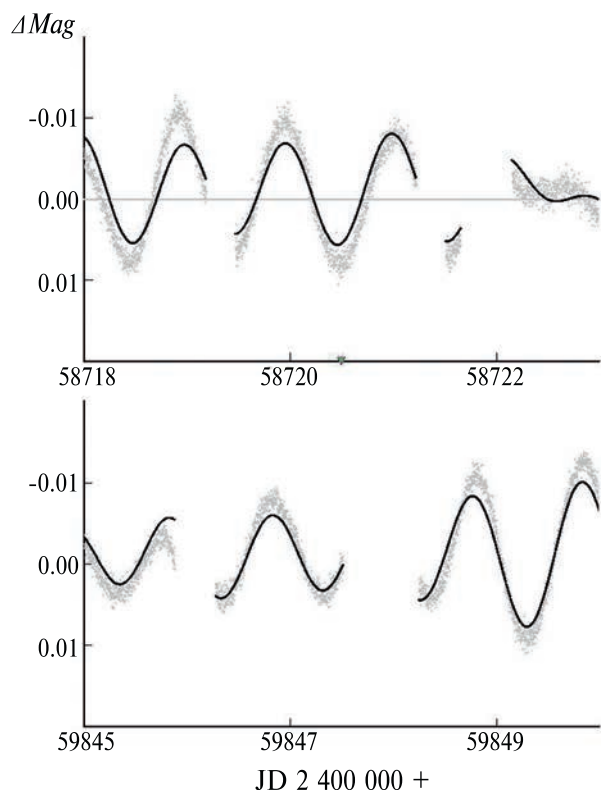


Рис. 6. Пример физической переменности в течении JD 2458718 – 2458723 (вверху) и JD 2459845 – 2459850 (внизу). Точность отдельного измерения составляет $\sigma = 0.0010^m$. Сплошной линией показан теоретический ход изменений блеска в соответствии с найденными параметрами пульсаций.

компонента попадают в область нестабильности для звезд указанных типов переменности. Согласно ОКПЗ, звезды типа SBC часто пульсируют с двумя периодами, каждый из которых близок суткам. Именно это мы и наблюдаем. Так что следует считать типом переменности для обоих компонентов V839 Cep “A” SBC.

V839 Cep в данном отношении оказалась похожей на затменные переменные с быстрым апсидальным вращением AS Cam [32] и V957 Cep [9].

Пульсации были включены в программу поиска решений кривых блеска в виде:

$$\begin{aligned} L_1 &= L_{1\text{mean}} \left(1 + A_2 \sin(2\pi(T - Ep_2) / P_2) + \right. \\ &\quad \left. + A_3 \sin(2\pi(T - Ep_3) / P_3) \right), \\ L_2 &= L_{2\text{mean}} \left(1 + A_1 \sin(2\pi(T - Ep_1) / P_1) + \right. \\ &\quad \left. + A_4 \sin(2\pi(T - Ep_4) / P_4) \right). \end{aligned} \quad (2)$$

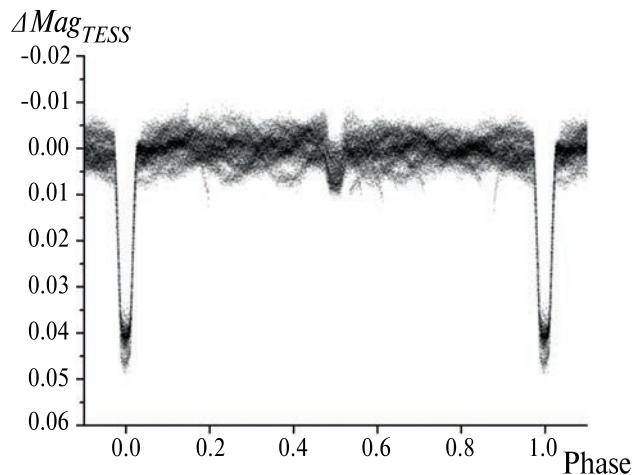


Рис. 7. Наблюдения TESS компонента V839 Cep “B”, свернутые с периодом $P = 4.075^d$. Затмения компонента “A” исключены, пульсации исправлены. Видно, что остаточные колебания сохраняются.

Значения параметров приведены в табл. 4. Величины A_j практически совпадают с приводимыми в этой таблице значениями A_j^m , T — юлианская дата наблюдения.

5. РЕШЕНИЕ КРИВЫХ БЛЕСКА V839 CEP “A”

Все имеющиеся в нашем распоряжении кривые блеска в полосах *UBVRcIcI* были независимо решены и дали примерно одинаковые результаты. Основная трудность состояла в определении правильного соотношения радиусов компонентов. В нашей первой работе мы выбрали решение, в котором вторичный компонент больше по размерам, чем главный. Для такого выбора были свои основания. Дно минимума в эмпирической зависимости невязок от отношения радиусов компонентов плоское, особенно в случае близких по характеристикам звезд, (см., напр., [33, рис. 5]). Более того, температура вторичного компонента в первом нашем исследовании ошибочно получалась более высокой.

Новые наблюдения, особенно в ультрафиолетовом диапазоне, показали, что в реальности температура главного компонента заметно выше температуры вторичного. Дно минимума невязок по-прежнему оставалось плоским — обратные размеры компонентов одинаково хорошо удовлетворяли кривым блеска во всех фотометрических полосах. Но так как поверхностная яркость, а значит и температура

главного компонента, во всех решениях получалась более высокой, то логично было предположить, что и размеры его должны быть больше. Изредка встречаются обратные случаи. Если главный компонент в какой-нибудь двойной системе значительно массивнее вторичного, то в ходе более быстрой эволюции его температура может оказаться меньше или равной температуре вторичного. Это имеет место, например, в системе V1103 Cas [34] и системах NS Dra и EQ Vul [35]. В данном случае это не так: компоненты близки друг другу по всем параметрам, и логично ожидать, что главный, более массивный компонент имеет большие размеры.

Самыми точными и многочисленными оказались наблюдения TESS [10]. Их точность, $\pm 0.0010^m$, выше, чем у наших наиболее точных наблюдений в полосе B , $\pm 0.0065^m$. К тому же, количество наблюдательных точек TESS в минимумах в три раза превышает наши самые многочисленные наблюдения в полосе V . Таким образом, за основу при решении кривых блеска мы приняли наблюдения TESS. Наши собственные $UBVRcIcI$ наблюдения служили дополнительной проверкой полученной модели, а также основой для определения температур компонентов по показателям цвета.

При поиске решения наблюдений TESS пришлось ввести дополнительные параметры, а именно, пульсации компонентов (см. выше), а также поправки к внезатменному блеску системы. Оказалось, что введение этих параметров существенно уменьшает ошибки решения. Параметры пульсаций мы считаем неизменными на всем периоде наблюдений TESS, а поправки блеска пришлось брать разными для каждой даты наблюдений. Это объясняется неполным учетом физических колебаний блеска компонентов и инструментальными ошибками наблюдений TESS.

Решение искалось в рамках модели двух шаровых звезд, обращающихся по эллиптической орбите [36]. Оно представлено в табл. 5, столбец “А”. Третий свет также был включен в поиск. Линейные коэффициенты потемнения к краю из решения не определяются, они фиксировались исходя из их теоретических значений [37]. График хода остатков $O - C$ в зависимости от отношения радиусов компонентов $k = r_2 / r_1$ представлен на рис. 8. Он имеет хотя и неглубокий, но

выраженный минимум. Радиус более яркого компонента действительно получается больше.

Как обычно, процесс поиска решений был итерационным. По мере уточнения параметров менялись температуры и размеры компонентов, а следовательно, и коэффициенты потемнения к краю. Также менялись поправки уровня блеска на даты наблюдений. Затем процесс решения повторялся. На каждом этапе итераций полученные параметры применялись к каждой имеющейся $UBVRcIcI$ кривой блеска, и из них определялся относительный блеск компонентов в каждой фотометрической полосе. Новые значения показателей цвета давали новые значения температуры и ускорения свободного падения на поверхности, что позволяло уточнить коэффициенты потемнения к краю. В разных фотометрических полосах требовалось каждый раз от трех до десяти итераций новых поправок для нахождения окончательного значения относительного блеска. С новыми значениями коэффициентов потемнения мы снова заходили в решение TESS. Всего потребовалось четыре таких прогона, прежде чем мы пришли к окончательному решению, представленному в табл. 5, 6.

На рис. 9 представлены неисправленные за пульсации наблюдения TESS в минимумах (верхняя панель), а ниже приведены остаточные отклонения всех имеющихся наблюдений от полученной модели. Наблюдения в Rc , Ic показывают заметные систематические отклонения, вероятно это связано с тем, что в связи с кратностью периода суткам эти наблюдения, в основном, получены в две последовательные ночи и включают два выхода из вторичного минимума, которые могли быть искажены наличием пятен на поверхности вторичного компонента. Возможные систематические отклонения в других наблюдениях хорошо усреднены за счет большого количества наблюдений, более равномерно распределенных по фазам орбитального цикла.

Важное уточнение: при определении температур по ходу итераций, мы ориентировались на температуру главного компонента; температура вторичного, полученная из его вновь определенных показателей цвета, определялась из условия равенства расстояний до компонентов. В пределах ошибок определения значения,

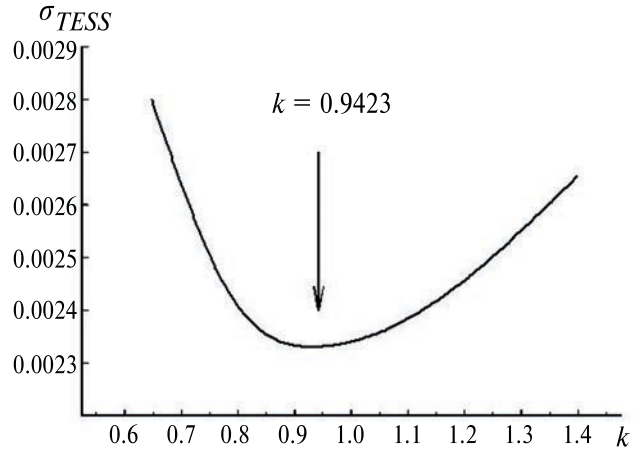
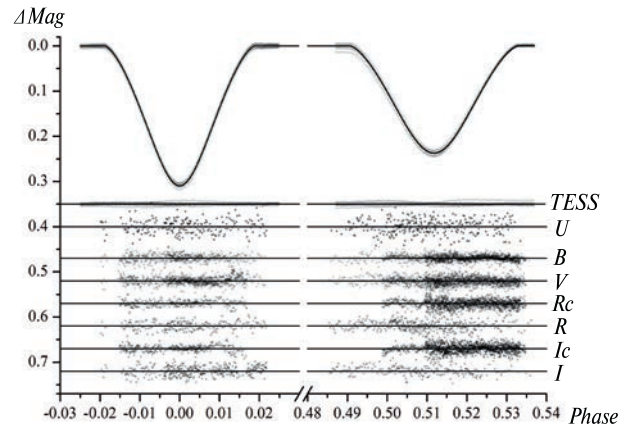
Таблица 5. Элементы, полученные из решений кривых блеска TESS

Параметр	“А”	“В”
JD 2400 000 +	58 343	58 713
r_1	0.0694(7)	0.1212(2)
r_2	0.0654(7)	0.0519(1)
$i, ^\circ$	87.14(2)	89.99(10)
e	0.0707(3)	0.0
$\omega, ^\circ$	74.89(5)	—
L_1	0.4550(9)	0.1853(3)
L_3	0.1875(2)	0.8125(2)
J_2/J_1	0.8896(9)	0.1291(9)
u_1	0.245	0.285
u_2	0.264	0.47
N	7060	8511
σ_{o-c}^m	0.00233	0.00135

полученные обоими способами, совпадали. Показатель цвета $B - V$ главного компонента оказался меньше вторичного на 0.005^m , в то время как определяемые из условия равенства расстояний температуры говорят о необходимости большей разности. Главный компонент должен иметь показатель цвета $B - V$ меньше на 0.03^m , чем показатель цвета вторичного. Мы не считаем такое расхождение существенным, оно находится в границах точности измерений (см. табл. 3). Отличие других показателей цвета компонентов V839 Сер “А” укладывается в найденную разность температур. Кроме того, сами калибровки могут иметь соизмеримую неточность в привязке показателей $B - V$ к температурам. Например, недостаток металлов приводит к уменьшению показателя цвета, что в таблицах Флауэра не отражено.

Значение третьего света из решения TESS оказалось равным $L_3 = 0.187$, что не критично отличается от приведенного выше значения светимости оптического компонента “В” $L_3 = 0.16$ (см. раздел 3). Противоречия нет.

Полученное решение для данных TESS кардинально не отличается от полученных независимо решений для других фотометрических полос. Нет смысла приводить здесь все эти решения, их ошибки больше. Но наша многоцветная фотометрия позволила решить следующую задачу.

**Рис. 8.** Ход остаточных уклонений $O - C$ решения кривой блеска TESS для компонента “А” в зависимости от отношения радиусов $k = r_2 - r_1$.**Рис. 9.** Наблюдения TESS в полосе Ic в главном (слева) и вторичном (справа) минимумах (верхняя панель). Ниже представлены уклонения $O - C$ наблюдаемых точек от модельных кривых для всех фотометрических полос. Масштаб по вертикали одинаков для всех полос наблюдений, что дает наглядное представление как о точности наблюдений, так и о соответствии их найденной модели. Видно, что разброс во вторичном минимуме имеет небольшие остаточные систематические уклонения.

Взяв за основу решение кривой блеска TESS, мы вновь решили все имеющиеся кривые блеска, варьируя при этом только доли относительного блеска каждого из компонентов. Результат представлен в табл. 6. Ход относительных светимостей с увеличением длины волны наблюдений плавный и соответствует принятым из калибровок Флауэра [27] температурам. Данные этой таблицы подтвердили то, что фотометрическая полоса

Таблица 6. Относительные светимости компонентов “А” во всех фотометрических полосах

Фотом. полоса	Параметр				
	L_{1mean}	L_3	J_2 / J_1	N	σ_{o-c}^m
TESS	0.4550(5)	0.1875(5)	0.8896(3)	7060	0.0023
U	0.5061(9)	0.1553(9)	0.7640(9)	518	0.0157
B	0.4721(8)	0.1784(9)	0.8454(9)	2468	0.0065
V	0.4701(9)	0.1805(9)	0.8470(4)	3084	0.0079
Rc	0.4579(9)	0.1883(9)	0.8757(6)	1907	0.0081
R	0.4588(9)	0.1877(9)	0.8771(7)	687	0.0090
Ic	0.4514(8)	0.1890(8)	0.9036(6)	1897	0.0082
I	0.4494(9)	0.1957(7)	0.8989(9)	659	0.0092

Примечание. $L_{2mean} = 1 - L_{1mean} - L_3$.

TESS близка фотометрической полосе Ic системы Казинса.

Известно, что ошибки решения, полученные методом дифференциальных поправок, получаются существенно заниженными (см., напр., [38]). При вычислении величин ошибок мы воспользовались тем, что в нашем распоряжении имеются восемь кривых блеска, каждой из которых соответствует свой набор параметров. Мы формально посчитали средние значения параметров, вычислили ошибки среднего и взяли их в качестве ошибок определения параметров в табл. 5. Они выше тех ошибок, которые дает метод дифференциальных поправок для наблюдений TESS. При вычислении средних значений вес брался как $\sim (1 / \sigma_{param}^2) \times (1 / \sigma_{o-c}^2) \times N$, где σ_{param} – формальное значение ошибки параметра, которое выдает программа дифференциальных поправок.

Учет пульсаций по формуле (1) уменьшает ошибку решения с 0.0047^m (пульсации не учитываются) до 0.0031^m . Параметры пульсаций, приведенные в табл. 4, удовлетворяют наблюдениям в среднем. Введение индивидуальных поправок в каждую дату наблюдений уменьшило остаточные отклонения $O - C$ до $\pm 0.0023^m$. Предельную точность наблюдений TESS мы оценили в $\pm 0.0010^m$ по шумовым дорожкам в индивидуальные даты наблюдений. Разница между этой величиной и точностью решения 0.0023^m определяет уровень отклонения остающихся физических колебаний от модели с четырьмя периодами.

Также мы заметили странную особенность. А именно, на дне вторичного минимума

обнаруживается наилучшее соответствие наблюдений модели, а вот ветви вторичного минимума показывают отклонения. Кроме того, пульсации лучше устраняются в главном минимуме, чем во вторичном. Можно было бы предположить, что имеется еще один неучтенный период пульсаций вторичного компонента, синхронный с орбитальным периодом звезды, но ситуация, при которой колебания точно пропадают в момент наибольшей фазы частного затмения, маловероятна. Здесь скорее можно предположить присутствие на поверхности вторичного компонента обширных пятен, которые и искажают форму затмения. Причем в некоторых случаях затмения остаются симметричными, а иногда смещаются на чуть более раннее либо позднее время. Такая ситуация может возникнуть, если связанное с поверхностью спутника пятно меняет свое положение от затмения к затмению. Проще всего предположить, что осевое вращение спутника, определяющее положение пятна, не полностью синхронно с орбитальным вращением. В главном минимуме эффект меньше. Уровни блеска в главном минимуме немного варьируются, именно так и должно быть при наличии или отсутствии пятна на спутнике. Есть несколько минимумов, где блеск главного компонента в затмении испытывает внезапные изменения. Это можно объяснить уходом пятна на диске спутника за его край по ходу его прохождения по диску главного компонента.

Наличие пятен на поверхности затменных звезд спектральных классов В уже было предположено нами в работе [9]. Мы пока воздержимся от моделирования пятен на поверх-

ности звезд. Решение мы приводим для средней кривой блеска, в которой изменения блеска от пятен, как мы надеемся, усреднено. Нас в первую очередь интересуют фундаментальные параметры модели, такие как размеры звезд, их температуры и массы. Только построив точную модель можно в дальнейшем попытаться проследить миграцию пятен по поверхности звезды. Косвенно на возможную асинхронность осевого вращения звезд указывает и отличие наблюдаемого апсидального вращения от теоретического значения. При этом наблюдаемое значение превышает теоретическое, что, опять же косвенно, указывает на примерную параллельность осей вращения компонентов и орбиты. Ведь при ускоренном вращении компонентов, если наклонить ось вращения звезды, апсидальное вращение замедляется, компенсируя прибавку.

6. РЕШЕНИЕ КРИВОЙ БЛЕСКА V839 SER “B”

Исправленные за пульсации данные TESS, свернутые с периодом обращения компонента “B”, приведены на рис. 7. Отклонение от среднего уровня составляет $\pm 0.0028^m$. Из этого рисунка видно, что пульсации вычитаются не идеально. Амплитуды пульсаций при постоянстве периодов меняются. Кроме того, видны довольно сильно выпадающие из общего массива “хвосты”. Наиболее вероятной причиной их появления является аппаратная ошибка TESS, ведь данная систематика появляется обычно либо в начале, либо в конце суточного наблюдательного цикла TESS. Так в одну из дат наблюдения в главном минимуме пошли вверх. Эти наблюдения были нами отброшены. В принципе, можно было бы удалить из массива данных и остальные выпадающие хвосты, но мы этого делать не стали. Отклонения не столь велики и хотя немного портят картину физической переменности, устранение их из общего массива данных будет в некотором смысле суб-эктивным. Поэтому такие отклонения будут нами рассматриваться как добавка к случайным ошибкам наблюдений.

Результаты решения кривой блеска для компонента V839 Сер “B” приведены в третьем столбце табл. 5 “B”. Так как орбита звезды круговая, то из поиска решения были исключены долгота периастра и эксцентриситет. Наблюдения в минимумах приведены на рис. 10. Под графиком

изменения блеска показаны отклонения $O - C$ наблюдаемых точек от модельной кривой. Суточные поправки были включены в поиск решения, полученная средняя кривая блеска уклоняется от решения всего лишь на $\pm 0.00135^m$. Столь значительное улучшение точности показывает, сколь важен учет поправок. Основной причиной их появления в данном случае является физическая микропеременность звезд. Нестабильность аппаратуры тоже вносит свой вклад. Разделить эти две причины ошибок сложно. Большого значения, какая именно причина, звезда или аппаратура оказывает влияние, для решения не имеет.

С помощью найденной модели были получены моменты минимумов блеска наложением модельной кривой на индивидуальные наблюдения в конкретную дату. Моменты приведены в табл. 7. В первом столбце приведен индивидуальный момент минимума, во втором — остаточное отклонение от линейной эфемериды, вычисленной методом наименьших квадратов на основании данных табл. 7:

$$\text{Min}I = \text{HJD}2459870.5119(5) + 4.075003(2)^d \times E, \quad (3)$$

$$\phi\Pi = 0.5.$$

В среднем остаточные отклонения для индивидуального момента минимума равны $\pm 0.0015^d$, и это слишком большая величина для используемой нами методики [39], и весьма точных наблюдений TESS. Но следует учитывать, что в системе присутствуют пульсации и пятенная переменность, полностью учесть которые пока не удастся. В целом полученную точность определения периода в 0.7 с, уравнение (3), для интервала наблюдений TESS в три года, можно считать удовлетворительной. Если в дальнейшем окажется возможным получать наблюдения такой же точности, можно будет использовать данные нашей табл. 7 в качестве начальной эпохи для последующего поиска невидимых спутников или экзопланет.

7. АБСОЛЮТНЫЕ ПАРАМЕТРЫ V839 SER, СРАВНЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ НАБЛЮДЕНИЙ С ТЕОРИЕЙ

Для V839 Сер отсутствуют спектральные наблюдения высокого разрешения, которые позволили бы построить кривую лучевых скоростей и непосредственно определить массы компонентов. Это затрудняет точное определение

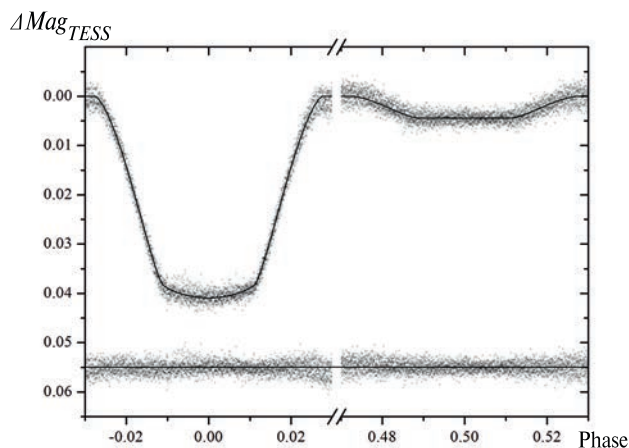


Рис. 10. Левая половина рисунка – наблюдения TESS компонента “В” в главном минимуме, справа – во вторичном. Ниже представлены отклонения $O - C$ наблюдаемых точек от модельной кривой. Пульсации вычтены в соответствии с найденными в данной работе параметрами компонента “А”. Остаточное отклонение отдельного измерения, исправленного за поправки уровня и пульсации, $\sigma = 0.00135''$.

абсолютных параметров. Единственные параметры V839 Сер, известные из других наблюдений, это параллакс Gaia DR3 $\pi = 0.0027(1)''$ и спектр В8, указанный в базе данных SIMBAD. Полученные нами из решения кривых блеска показатели цвета хорошо соответствуют указанному спектру, но вот значение фотометрического параллакса оказалось почти на одну треть меньше. Вероятно, на определение параллакса спутником Gaia сильно влияет оптическая двойственность V839 Сер. Такой эффект нами уже замечался при наблюдении других затменных звезд, являющихся компонентами оптических пар. Например, для звезды V680 Моп, также имеющей оптический спутник, параллакс уменьшился от $0.0025''$ (Gaia DR1) до $0.0016''$ (Gaia DR3), но все еще превышает найденное нами значение $0.0011''$ [40].

С помощью косвенного метода, описанного впервые в работе [41] и более подробно в статье [42], мы определили абсолютные характеристики звезд-компонентов. Результаты приведены в табл. 8. За основу были взяты температуры, полученные в соответствии с калибровками Флауэра [27].

Поместив полученные абсолютные данные на эволюционные графики $\lg g$ от $\lg T$ (см. рис. 11) и $\lg L$ от $\lg T$ (см. рис. 12), мы оценили возраст компонентов. Главный и вторичный компоненты

Таблица 7. Индивидуальные моменты главных минимумов V839 Сер “В”, полученные в данной работе из наблюдений TESS

HJD 2400 000+	ϵ_2 , сутки
58 713.2128	0.0018
58 721.3615	0.0004
58 725.4356	−0.0005
58 729.5100	−0.0011
58 733.5882	0.0021
58 745.8100	−0.0011
58 749.8839	−0.0022
58 753.9608	−0.0003
58 758.0363	0.0003
58 762.1125	0.0015
59 825.6864	−0.0005
59 829.7644	0.0025
59 833.8349	−0.0019
59 841.9870	0.0002
59 850.1391	0.0022
59 854.2116	−0.0002
59 858.2866	−0.0003
59 862.3598	−0.0021
59 866.4379	0.0010
59 870.5128	0.0009
59 878.6600	−0.0019

располагаются на этих диаграммах в диапазоне от 65 до 100 млн лет при солнечном химическом составе. Учитывая больший вес главного компонента, можно отнести систему к возрасту 70 млн лет. Такому возрасту не противоречат и менее уверенные, но вполне достоверно определяемые параметры компонентов затменной звезды “В”. Они обозначены на рис. 11 и 12 незаполненными квадратом и кружком. Теоретические эволюционные расчеты были взяты из работы [43]. При этом полученные нами значения масс немного меньше тех, которые соответствуют их положению на диаграммах. Возможно, это связано с небольшим дефицитом металлов у обоих компонентов звезды “А”, но до получения кривых лучевых скоростей V839 Сер делать какие-либо выводы преждевременно. Отклонения находятся в пределах ошибок определения масс косвенным

методом, а также ошибок температурных калибровок по показателям цвета.

8. ВРАЩЕНИЕ ЛИНИИ АПСИД
V839 CEP “A”

Для измерения скорости апсидального вращения необходимо определить точные моменты минимумов затменной звезды. Чем длиннее будет интервал наблюдений, тем точнее можно определить скорость поворота орбитального эллипса. Основой для определения скорости апсидального вращения при периодах в тысячи лет служит изменение фаз главного и вторичного минимумов на кривой блеска, так как невозможно увидеть непосредственно значительное изменение долготы периастра орбитального эллипса. Все измерения укладываются в один градус дуги, что соизмеримо с ошибкой определения этого параметра из самой точной кривой блеска или кривой лучевых скоростей. Самым чувствительным параметром к повороту орбитального эллипса при таких условиях являются периоды следования главных и вторичных минимумов. А вот они, как раз, определяются с очень высокой точностью. Первостепенное значение имеет также текущая ориентация орбитального эллипса конкретной звезды. Долгота периастра не должна быть близкой

к 0° или 180° . Для V839 Cep “A” ориентация орбитального эллипса благоприятна для измерений (см. табл. 5), $\omega = 75^\circ$, и разность периодов следования главных и вторичных минимумов максимальна. При этом период для вторичных минимумов должен быть короче, чем для главных, фаза вторичного минимума равна 0.512 и уменьшается, движется влево на рис. 4, сам вторичный минимум при этом становится шире, а главный — уже. Формула для вычисления скорости апсидального вращения на основании разности периодов следования главных и вторичных минимумов приведена, например, в работе [44].

Первое определение скорости апсидального вращения $\dot{\omega}_{obs} = 0.026 \pm 0.009^\circ/\text{год}$ было сделано нами в предыдущей работе [7]. Основой для измерений послужили наши собственные наблюдения и более ранние измерения ROTSE [3]. Измерения были основаны на двух моментах минимумов ROTSE, отстоявших на 19 лет от пяти измеренных нами моментов минимумов. Наши достаточно точные наблюдения показали неожиданно большой разброс, который на тот момент времени остался необъясненным.

Наши новые наблюдения, а также данные TESS позволили учесть влияние физической перемешиваемости компонентов и исключить из анализа

Таблица 8. Абсолютные параметры V839 Cep

Параметр	Гл. комп. “А”			Вт. комп. “А”			Гл. комп. “В”			Вт. комп. “В”		
Масса, $M_{\odot}$	3.67	±	0.15	3.22	±	0.15	2.6	±	0.2	0.88	±	0.05
Радиус, $R_{\odot}$	2.57	±	0.05	2.42	±	0.05	1.97	±	0.04	0.84	±	0.04
Светимость, $\lg L_{\odot}$	2.25	±	0.04	2.02	±	0.06	1.64	±	0.05	±0.22	±	0.10
$(B - V)_0^m$	±0.136	±	0.022	±0.125	±	0.022	± 0.111	±	0.022	0.595	±	0.03
$(U - B)_0^m$	±0.537	±	0.032	±0.430	±	0.032	±0.319	±	0.032	0.064	±	0.032
$T_{\text{эф}}$, К	13 200	±	300	11 900	±	250	10 600	±	200	5540	±	50
Спектральный класс	B6 V			B7 V			B9 V			G8 V		
$\lg g \text{ см/с}^2$	4.183	±	0.008	4.177	±	0.006	4.262	±	0.006	4.531	±	0.004
B.C., mag	± 0.968			±0.721			± 0.381			±0.128		
M_v , mag	0.02	±	0.03	0.33	±	0.05	1.00	±	0.04	5.41	±	0.04
a , $R_{\odot}$	37.0 ± 0.1						16.2 ± 0.05					
$E(B - V)$, mag	0.609 ± 0.005											
Расстояние до системы, пк	505 ± 15											
π	0.00198 ± 0.00006											
Возраст системы, млн лет	70 ± 10											

Примечание. Приведены: T_{eff} — эффективная температура объекта; $\lg g$ — гравитационное ускорение; B.C. — болометрическая поправка; M_v — абсолютная визуальная величина; a — большая полуось; $E(B - V)$ — межзвездное покраснение; π — фотометрический параллакс.

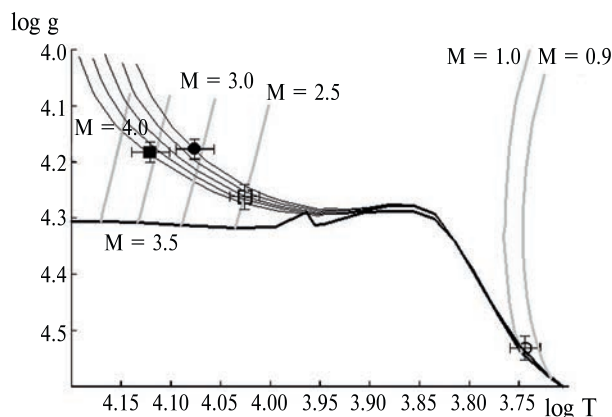


Рис. 11. Эволюционные треки, показывающие зависимость ускорения свободного падения от температуры звезды, построенные по данным [43] для избранных масс звезд. Сплошной жирной линией показано положение Начальной Главной Последовательности, ZAMS. Главный компонент “А” обозначен заполненным квадратом, вторичный — кружком; компоненты “В” — открытые квадрат и кружок. Показаны ошибки определения параметров. Для оценки масштаба сплошными кривыми линиями показаны изохроны для возрастов от 63 до 100 млн. лет. Все теоретические данные приведены для солнечного химического состава. Серые кривые — эволюционные треки для разных масс, указанных на рисунке.

индивидуальные минимумы, в которых наблюдалось наложение затмений от обеих затменных пар “А” и “В”. Сравнение моментов минимумов, полученных без вычитания пульсаций компонентов, показало, что пульсации даже такой небольшой амплитуды могут смещать наблюдаемый момент минимума на величину до $\pm 0.0009^d$. В данной работе мы эту ошибку частично устранили.

Также нам пришлось исключить из анализа данные ROTSE, так как стало понятно, что вследствие небольшого количества наблюдательных точек в минимумах, а также неудовлетворительной фотометрической точности измерений, порядка $\pm 0.03^m$, точность определения моментов совершенно недостаточна, хуже $\pm 0.003^d$. Не спасает положение даже значительный интервал времени, 25 лет, прошедший с эпохи наблюдений ROTSE. Единственный имеющийся в литературе момент минимума [45], оказался недостаточно точным и был исключен из анализа. Проверка показала, что фаза указанного значения, вычисленная по формуле (3), равна 0.0033 и вход в главный

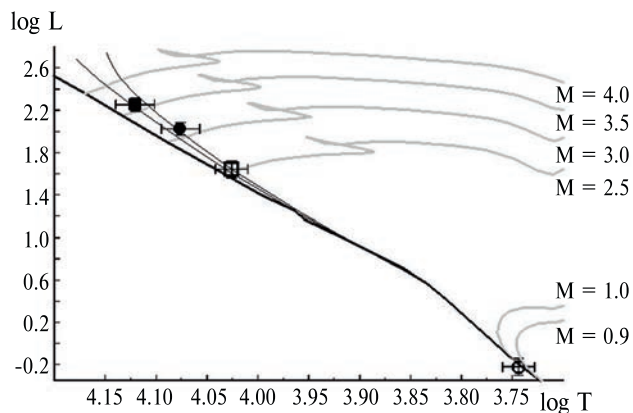


Рис. 12. Зависимость светимости звезд в солнечных единицах от температуры для избранных масс [43]. Обозначения те же, что и на рис. 11.

минимум компонента “А” искажается главным минимумом компонента “В”, что должно было сместить определяемый момент минимума компонента “А” на более раннее время. Это и наблюдается, остаточное отклонение значения [45] от линейной формулы (4) (см. ниже) составляет -0.0025^d .

Небольшое количество наблюдений V839 Сер во вторичном минимуме присутствует в обзоре WASP [46], но получить из этих данных точный момент минимума невозможно: всего четыре точки вблизи дна минимума и хорошо заметные по наблюдениям на плато изменения нуля-пункта приводят к той же ошибке, что и в данных ROTSE.

Использовавшиеся для анализа моменты минимумов приведены в табл. 9, 10. В первом столбце табл. 9, 10 указан момент минимума, во втором — ошибки определения момента минимума, в третьем — остаточные отклонения моментов минимумов $O - C$ от линейной формулы. Наши наблюдения почти всегда проводились в нескольких фотометрических полосах, для каждой из которых определялось свое значение момента минимума. Данные усреднялись, а ошибки определялись как для ограниченной выборки с интервалом вероятности в 68.2% от среднего значения, предполагая t-распределение Стьюдента. Для наблюдений TESS такой возможности для определения ошибки момента минимума нет. Можно было бы опираться на те ошибки, которые дает метод дифференциальных поправок при вычислении каждого конкретного момента. Но учитывая вероятное наличие пятен на поверхности компонентов, особенно на

вторичном, которые приводят к сдвигу минимума, не увеличивая при этом ошибку, которую формально дает метод дифференциальных поправок, мы провели линейную регрессию отдельно по группам минимумов TESS – отдельно для каждого из двух интервалов наблюдений. Ошибки в том же смысле, что и для наших наблюдений, были присвоены одинаковые для каждого минимума по принадлежности к конкретной группе.

Линейная регрессия данных обеих табл. 9, 10 приводит к следующим формулам:

$$\begin{aligned} \text{Min}I &= \text{HJD}2458721.9012(2) + 9.9633625(19)^d \times E, \\ \text{Min}II &= \text{HJD}2458727.0000(1) + 9.9633570(10)^d \times E. \end{aligned} \tag{4}$$

Остаточные отклонения моментов минимумов от линейных формул (4) представлены в третьих столбцах табл. 9, 10 и графически на рис. 13. Странным оказался тот факт, что точность определения моментов главных минимумов лучше, чем для вторичных, соответственно $\pm 0.00081^d$ и $\pm 0.00107^d$. Этот факт мы и связываем с наличием на поверхности вторичного компонента медленно дрейфующих пятен достаточно

большого размера, которые искажают форму именно вторичного минимума, приводя к увеличению ошибки определения момента. Подобный эффект нами наблюдается в системе V957 Сер при затмении вторичного компонента, который очень близок по своим физическим характеристикам вторичному компоненту V839 Сер “А” [9].

Теперь обратимся к теории. Найденные нами абсолютные параметры системы позволяют на основании теоретических расчетов Кларета [47] определить константы концентрации вещества к центру звезд: $k_{2,1} = 0.0063$, $k_{2,2} = 0.0077$. Тогда, по формулам из работы Шакуры [48], ожидаемая скорость апсидального вращения за счет вращательного и приливного искажения формы звезд-компонентов в условиях синхронизма вращательных и орбитального моментов в периастре: $\dot{\omega}_{class} = 0.004 \pm 0.0002^\circ$ /год. Оценка масс компонентов и точное значение эксцентриситета позволяют с помощью формул из работы [49] получить релятивистский вклад во вращение линии апсид: $\dot{\omega}_{rel} = 0.017 \pm 0.001^\circ$ /год. Все вместе это дает теоретически ожидаемую скорость вращения линии апсид: $\dot{\omega}_{theor} = 0.021 \pm 0.001^\circ$ /год. При этом

Таблица 9. Индивидуальные моменты главных минимумов V839 Сер “А”, полученные в данной работе

HJD 2400 000+	ϵ_1 , сутки	ϵ_2 , сутки	Примечание
56 131.4272	0.0002	0.0003	<i>BVRcIc</i>
58 283.5132	0.0005	0.0000	<i>UBVRI</i>
58 293.4763	0.0001	−0.0002	<i>BVRcIc</i>
58 343.2932	0.0002	−0.0002	<i>UBVRI</i>
58 711.9381	0.0003	0.0003	TESS
58 721.9012	0.0003	0.0000	"
58 731.8645	0.0003	0.0000	"
58 741.8282	0.0003	0.0004	"
58 761.7540	0.0003	−0.0006	"
59 160.2896	0.0002	0.0005	<i>UBVRI</i>
59 827.8329	0.0009	−0.0015	TESS
59 837.7976	0.0009	−0.0002	"
59 847.7611	0.0009	0.0000	"
59 857.7252	0.0009	0.0007	"
59 867.6884	0.0009	0.0006	"
59 877.6504	0.0009	−0.0008	"
60 485.4152	0.0002	−0.0011	<i>BVRcIc</i>
60 495.3818	0.0006	0.0021	<i>V</i>

Таблица 10. Индивидуальные моменты вторичных минимумов V839 Сер “А”, полученные в данной работе

HJD 2400 000+	ϵ_1 , сутки	ϵ_2 , сутки	Примечание
54 831.3278	0.0022	0.0004	<i>UBVR</i>
57 551.3234	0.0003	–0.0005	<i>BVRcIc</i>
57 561.2869	0.0002	–0.0003	"
58 348.3930	0.0002	0.0005	<i>UBVRI</i>
58 358.3563	0.0005	0.0005	"
58 717.0366	0.0011	–0.0001	TESS
58 727.0001	0.0011	0.0001	"
58 736.9632	0.0011	–0.0001	"
58 746.9257	0.0011	–0.0010	"
58 756.8918	0.0011	0.0017	"
59 135.4983	0.0005	0.0006	<i>UBVRI</i>
59 394.5440	0.0002	–0.0009	"
59 832.9315	0.0014	–0.0011	TESS
59 842.8976	0.0014	0.0016	"
59 852.8553	0.0020	–0.0040	"
59 862.8228	0.0014	0.0001	"
59 872.7862	0.0014	0.0001	"
60 490.5150	0.0006	0.0008	<i>BVRcIc</i>

релятивистский вклад в четыре раза превышает классический. V839 Сер, таким образом, становится в общий ряд с малочисленным классом систем, в которых преобладает влияние релятивистского эффекта [50].

Наличие достаточно массивного спутника в виде компонента “В” также могло бы вносить свой вклад в апсидальное движение компонента “А”. Учитывая, что компонент “В” разрешается даже при оптических наземных наблюдениях, понятно, что он отстоит слишком далеко, чтобы оказывать заметное влияние. Но все же, проведем некоторые расчеты. С учетом определенного нами расстояния до V839 Сер, расстояние между компонентами “А” и “В” составляет 100 а. е. Тогда, с учетом масс компонентов из табл. 8, период обращения “А” и “В” должен составлять не менее 360 лет. Это косвенно подтверждается тем, что два измерения расстояния и позиционного угла оптического спутника из каталога [8], разделенные интервалом времени в 45 лет, совпадают, орбитальное движение пока что не наблюдается. Поэтому влияние компонента “В” на скорость вращения линии апсид компонента “А” в соот-

ветствии с формулами из книги Мартынова [51], ничтожно.

Сравним наши вычисления с полученным нами из наблюдений значением: $\dot{\omega}_{\text{obs}} = 0.027 \pm 0.009^\circ/\text{год}$ или $U_{\text{aps}} = 13500 \pm 4500$ лет. В пределах ошибок наблюдения и теория совпадают, хотя наблюдаемое значение, все же, стремится быть больше. Если вспомнить, что основной вклад в апсидальное вращение дает релятивистский член, надежность которого не подлежит сомнению, то даже для небольшого ускорения скорости апсидального вращения в рамках классической теории придется допустить значительную осевую скорость вращения компонентов. То есть синхронизм вращательных и орбитального моментов может отсутствовать. Ускоренное апсидальное вращение наблюдается и в ряде других систем, например, в BW Aqr [52], где оно определяется вполне уверенно. Впрочем, учитывая довольно значительные ошибки в определении моментов минимумов, определенные выводы пока что делать рано. Необходимо продолжать регулярные наблюдения V839 Сер, причем вследствие большого естественного разброса в моментах минимумов, а также крат-

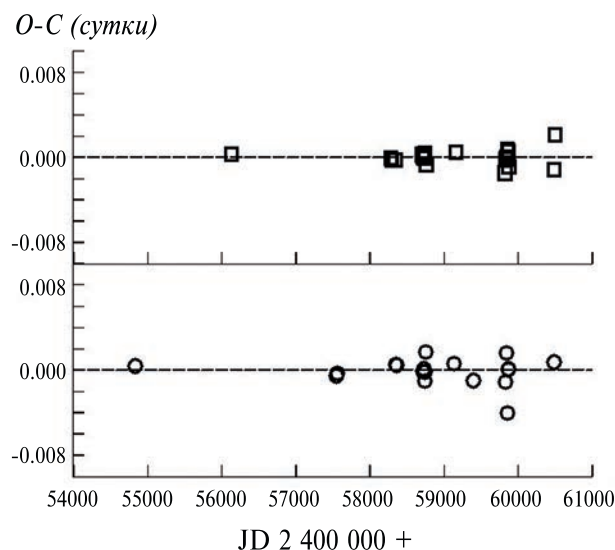


Рис. 13. Графики остаточных уклонений моментов минимумов от линейных формул, построенные отдельно для главных и вторичных минимумов, каждый со своим периодом, см. (4). Верхняя панель — главные минимумы, обозначены пустыми квадратами. Нижняя панель — вторичные минимумы — пустые кружки. Хорошо видно, что разброс для вторичных минимумов значительно больше. Возможно, это связано с наличием пятен на поверхности вторичного компонента.

ности периода суткам, следует наблюдать звезду при любой удобной возможности. При расчете ожидаемого времени затмений следует руководствоваться найденными нами эфемеридами (3) и (4), следя за тем, чтобы не наблюдать в те даты, когда минимумы оптических компонентов накладываются друг на друга.

9. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ фотоэлектрических наблюдений новой двузатменной звезды V839 Сер позволил определить надежные геометрические и физические параметры всех четырех компонентов. Впервые достоверно измерена скорость апсидального вращения компонента “А”, которая оказалась немного выше теоретической, что может косвенно свидетельствовать об ускоренном осевом вращении компонентов затменной звезды V839 Сер “А”. Главный и вторичный компоненты V839 Сер “А” оказались физически переменными звездами типа SBC (медленные β Цефея). Оптический спутник “В” также является затменной системой на круговой орбите. Дальнейшие регулярные

фотометрические наблюдения в минимумах нужны для уточнения значения скорости апсидального вращения и решения вопроса о наличии синхронизма в системе V839 Сер “А”.

БЛАГОДАРНОСТИ

Наблюдения выполнены на телескопах 60-см и 1-м обсерватории ИНАСАН в Симеизе. В работе использовались база данных SIMBAD Страсбургского центра астрономических данных (Франция), служба библиографических ссылок ADS (NASA, США) и каталог WDS (США). Также выражаем нашу искреннюю благодарность анонимному рецензенту за важные замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *P. Müller*, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* **33**, 275 (1978).
2. *C. E. Worley and G. G. Douglass*, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* **125**, 523 (1997).
3. *P. R. Woźniak, W. T. Vestrand, C. W. Akerlof, R. Balsano, et al.*, *Astron. J.* **127**(4), 2436 (2004).
4. *S. A. Otero, P. Wils, G. Hoogeveen, and P. A. Dubovsky*, *Inform. Bull. Var. Stars* **5681**, 1 (2006).
5. *И. М. Волков, Н. С. Волкова*, *Астрон. журн.* **86**(2), 158 (2009).
6. *D. Chochol, A. S. Kravtsova, I. M. Volkov, and L. A. Bagaev*, in *Observing techniques, instrumentation and science for metre-class telescopes II*, *Proc. of the Conference, held in Tatranska Lomnica, Slovakia, September 24–28, 2018*.
7. *I. M. Volkov, L. A. Bagaev, A. S. Kravtsova, and D. Chochol*, *Contrib. Astron. Observ. Skalnaté Pleso* **49**(2), 434 (2019).
8. *B. D. Mason, G. L. Wycoff, W. I. Hartkopf, G. G. Douglass, and C. E. Worley*, *Astron. J.* **122**(6), 3466 (2001).
9. *И. М. Волков, С. А. Нароенков, А. С. Кравцова*, *Астрон. журн.* **101**(5), ... (2024).
10. *K. G. Stassun, R. J. Oelkers, M. Paegert, G. Torres, et al.*, *Astron. J.* **158**(4), 138 (2019).
11. *И. М. Волков, Н. С. Волкова, Д. Хохол*, *Астрон. журн.* **87**(5), 462 (2010).
12. *И. М. Волков, Н. С. Волкова, И. В. Николенко, Д. Хохол*, *Астрон. журн.* **88**(9), 894 (2011).
13. *И. М. Волков, Д. Хохол, А. С. Кравцова*, *Астрон. журн.* **94**(5), 436 (2017).
14. *М. Волков, А. С. Кравцова*, *Астрон. журн.* **97**(3), 190 (2020).

15. *M. A. Burlak, I. M. Volkov, and N. P. Ikonnikova*, Contrib. Astron. Observ. Skalnat Pleso **48**(4), 536 (2018).
16. *V. G. Kornilov, I. M. Volkov, A. I. Zakharov, L. N. Kozyreva, et al.*, Trudy Gosud. Astron. Inst. Sternberga **63**, 4 (1991).
17. *J. C. Mermilliod, M. Mermilliod, and B. Hauck*, Astron. and Astrophys. Suppl. Ser. **124**, 349 (1997).
18. *T. J. Moffett and I. Barnes*, T. G., Astron. J. **84**, 627 (1979).
19. *E. M. Leibowitz and H. Mendelson*, Publ. Astron. Soc. Pacific **94**, 977 (1982).
20. *I. Volkov*, Inform. Bull. Var. Stars **6022**, 1 (2012).
21. *V. Straižys*, Multicolor stellar photometry (Tucson: Pachart Pub. House, 1992).
22. *B. J. Taylor*, Astrophys. J. Suppl. **60**, 577 (1986).
23. *G. M. Green, E. F. Schlafly, D. P. Finkbeiner, H.-W. Rix, et al.*, **810**, id. 25 (2015).
24. *I. M. Volkov, L. A. Bagaev, and D. Chochol*, in: The ESO Workshop on the Impact of Binaries on Stellar Evolution, ESO Garching, July 3–7, 2017; edited by G. Beccari and H. M. J. Boffin (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2017).
25. *И. М. Волков, Х. Ф. Халиуллин*, Астрон. журн. **79**(9), 827 (2002).
26. *I. M. Volkov, L. A. Bagaev, and D. Chochol*, in Living Together: Planets, Host Stars and Binaries, edited by S. M. Rucinski, G. Torres, and M. Zejda, Astron. Soc. Pacific Conf. Ser. **496**, 266 (2015).
27. *P. J. Flower*, **469**, 355 (1996).
28. *D. M. Popper*, Ann. Rev. Astron. Astrophys. **18**, 115 (1980).
29. *I. Volkov*, Peremennye Zvezdy **42**(1), 1 (2022).
30. *Н. Н. Самусь, Е. В. Казаровец, О. В. Дурлевич, Н. Н. Куреева, Е. Н. Пастухова*, Астрон. журн. **94**(1), 87 (2017).
31. *P. De Cat*, in Radial and Nonradial Pulsations as Probes of Stellar Physics, IAU Colloq. 185; edited by C. Aerts, T. R. Bedding, and J. Christensen-Dalsgaard, Astron. Soc. Pacific Conf. Ser. **259**, 196 (2002).
32. *И. М. Волков*, Астрон. журн. **100**(4), 319 (2023).
33. *I. M. Volkov and A. S. Kravtsova*, Astron. J. **164**(5), id. 194 (2022).
34. *И. М. Волков, А. С. Кравцова*, Астрон. журн. **99**(6), 470 (2022).
35. *I. M. Volkov*, Peremennye Zvezdy **44**, 42 (2024).
36. *А. И. Халиуллина, Х. Ф. Халиуллин*, Астрон. журн. **61**, 393 (1984).
37. *R. A. Wade and S. M. Rucinski*, Astron. and Astrophys. Suppl. Ser. **60**, 471 (1985).
38. *M. K. Abubekurov, N. Yu. Gostev, and A. M. Cherepashchuk*, Astron. Rep. **53**(8), 722 (2009).
39. *Л. А. Багаев, И. М. Волков, И. В. Николенко*, Астрон. журн. **95**(10), 702 (2018).
40. *И. М. Волков, А. С. Кравцова, Д. Хохол*, Астрон. журн. **98**(3), 212 (2021).
41. *K. F. Khaliullin*, **299**, 668 (1985).
42. *I. M. Volkov, D. Chochol, J. Grygar, M. Mašek, and J. Juryšek*, Contrib. Astron. Observ. Skalnat Pleso **47**(1), 29 (2017).
43. *L. Girardi, A. Bressan, G. Bertelli, and C. Chiosi*, Astron. and Astrophys. Suppl. Ser. **141**, 371 (2000).
44. *Х. Ф. Халиуллин, А. И. Халиуллина*, Астрон. журн. **66**(1), 76 (1989).
45. *J. Hubscher*, Inform. Bull. Var. Stars **6152**, 1 (2015).
46. *D. L. Pollacco, I. Skillen, A. Collier Cameron, D. J. Christian, et al.*, Publ. Astron. Soc. Pacific **118**(848), 1407 (2006).
47. *A. Claret*, Astron. and Astrophys. **424**, 919 (2004).
48. *Н. И. Шакура*, Письма в Астрон. журн. **11**, 536 (1985).
49. *T. Levi-Civita*, American J. Mathematics **59**(2), 225 (1937).
50. *A. Giménez*, in Binary Stars as Critical Tools. Tests in Contemporary Astrophysics, Proc. IAU Symp. № 240, held 22–25 August, 2006 in Prague, Czech Republic; edited by W. I. Hartkopf, E. F. Guinan, and P. Harmanec (Cambridge: Cambridge University Press, 2007), p. 290.
51. *D. Y. Martynov*, Eclipsing Variable Stars, edited by V. P. Tsevesich (New York: John Wiley and Sons, 1973).
52. *I. M. Volkov and D. Chochol*, Contrib. Astron. Observ. Skalnat Pleso **43**(3), 419 (2014).

V839 CEP – A NEW QUADRUPLE DOUBLY ECLIPSING SYSTEM

I. M. Volkov*, A. S. Volkova, L. A. Bagaev*****

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

**E-mail: hwp@yandex.ru*

***E-mail: kravts@yandex.ru*

****E-mail: baglev@yandex.ru*

New high-precision photometric measurements of the eclipsing star V839 Cep ($P = 9.96^d$, $V_{A+B} = 9.64^m$, $e = 0.07$, B6 V + B7 V), which is the “A” component of the visual double star J21035+5925AB, have established that component “B” is also an eclipsing variable ($P = 4.075^d$, B9 V + G8 V). For component “A”, the apsidal rotation rate was measured to be $\dot{\omega}_{\text{obs}} = 0.027^\circ/\text{year}$, which exceeds the theoretical value under the condition of synchronism $\dot{\omega}_{\text{theor}} = 0.021^\circ/\text{year}$. The physical parameters of the component stars of the eclipsing pair “A” were obtained: $T_1 = 13200 \pm 300$ K, $M_1 = (3.7 \pm 0.15)M_\odot$, $R_1 = (2.57 \pm 0.05)R_\odot$, $T_2 = 11900 \pm 250$ K, $M_2 = (3.2 \pm 0.15)M_\odot$, $R_2 = (2.42 \pm 0.05)R_\odot$ and components of the eclipsing pair “B”: $T_1 = 10600 \pm 200$ K, $M_1 = (2.6 \pm 0.2)M_\odot$, $R_1 = (1.97 \pm 0.05)R_\odot$, $T_2 = 5540 \pm 50$ K, $M_2 = (0.88 \pm 0.05)M_\odot$, $R_2 = (0.84 \pm 0.05)R_\odot$. The age of the system is determined to be 70 million years with solar chemical composition. The components of star “A” are pulsating variable stars of the slow β Cephei (SBC) type.

Keywords: photometric observations, binaries, eclipsing stars, fundamental parameters, V839 Cep

ИССЛЕДОВАНИЕ МАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ОН В ЛИНИЯХ 18 СМ В ОБЛАСТИ ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ G 109.871+2.114 (СЕР А)

© 2024 г. Е. Е. Лехт¹, *, Н. Т. Ашимбаева¹, В. В. Краснов², В. Р. Шутенков³

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

²Астрокосмический центр Физического института им. П. Н. Лебедева
Российской академии наук, Москва, Россия

³Пушчинская радиоастрономическая обсерватория, Астрокосмический центр Физического института
им. П. Н. Лебедева Российской академии наук, Пушчино, Россия

*E-mail: eelekht@mail.ru

Поступила в редакцию 29.05.2024 г.

После доработки 18.07.2024 г.

Принята в печать 18.07.2024 г.

Приведены результаты исследования области звездообразования G 109.871+2.114 (Сер А) в линиях ОН на 18 см. Поляризационные наблюдения (мониторинг) были выполнены на Большом радиотелескопе в Нансэ (Франция) в 2007–2024 гг. Мазерное излучение ОН является сильно переменным. Меняются структура спектра и плотность потока отдельных деталей. Однако, лучевые скорости большинства деталей изменялись незначительно. Наблюдалась кратковременные вспышки излучения отдельных деталей. Многие детали имеют сильную круговую поляризацию, достигающую 100%, но слабую линейную поляризацию. В линии 1667 МГц обнаружены новая деталь на скорости -15.53 км/с и кратковременная деталь на скорости 1.58 км/с с высокой круговой и низкой линейной поляризациями. Проведено пространственное отождествление спектральных деталей нашего мониторинга с мазерными пятнами на картах Cohen, Argon и Fish. Измерена величина монотонного уменьшения расщепления, и, следовательно, продольного магнитного поля трех зеемановских пар ($-16.2L / -14.25R$ км/с и $-6.94L / -0.82R$ в линии 1665 МГц и $-15.76L / -14.2R$ в линии 1667 МГц). Для пары $-13.95L / -11.60R$ в линии 1665 МГц изменение расщепления не обнаружено. В спутанных линиях 1612 и 1720 МГц наблюдается широкополосное поглощение и излучение соответственно. В линии 1720 МГц также обнаружена зеемановская пара. Вычислена величина позиционного угла χ для линейно поляризованного излучения большинства спектральных деталей в обеих главных линиях 1665 и 1667 МГц. Показано, что магнитное поле в областях Н II ориентировано либо вдоль внешнего магнитного поля, либо вдоль радио джетов.

Ключевые слова: звездообразование, мазеры ОН, молекулярные облака и биполярные потоки, магнитные поля, индивидуальные объекты: G 109.871+2.114 (Сер А)

DOI: 10.31857/S0004629924090046 EDN: IBEKDQ

1. ВВЕДЕНИЕ

Сер А представляет собой сложную структуру в плотном молекулярном облаке в нашей Галактике. Хьюз и Ваутерлут [1] обнаружили в комплексе не менее 14 областей Н II. Последующие наблюдения выявили еще больше источников радио континуума [2, 3]. Многие из них связаны со встроенными тепловыми источниками в виде недавно сформировавшихся звезд классов О и В.

Расстояние до комплекса, 700 ± 40 пк, было определено как с помощью измерения РСДБ-параллакса по непрерывному излучению от HW9

[4], так и с помощью метанольных мазеров, связанных с HW2 [5].

Самый яркий источник радио континуума HW2 содержит по меньшей мере четыре компактных источника [6] и, видимо, является источником двух тепловых джетов [7, 8]. 6-сантиметровый радио джет ориентирован под углом 44° по направлению с северо-востока на юго-запад [9]. Наблюдаются водяные мазеры, связанные с этим джетом [10]. Их собственные движения предполагают наличие по меньшей мере трех различных участков звездообразования в пределах прост-

ранства радиусом 200 а. е. [11]. Южнее расположены три источника континуума: HW3с, HW3div и HW3dii.

Источник HW3с демонстрирует признаки наличия множества компонентов [6]. Водяные мазеры наблюдаются вокруг HW3dii и близлежащего источника HW3DI, который не обнаружен в рентгеновском диапазоне [12].

Мазерное излучение ОН в направлении Сер А обнаружили Пашенко и др. [13]. Фиш и др. [14] уточнили, что ОН мазеры располагаются вокруг HW2, HW3с и HW3DIV. Также наблюдается скопление мазеров ОН между HW3div и HW3dii и имеется одиночный мазер, не связанный с каким-либо конкретным источником непрерывного излучения.

Поляризационные исследования мазеров ОН в Сер А выполнили Коэн и др. [15], позднее Барткевич и др. [16]. Наблюдая квартет Зеемана на частотах 1665 и 1667 МГц, они обнаружили монотонное уменьшение магнитного поля в течение 25 лет. Согласно работе [16] электрические векторы мазеров ОН, наблюдаемые во внешних частях областей Н II, согласуются с ориентацией межзвездного магнитного поля, в то время как векторы, наблюдаемые в центрах областей Н II, параллельны радио джетам. Кроме того, авторы [16] пришли к заключению, что в области Сер А имеются два центра активности, расположенные на севере и юге области.

2. АППАРАТУРА И НАБЛЮДЕНИЯ

Наблюдения (мониторинг) мазерного излучения ОН в направлении источника G 109.871 + 2.114 (Сер А) в линиях ОН на волне 18 см были проведены на Большом радиотелескопе в Нансэ (Франция) для 24 эпох с 2007 по 2024 г. Наблюдения проводились в основном в главных линиях 1665 и 1667 МГц, а также эпизодически в спутниковых линиях 1612 и 1720 МГц.

Чувствительность телескопа составляет 1.4 К/Ян. Приемная аппаратура телескопа позволяет принимать излучение в двух главных линиях, либо в линии 1667 МГц и одной из спутниковых линий. При одном из двух возможных положений облучателя принимается излучение в обеих круговых поляризациях и одного из двух направлений линейной поляризации: 0° и 90°. Затем облучатель поворачивают на угол 45°

и снова принимают излучение в обеих круговых поляризациях и излучение в линейной поляризации в направлениях 45° и 135°. Таким образом, осуществлялась регистрация шести мод поляризации. Отметим, что данные об излучении в круговых поляризациях являются избыточными.

В линии 1665 МГц в 2007–2009 гг. использовалось спектральное разрешение 0.1373 км/с, а с июля 2009 г. 0.0687 км/с. Методика наблюдений и обработки данных были неоднократно подробно изложены в наших предыдущих публикациях (см., напр., [17, 18]).

Тем не менее напомним, что из наблюдений мы получаем значения плотности потока $F(RC)$ и $F(LC)$ для круговой поляризации и $F(0^\circ)$, $F(45^\circ)$, $F(90^\circ)$ и $F(135^\circ)$ для линейной поляризации в четырех направлениях. Параметры Стокса вычислялись по формулам:

$$I = F(0^\circ) + F(90^\circ) = F(RC) + F(LC),$$

$$Q = F(0^\circ) - F(90^\circ),$$

$$U = F(45^\circ) - F(135^\circ),$$

$$V = F(RC) - F(LC).$$

Степень поляризации m_L и позиционный угол χ для линейной поляризации, степень круговой поляризации m_C и степень полной поляризации p основных деталей вычислялись по формулам:

$$m_L = \frac{\sqrt{Q^2 + U^2}}{I},$$

$$\chi = 0.5 \arctg(U / Q),$$

$$m_C = V / I,$$

$$p = \frac{\sqrt{Q^2 + U^2 + V^2}}{I} = \sqrt{m_C^2 + m_L^2}.$$

3. РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ

Для демонстрации наиболее характерных свойств мазерного излучения ОН в Сер А (переменность потока и структуры спектра) мы выбрали для каждой главной линии спектры двух эпох наблюдений. На рис. 1 и 2 представлены центральные части спектров в главной линии ОН 1665 МГц для эпох 2 июля 2009 г. и 31 мая 2020 г., а на рис. 3 и 4 в главной линии 1667 МГц для эпох 15 ноября 2007 г. и 8 октября 2022 г. Спектры даны для обеих круговых поляризаций и четырех направлений линейной поляризации.

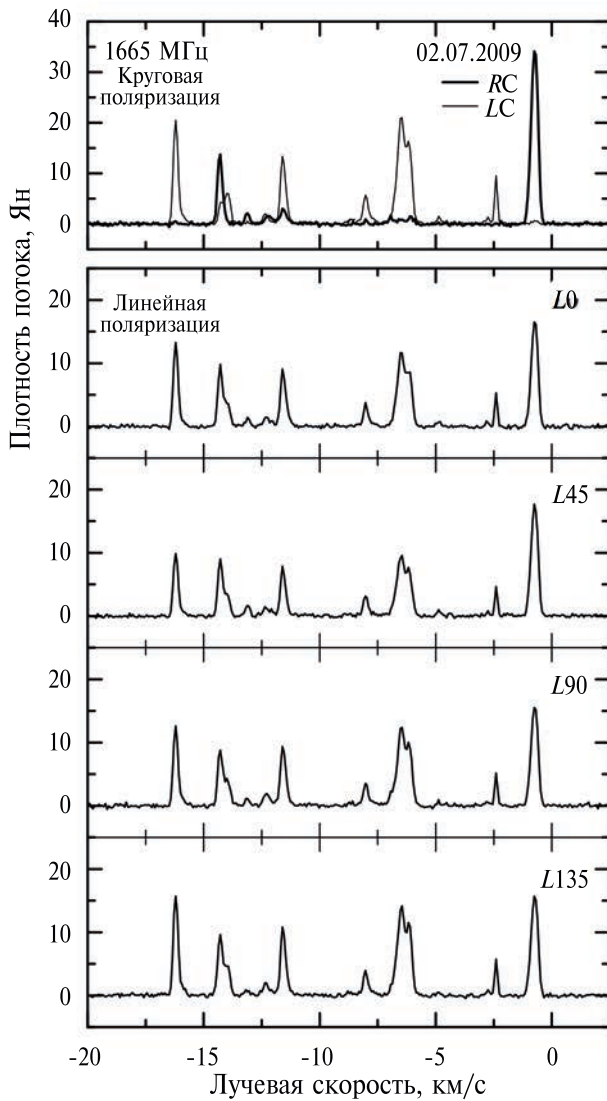


Рис. 1. Спектры мазерного излучения ОН в главной линии 1665 МГц в направлении Сер А в эпоху 2.07.2009. На верхней панели показаны спектры в правой (жирная линия) и левой (тонкая линия) круговых поляризациях. На остальных панелях даны спектры в линейной поляризации при положениях плоскости поляризации антенны (РА) 0°, 45°, 90° и 135°.

Наиболее интенсивное мазерное излучение ОН в Сер А наблюдается в линии 1665 МГц. Происходит оно в интервале лучевых скоростей от -16.5 до -0.6 км/с. Было выделено 13 деталей. Для большинства из них измерены параметры поляризации. Трудность заключается в том, что для некоторых деталей излучение недостаточно сильное и оно имеет малую степень линейной поляризации. Поэтому для некоторых эпох наблюдений, когда была невысокая активность мазера, не было возможности оценить с необхо-

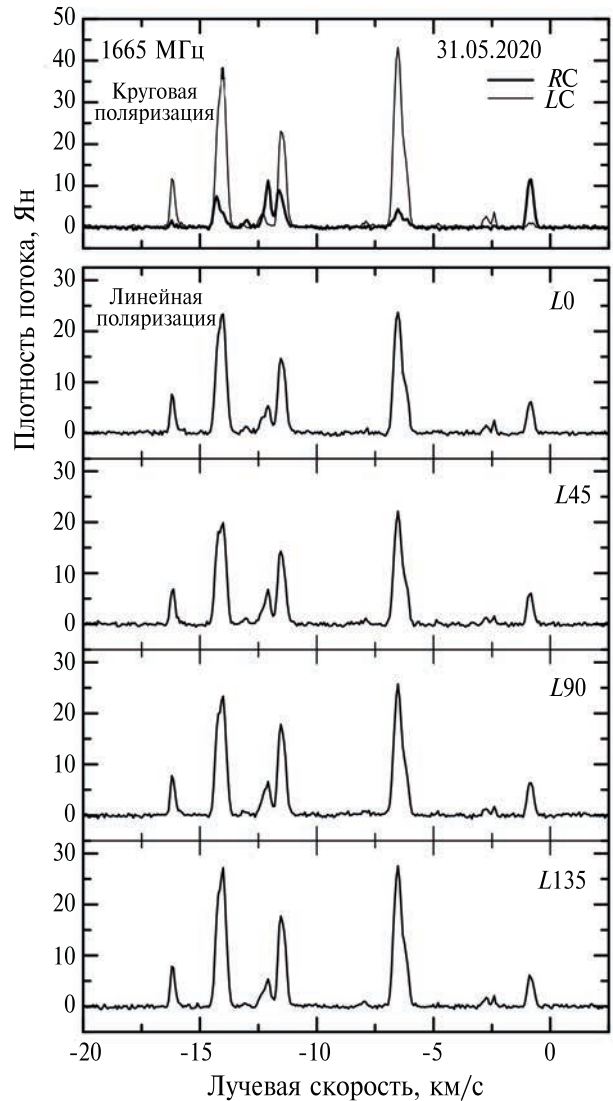


Рис. 2. То же, что на рис. 1, но в эпоху 31.05.2020.

димой точностью значения потоков некоторых деталей из-за влияния шумов приемной системы.

В линии 1667 МГц излучение более слабое, чем в линии 1665 МГц. Излучение наблюдается в диапазоне лучевых скоростей от -16 до -3 км/с. Число выделенных нами деталей в спектре достигает 11. Лишь однажды в эпоху 5 апреля 2018 г. наблюдалась деталь на скорости 1.58 км/с. Имеется та же проблема определения позиционного угла низкоинтенсивных деталей, что и для деталей спектров 1665 МГц.

Сложными для анализа являются интервалы скоростей от -14.65 до -13.50 км/с и от -12.5 до -11.2 км/с в спектрах 1665 МГц. Согласно Фиш и др. [19] в первом интервале спектра имеется несколько деталей. Основными из них являются

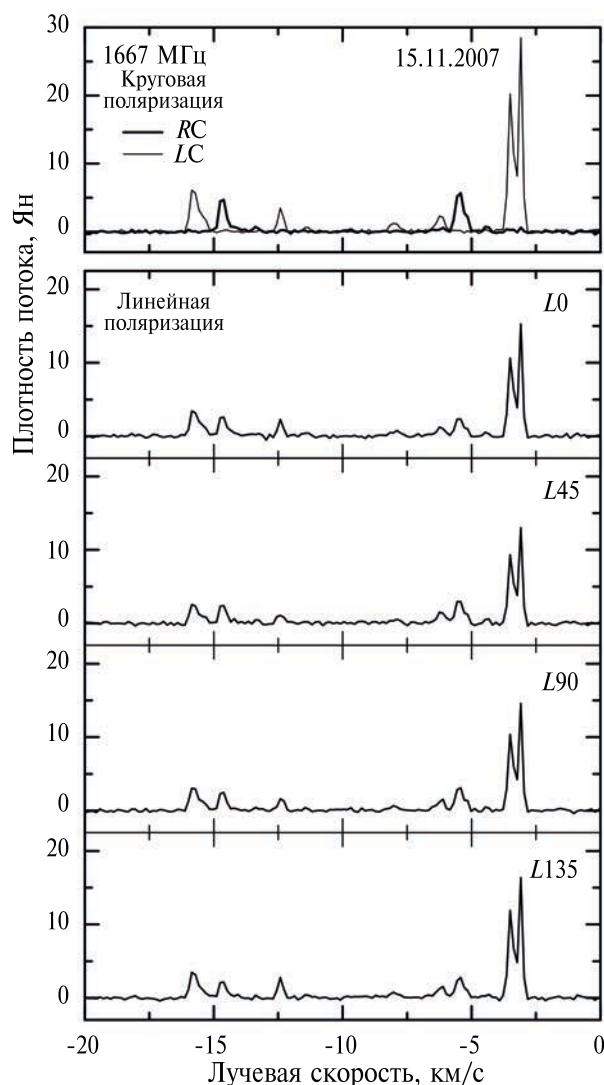


Рис. 3. То же, что на рис. 1, но в линии ОН 1667 МГц и в эпоху 15.11.2007.

–14.32, –14.25 и –13.83 км/с. Во втором интервале также выделяются три основные детали, для двух из которых наблюдается изменение лучевой скорости. Излучение деталей имеет противоположные направления круговой поляризации.

4. ДИСКУССИЯ

4.1. Переменность излучения спектральных деталей

Переменность плотности потока отдельных деталей представлена на рис. 5 и 6. Указаны лучевые скорости деталей. Мы наблюдали сильную переменность излучения в линиях 1665 и 1667 МГц в период 2007–2024 гг. Это также отметили Бартевич и др. [16] по результатам исследований

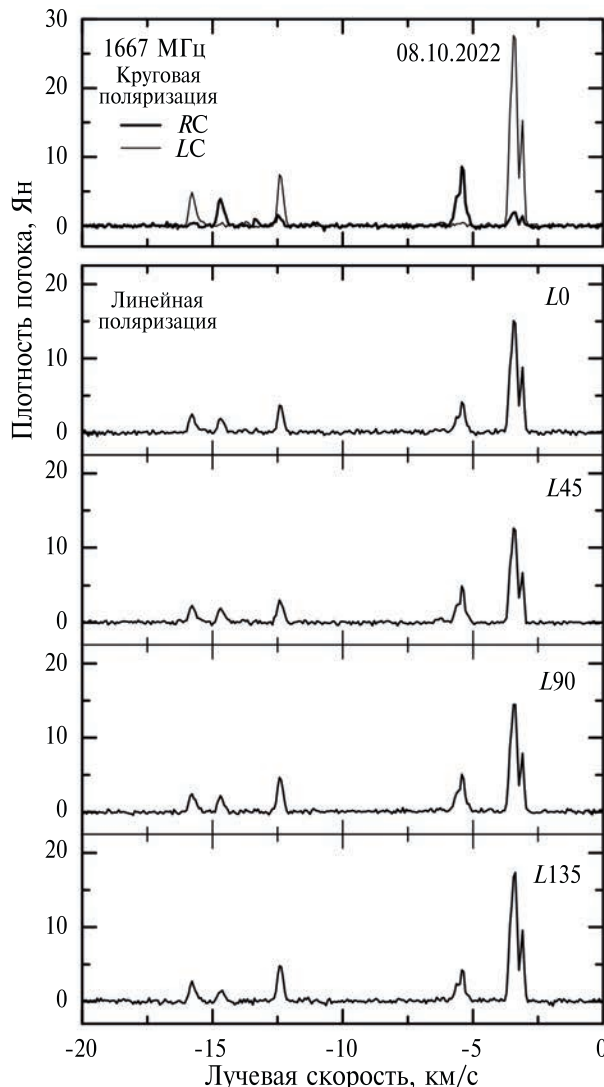


Рис. 4. То же, что на рис. 1, но в линии ОН 1667 МГц и в эпоху 08.10.2022.

в течение 25 лет (1981–2005 гг.). Существенных изменений лучевой скорости деталей не обнаружено. Наблюдаются лишь незначительные изменения, но они имеют важное значение для исследования эволюции поляризационных параметров мазерного излучения. Например, при исследовании деталей зеemanовских пар (см. в подсекции 4.3).

Как мы уже отмечали, в Сер А также наблюдаются всплески мазерного излучения отдельных деталей. Излучение в линии 1667 МГц на скорости $V_{LSR} = 1.58$ км/с наблюдалось нами только в эпоху 5 апреля 2018 г. Излучение имело высокую степень круговой поляризации ($m_C = 0.37$), но низкую степень линейной поляризации m_L . По этой причине, а также ввиду небольшой величины сигнала

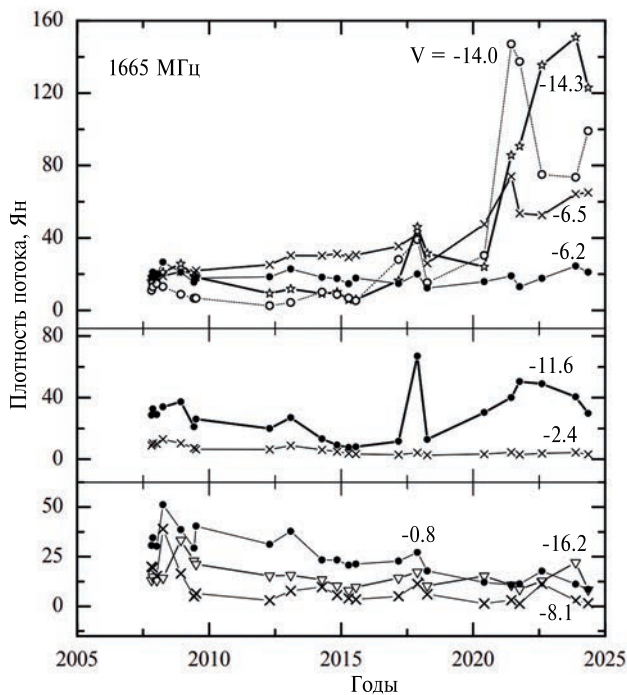


Рис. 5. Переменность плотности потока основных деталей в Сер А в линии 1665 МГц. Указаны лучевые скорости деталей.

($I = 2.4$ Ян), нам не удалось оценить параметры линейной поляризации этого излучения.

Переменность позиционного угла χ линейно поляризованного излучения отдельных деталей показана на рис. 7 и 8. Указаны лучевые скорости деталей. Слева отрезками прямых линий нанесены векторы соответствующих позиционных углов χ . Переменность угла χ деталей -11.6 , -6.5 и -0.8 км/с на частоте 1665 МГц, полученных в (2007–2020 гг.), аппроксимирована полиномами второй степени, а остальных деталей — прямыми линиями. Вписанные полиномы и прямые линии показывают наличие небольшого тренда угла χ большинства деталей в обеих главных линиях ОН. Только для одной детали в линии 1665 МГц на скорости -11.6 км/с в течение короткого времени произошло значительное изменение угла χ с -65° до 60° . Это коррелирует с сильной вспышкой излучения на скорости -11.6 км/с (см. рис. 5 и 9).

Обратим внимание на следующее обстоятельство. В спектрах в круговых поляризациях детали RC и LC наблюдаются на разных лучевых скоростях, в то время как во всех направлениях линейной поляризации наблюдается одна деталь Lin (рис. 9(а)). Однако, ее скорость то ближе к скорости детали LC, то к детали RC. Это, ви-

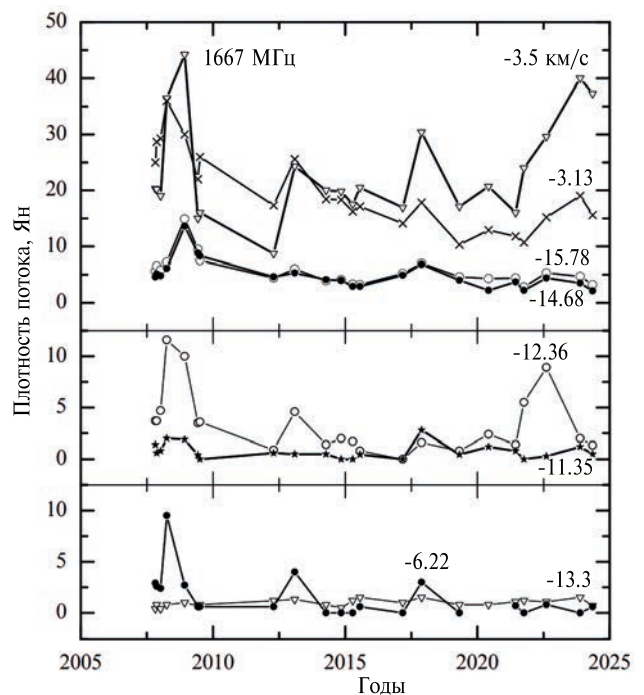


Рис. 6. То же, что на рис. 5, но в линии 1667 МГц.

димо, зависит от интенсивности деталей LC и RC. Не исключена вспышка другой, близкой по скорости детали, которая была более слабой и в которой позиционный угол χ линейной поляризации ортогонален углу χ детали -11.6 км/с. Согласно работе [19] такие детали имеются.

4.2. Пространственное отождествление спектральных деталей

Для отождествления спектральных деталей мы рассмотрели четыре карты на эпохи наблюдений: в 1983 г. [15], в 1991 г. [20], в 1999 г. [16] и в 2001 г. [19]. Наблюдается хорошее совпадение лучевых скоростей деталей и их расположение на картах. За основу мы взяли карту из работы [19], т. к. эпоха наблюдений ближе всего к первой эпохе нашего мониторинга. Отождествление деталей нашего спектра проводилось по трем критериям: 1) совпадение или близкие значения лучевых скоростей деталей нашего мониторинга со скоростями деталей на картах; 2) по возможности близкие значения потоков; 3) совпадение вида круговой поляризации.

4.3. Зеемановские пары

Рассмотрим две детали, -16.20 и -14.25 км/с (см. рис. 1 и 2). Согласно Коэн и др. [15] эти

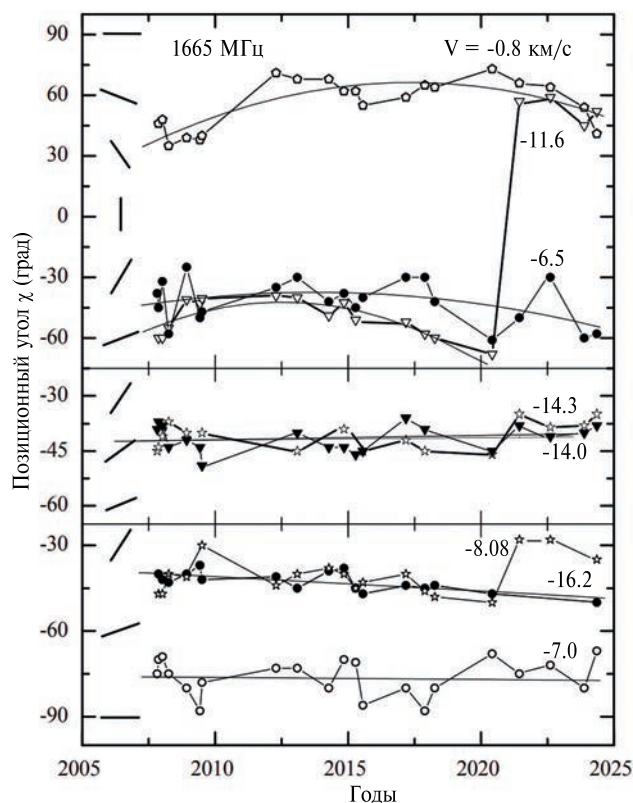


Рис. 7. Переменность позиционного угла χ линейно поляризованного излучения основных деталей в Сер А в линии 1665 МГц. Указаны лучевые скорости деталей. Графики аппроксимированы полиномами второй степени и прямыми линиями.

детали имеют 100% левую и правую круговые поляризации и пространственно совпадают. Эти детали рассматриваются как зеемановская пара. Аналогичный результат получен в работах [20] по наблюдениям в 1991 г. и [19] по наблюдениям в 2001 г.

Наш мониторинг в Нансэ показал, что данные детали имеют очень высокую, но не всегда 100% круговую поляризацию. Обратим внимание на то, что наблюдается коррелированная переменность мазерного излучения обеих деталей. Причем, поток детали -14.25 км/с отличается от потока детали -16.20 км/с всего лишь в 1.5–2 раза. Это может быть дополнительным подтверждением того, что детали образуют зеемановскую пару. Расщепление и величина продольного магнитного поля составляют 1.95 км/с и 3.3 мГс соответственно. Поле направлено от наблюдателя. В спектре на скорости около -14.2 км/с имеется другая левополяризованная деталь, которая часто преобладает над деталью с правой поляризацией. По этой причине нет возможности оценить угол

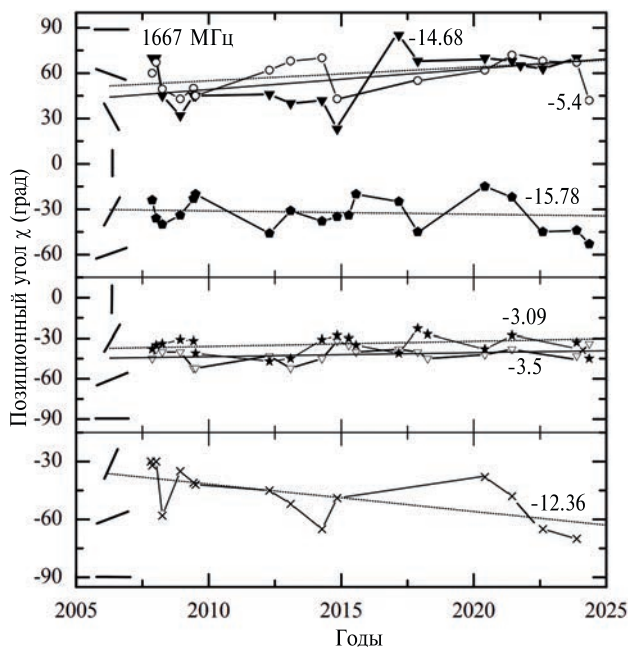


Рис. 8. То же, что на рис. 7, но в линии 1667 МГц.

χ детали -14.25 км/с зеемановской пары $-16.2L / -14.25R$ км/с. Здесь и далее после скорости мы вводим индексы L или R , чтобы показать вид круговой поляризации детали (R , L — правая и левая круговые поляризации соответственно).

В линии 1667 МГц имеются две зеемановские пары: $-15.76L / -14.2R$ км/с и $-5.26R / -2.98L$ км/с (рис. 3 и 4). Расщепление равно 1.56 и 2.28 км/с, а величина продольного магнитного поля 4.40 и 6.43 мГс соответственно. В первой паре поле направлено от наблюдателя, а во второй к наблюдателю.

Как показали наблюдения с высоким пространственным разрешением, положения пар $-16.2L / -14.25R$ км/с в линии 1665 МГц и $-15.76L / -14.2R$ км/с в линии 1667 МГц пространственно совпадают, т. е. излучение исходит из одного и того же мазерного пятна. Такую структуру называют зеемановским квартетом. Барткевич и др. [16] обнаружили систематическое уменьшение зеемановского расщепления в течение 25 лет (1980–2005 гг.) и, следовательно, уменьшение величины продольного магнитного поля. Скорость уменьшения расщепления составила -0.0053 ± 0.0006 км/с в год для пары $-16.2L / -14.25R$ (1665 МГц) и -0.0013 ± 0.0007 км/с в год для пары $-15.76L / -14.2R$ км/с (1667 МГц).

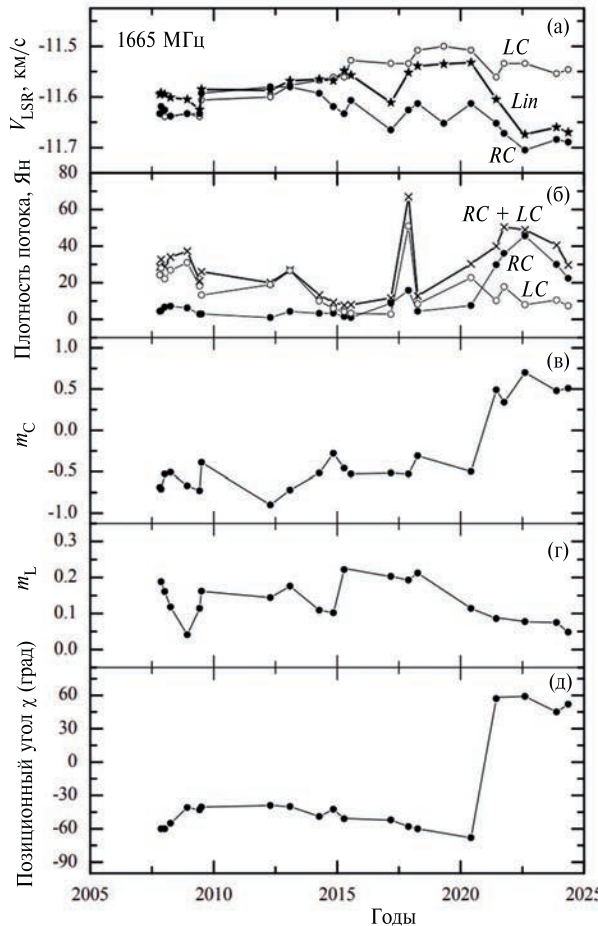


Рис. 9. Эволюция параметров мазерного излучения в линии ОН 1665 МГц в диапазоне лучевых скоростей от -12.5 до -11.2 км/с.

Наши исследования этого зеемановского квартета с 2007 по 2023 г. показали, что процесс систематического уменьшения продольного магнитного поля продолжается. На рис. 10 мы представили переменность характеристик квартета в таком же виде, что и в работе [16]. На панели (а) показана переменность расщепления для зеемановской пары $-16.2L / -14.25R$ км/с в линии 1665 МГц, а на панели (б) для пары $-15.76L / -14.2R$ км/с в линии 1667 МГц. Отношение величины расщепления представлено на панели (в). Графики аппроксимированы прямыми линиями.

По результатам 12-летнего мониторинга зеемановского квартета в Сер А мы получили, что изменение расщепления составляет -0.0050 ± 0.0008 км/с/год для 1665 МГц и -0.0012 ± 0.0004 км/с/год для 1667 МГц.

Графики на рис. 9, 10 являются хорошим продолжением графиков работы [16]. Таким

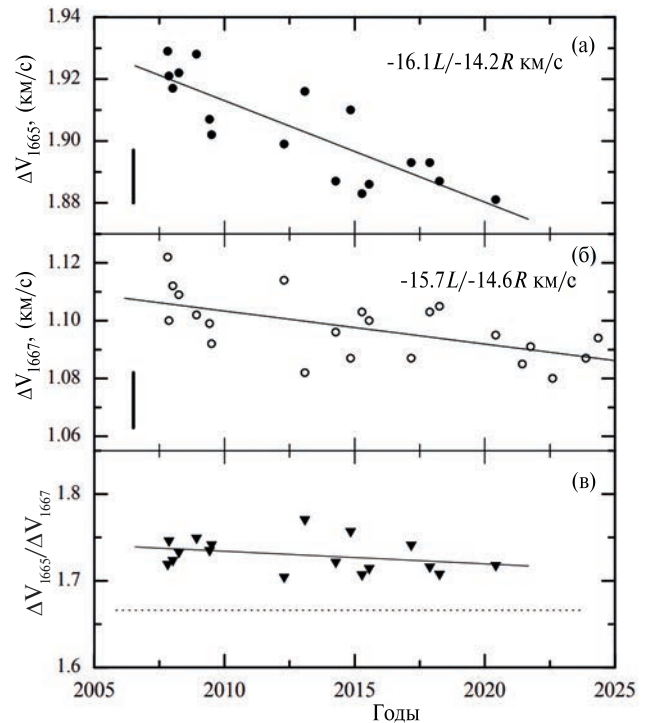


Рис. 10. Систематическое уменьшение расщепления в зеемановском квартете (см. текст) в линиях ОН 1665 (а) и 1667 МГц (б). Внизу слева отрезками прямых линий приведены максимальные ошибки измерений. На панели (в) дано отношение расщеплений. Все графики аппроксимированы прямыми линиями. Пунктирная линия на панели (в) соответствует теоретическому значению 1.67.

образом, в мазерном пятне наблюдается систематическое уменьшение продольного магнитного поля на протяжении более 40 лет, причем с одинаковым темпом.

Мы обнаружили, что расщепление зеемановской пары $-5.26R / -2.98L$ км/с в линии 1667 МГц также систематически уменьшалось с 2.4 до 2.3 км/с (см. рис. 11). Изменения хорошо аппроксимируются полиномом второй степени. Таким образом, темп уменьшения расщепления замедлялся и затем принял нулевое значение. Продольное магнитное поле при этом падало с 6.8 до 6.5 мГс. Среднее уменьшение расщепления составило 0.0067 ± 0.0007 км/с/год. Поле направлено к наблюдателю.

Измерения в линейной поляризации показали, что векторы поперечного магнитного поля деталей этой зеемановской пары взаимно перпендикулярны (рис. 12).

Согласно работе [16] мазерные детали $-6.94L / -0.82R$ км/с в линии 1665 МГц также

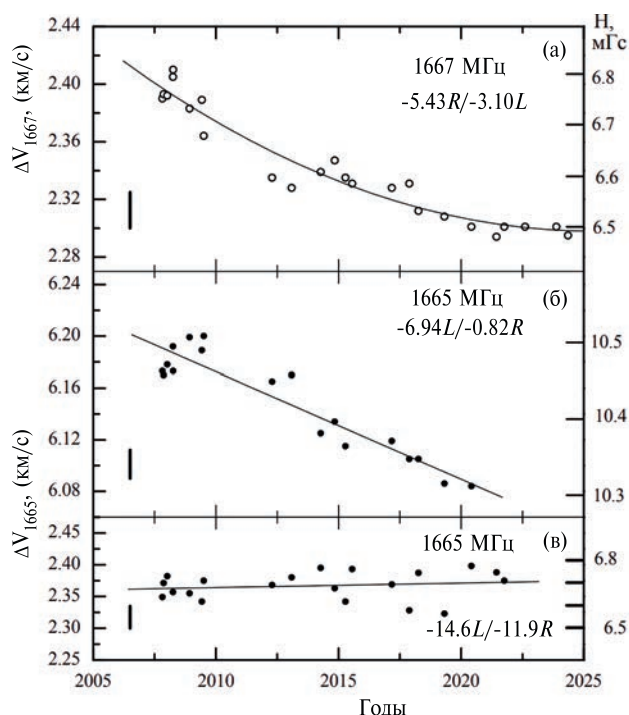


Рис. 11. Систематическое уменьшение расщепления в зеемановской паре $-5.43R / -3.10L$ км/с в линии ОН 1667 МГц (а) и $-6.94L / -0.82R$ км/с в линии 1665 МГц. Графики аппроксимированы полиномом второй степени и прямыми линиями. Справа приведена шкала для продольного магнитного поля. Внизу слева отрезками прямых линий приведены максимальные ошибки измерений.

образуют зеемановскую пару. Фиш и др. [14] подтвердили этот результат. Магнитное поле равно 10.4 мГс. Поле направлено от наблюдателя. Результаты наших исследований приведены на рис. 11(б). Здесь мы также видим монотонное уменьшение расщепления.

Таким образом, во всех исследуемых мазерных пятнах в обеих главных линиях ОН наблюдается уменьшение расщепления и, следовательно, уменьшение продольного магнитного поля. Это происходит из-за расширения молекулярного газа, окружающего молодую звезду.

Для зеемановской пары $-13.95L / -11.60R$ км/с мы не обнаружили изменения расщепления (см. рис. 11(в)). Тем не менее имеется тенденция одновременного уменьшения скорости обоих компонентов зеемановской пары.

4.4. Крупномасштабное магнитное поле

Карты расположения наиболее сильных мазерных пятен в линиях 1665 и 1667 МГц

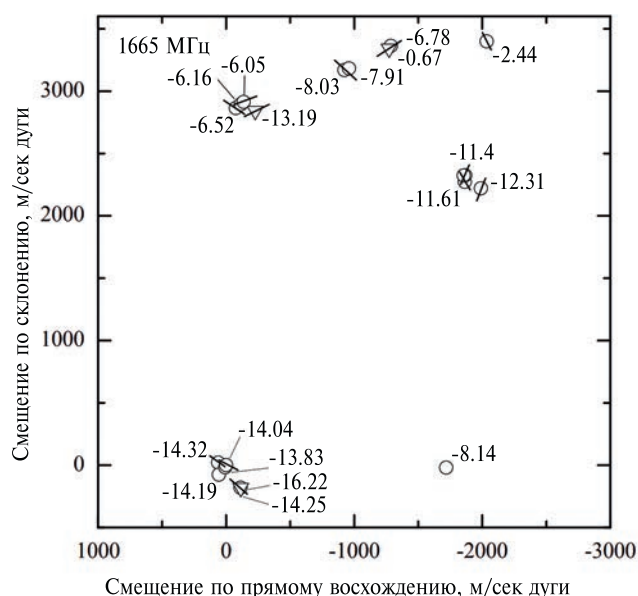


Рис. 12. Карта расположения мазерных пятен ОН в линии 1665 МГц в феврале 2001 г. согласно [19]. Указаны лучевые скорости деталей. Кругами нанесены мазерные пятна для правой круговой поляризации, а треугольниками для левой. Отрезками прямых линий нанесены векторы поперечного магнитного поля (настоящая работа).

представлены на рис. 12 и 13. Приведены лучевые скорости. Данные взяты из работы [19]. Отрезками прямых линий нанесены векторы поперечного магнитного поля, полученные в настоящей работе. Значения позиционных углов линейной поляризации χ отдельных деталей были взяты как средние значения для временного интервала с октября 2007 г. по июль 2009 г., когда вариации угла χ были минимальными. Соответствующие им векторы поперечного магнитного поля нанесены на рис. 12 и 13.

Как мы отмечали выше, вариации углов χ были незначительными, что свидетельствует об отсутствии переменности общего для источника поперечного магнитного поля $H_{\perp}$. Кроме того, отметим значительный скачок направления поля в мазерном пятне -11.6 км/с. Также имеются тенденции долговременных незначительных изменений χ и, следовательно направления векторов $H_{\perp}$.

Согласно выводам работы [16] векторы χ (электрические векторы ОН мазеров), наблюдаемые во внешних частях областей Н II, согласуются с ориентацией межзвездного магнитного поля, в то время как векторы, наблюдаемые в центрах областей Н II, параллельны радио

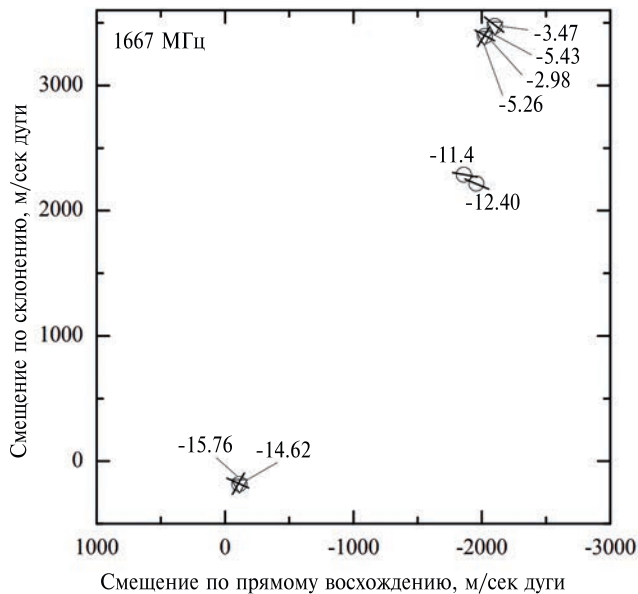


Рис. 13. То же, что на рис. 12, но для линии 1667 МГц.

джетам. Все наши измерения связаны с полями внутри областей Н II.

Полученные нами результаты хорошо вписываются в модель, в которой в восточной части области Сер А продольное магнитное поле направлено от наблюдателя, а в западной — к наблюдателю. Кроме того, согласно нашим наблюдениям, во всех исследуемых нами зеэмановских парах имеет место уменьшение расщепления и, следовательно, уменьшение величины продольного магнитного поля.

4.5. Излучение в спутных линиях ОН

В некоторые эпохи мониторинга мы так же проводили наблюдения в спутных линиях 1612 и 1720 МГц. Некоторые спектры показаны на рис. 14. Спектр в линии 1612 МГц наблюдался в излучении, а в линии 1720 МГц в поглощении. Опубликованы некоторые работы по источникам с такими спектрами [13, 21, 22]. Однако не проводились исследования их эволюции. К сожалению, в нашем случае потоки в линиях 1612 и 1720 МГц в направлении Сер А оказались слабыми, на уровне шумовой дорожки, т. е. порядка 0.35–0.50 Ян. С 2021 г. потоки деталей в спектрах обеих линий сильно упали. Это обстоятельство не позволило нам проследить эволюцию излучения и поглощения в спутных линиях.

Излучение в линии 1612 МГц оказалось неполяризованным. Это следует из того, что все

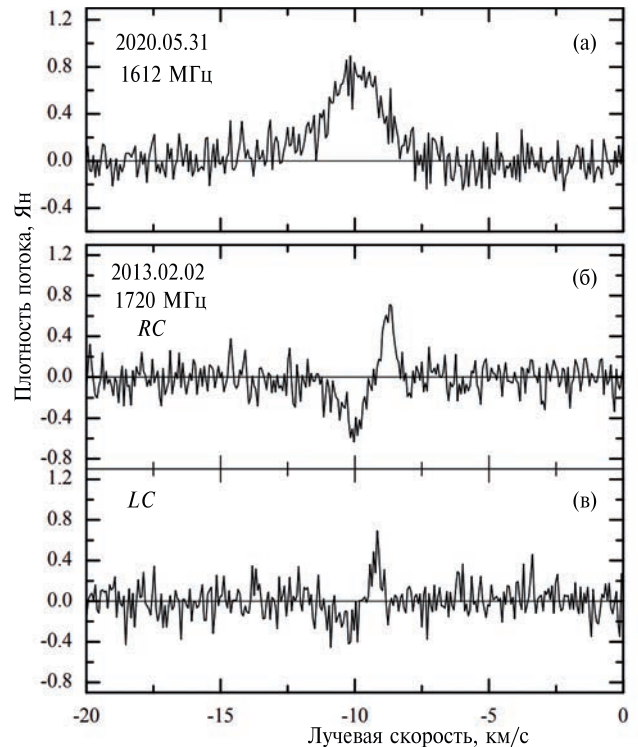


Рис. 14. Спектры в спутных линиях 1612 и 1720 МГц. В линии 1612 МГц излучение не поляризовано. Для повышения чувствительности спектр (панель (а)) получен усреднением наблюдений в четырех направлениях линейной поляризации. *Rc* и *Lc* — правая и левая круговые поляризации соответственно. Указаны эпохи наблюдений.

спектры в круговой и линейной поляризациях оказались одинаковыми. Вероятно они имеют тепловую природу. Было показано, что зеркальные профили спутных линий ОН 1612 и 1720 МГц могут указывать на накачку уровней соответствующих переходов ИК-излучением источника, погруженного в замагниченное молекулярное облако вокруг мазера.

Сравним с результатами других наблюдений. Козн и др. [15] в 1983 г. также получили в линии 1612 МГц спектр в излучении, а в линии 1720 МГц спектр в поглощении. Причем линии были достаточно широкими.

Барткевич и др. [16] об этих линиях не упоминают. В линии 1720 МГц они наблюдали зеэмановскую пару на средней скорости -14.4 км/с с расщеплением 2.1 км/с, которое соответствует продольному магнитному полю 17.3 мГс. Наши наблюдения не обнаружили эту пару, но обнаружили другую пару, причем их лучевые скорости в правой и левой круговых поляризациях не совпадают и располагаются они на правом

крыле линии поглощения -10 км/с (см. рис. 14). Можно предположить, что имеется зеемановская пара $-9.15L / -8.70R$ км/с с расщеплением 0.45 км/с. Величина продольного магнитного поля составляет 3.7 мГс. Поле направлено от наблюдателя.

Коррелированные уменьшения потоков в зеркальных профилях спутниковых линий ОН 1612 и 1720 МГц и потоков зеемановской пары могут быть связаны с изменением накачки уровней соответствующих переходов в ИК-источнике.

4.6. Долговременная переменность мазерного излучения

Анализ мониторинга мазерного излучения ОН в направлении Сер А показал, что кроме всплесков излучения отдельных деталей наблюдается как минимум излучение основных деталей (2015–2017 гг.), так и его максимум (2021–2023 гг.). Конечно, это не так четко выражено, как для мазера H_2O . Детали ОН сосредоточены группами и ассоциируются с компактными источниками континуума. Аналогичная картина наблюдается с мазерными пятнами водяного пара. Различие в том, что мазерные пятна H_2O могут образовывать организованные структуры, например, в виде цепочек с градиентом лучевой скорости. В Сер А таких организованных структур мазеров ОН нет [16]. На рис. 15 приведены некоторые результаты мониторинга H_2O в направлении Сер А. Показаны суперпозиции спектров в разные годы. Напомним, что мониторинг мазеров H_2O проводится нами на радиотелескопе РТ-22 в ПРАО (Пушино). Рисунок демонстрирует сильную переменность излучения H_2O отдельных групп деталей. Очевидно, что возможную корреляцию следует искать между излучением мазеров в отдельных скоплениях. Наша последующая публикация будет посвящена исследованию переменности мазерного излучения H_2O и возможной корреляции излучения мазеров H_2O и ОН.

5. ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Перечислим основные результаты, полученные в настоящей работе из поляризационных наблюдений (мониторинга) в линиях молекулы ОН на длине волны 18 см в Нансэ (Франция) области активного звездообразования G $109.871+2.114$ (Сер А).

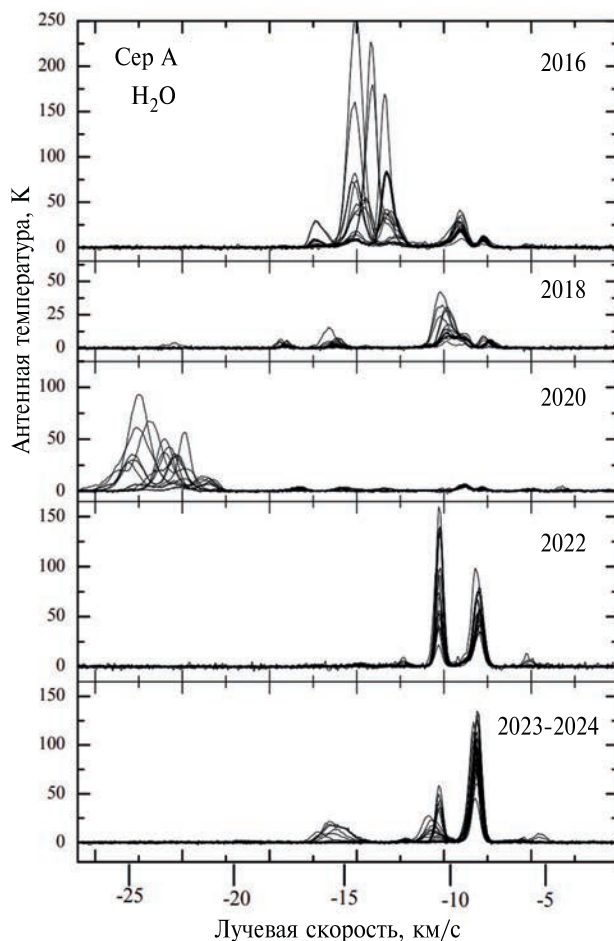


Рис. 15. Суперпозиции спектров H_2O в разные годы, полученных при проведении мониторинга на радиотелескопе РТ-22 в ПРАО (Пушино).

- Мазерное излучение ОН сильно переменное. Меняются структура спектра и плотность потока отдельных деталей. Однако, лучевые скорости большинства деталей менялись незначительно. Наблюдались кратковременные всплески излучения отдельных деталей.
- Получено, что для большинства деталей имеется сильная круговая поляризация, достигающая 100% , но слабая линейная поляризация.
- В линии 1667 МГц обнаружена новая деталь на скорости -15.53 км/с и кратковременная деталь на скорости 1.58 км/с с высокой круговой и низкой линейной поляризациями.
- Все детали нашего мониторинга отождествлены с мазерными пятнами на картах Коэн [15], Аргон [20] и Фиш [19].
- Измерена величина монотонного уменьшения расщепления и, следовательно, продоль-

ного магнитного поля трех зеемановских пар ($-16.2L / -14.25R$ и $-6.94L / -0.82R$ км/с в линии 1665 МГц и $-15.76L / -14.2R$ км/с в линии 1667 МГц). Для пары $-13.95L / -11.60R$ км/с в линии 1665 МГц изменение расщепления не обнаружено.

- Коррелированные уменьшения потоков в зеркальных профилях сателлитных линий ОН 1612 и 1720 МГц и потоков зеемановской пары $-9.15L / -8.70R$ км/с могут быть связаны с изменением накачки уровней соответствующих переходов в ИК-источнике.
- Вычислена величина позиционного угла χ для линейно поляризованного излучения большинства спектральных деталей в обеих главных линиях 1665 и 1667 МГц.
- Магнитное поле в областях Н II ориентировано либо вдоль внешнего магнитного поля, либо вдоль радио джетов.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность сотрудникам Радиоастрономической обсерватории в Нансэ (Франция) за большую помощь в проведении наблюдений по программе многолетнего мониторинга источников мазерного излучения ОН на Большом радиотелескопе в Нансэ (Франция). Авторы также благодарны сотрудникам радиоастрономической обсерватории в Пушино за помощь в проведении наблюдений (мониторинг) в линии 1.35 см на радиотелескопе РТ-22.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *V. A. Hughes, and J. G. A. Wouterloot*, **276**, 204 (1984).
2. *V. A. Hughes*, **333**, 788 (1988).
3. *S. Curiel, M. A. Trinidad, J. Canto, L. F. Rodriguez, et al.*, **564**(1), L35 (2002).
4. *S. Dzib, L. Loinard, L. F. Rodriguez, A. J. Mioduszewski, and R. M. Torres*, **733**(1), id. 71 (2011).
5. *L. Moscadelli, M. J. Reid, K. M. Menten, A. Brunthaler, X. W. Zheng, and Y. Xu*, **693**(1), 406 (2009).
6. *V. A. Hughes, R. J. Cohen, and S. Garrington*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **272**(2), 469 (1995).
7. *L. F. Rodriguez, G. Garay, S. Curiel, S. Ramirez, J. M. Torrelles, Y. Gómez, and A. Velázquez*, *Astrophys. J. Letters* **430**, L65 (1994).
8. *V. A. Hughes*, **563**(2), 919 (2001).
9. *L. F. Rodriguez, J. M. Torrelles, G. Anglada, and J. Martí*, *Revista Mexicana Astron. Astrof.* **37**, 95 (2001).
10. *J. M. Torrelles, J. F. Gómez, L. F. Rodríguez, S. Curiel, P. T. P. Ho, and G. Garay*, *Astrophys. J. Letters* **457**, L107 (1996).
11. *J. M. Torrelles, N. A. Patel, J. F. Gómez, and P. T. P. Ho, et al.*, **560**(2), 853 (2001).
12. *J. M. Torrelles, J. F. Gómez, G. Garay, L. F. Rodriguez, S. Curiel, R. J. Cohen, and P. T. P. Ho*, **509**(1), 262 (1998).
13. *М. И. Пащенко, Г. М. Рудницкий, О. Франкелен*, *Письма в Астрон. журн.* **5**, 276 (1979).
14. *V. L. Fish and M. J. Reid*, *Astrophys. J. Suppl.* **164**(1), 99 (2006).
15. *R. J. Cohen, P. R. Rowland, and M. M. Blair*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **210**, 425 (1984).
16. *A. Bartkiewicz, M. Szymczak, R. J. Cohen, and A. M. S. Richards*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **361**(2), 623 (2005).
17. *В. И. Слыш, М. И. Пащенко, Г. М. Рудницкий, В. М. Витрищак, П. Колом*, *Астрон. журн.* **87**(7), 655 (2010).
18. *Н. Т. Ашимбаева, Е. Е. Лехт, М. И. Пащенко, В. В. Краснов, А. М. Толмачев*, *Астрон. журн.* **99**, 628 (2022).
19. *V. L. Fish, M. J. Reid, A. L. Argon, and X.-W. Zheng*, *Astrophys. J. Suppl.* **160**(1), 220 (2005).
20. *A. L. Argon, M. J. Reid and K. M. Menten*, *Astrophys. J. Suppl.* **129**(1), 159 (2000).
21. *R. F. Haynes and J. L. Caswell*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **178**, 219 (1977).
22. *Н. Т. Ашимбаева, Е. Е. Лехт, В. В. Краснов, А. М. Толмачев*, *Астрон. журн.* **100**, 593 (2023).

STUDY OF MASER EMISSION IN 18 CM LINES IN THE STAR FORMATION REGION G 109.871+2.114 (Cep A)

E. E. Lekht^{a, *}, N. T. Ashimbaeva^a, V. V. Krasnov^b, V. R. Shoutenkov^c

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

^b*Astrospace Center of the P. N. Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

^c*Pushchino Radio Astronomy Observatory, Astrospace Center of the P. N. Lebedev Physical Institute,
Russian Academy of Sciences, Pushchino, Russia*

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

The results of the study of the star formation region G 109.871+2.114 (Cep A) in OH lines by 18 cm are presented. Polarization observations (monitoring) were performed on a large radio telescope in Nançay (France) in 2007–2024. OH maser emission is highly variable. The structure of the spectrum and the flux density of the individual features are changing. However, the radial velocities of most features changed slightly. Short-term flares of emission from individual features were observed. Many features have strong circular polarization, reaching 100%, but weak linear polarization. A new features at -15.53 km/s and a short-term part at 1.58 km/s with high circular and low linear polarizations were detected in the 1667 MHz line. The spectral features of our monitoring were spatially identified with the maser spots on the Cohen, Argon and Fish maps. The magnitude of the monotonic decrease in splitting, and, consequently, the longitudinal magnetic field of three Zeeman pairs ($-16.2L / -14.25R$ km/s and $-6.94L / -0.82R$ in the 1665 MHz line and $-15.76L / -14.2R$ in the 1667 MHz line). For the $-13.95L / -11.60R$ pair no splitting change was detected in the 1665 MHz line. Broadband absorption and emission are observed in the satellite lines of 1612 and 1720 MHz, respectively. A Zeeman pair was also detected in the 1720 MHz line. The value of the positional angle χ is calculated for linearly polarized emission of most spectral details in both main lines of 1665 and 1667 MHz. It is shown that the magnetic field in the H II regions is oriented either along the external magnetic field or along the radio jets.

Keywords: star formation, H₂O and OH masers, molecular clouds and bipolar outflows, magnetic field, individual objects: G 109.871+2.114 (Cep A)

ВЕЛИЧИНА $[N/C]$ КАК ИНДИКАТОР ЭВОЛЮЦИИ КРАСНЫХ ГИГАНТОВ: НАБЛЮДАЕМЫЕ РАЗЛИЧИЯ МЕЖДУ МАГНИТНЫМИ И НЕМАГНИТНЫМИ ГИГАНТАМИ

© 2024 г. Л. С. Любимков*, Д. Б. Поклад**

Крымская астрофизическая обсерватория Российской академии наук, Научный, Россия

**E-mail: lyub@craocrimea.ru*

***E-mail: dmitry.crao@gmail.com*

Поступила в редакцию 05.06.2024 г.

После доработки 18.07.2024 г.

Принята в печать 18.07.2024 г.

Выполнен анализ данных о величине $[N/C]$, одного из самых чувствительных индикаторов эволюции звезд, для 20 красных гигантов с магнитными полями в сравнении с данными для 7 немагнитных гигантов. Для большинства рассмотренных гигантов величина $[N/C]$ показала зависимость от возраста t и массы M . В частности, величина $[N/C]$ у большинства магнитных гигантов уменьшается от 1.2 до 0.9 при увеличении $\log t$ от 8.2 до 9.8 и при увеличении M от 1 до 4 $M_{\odot}$. Показано, что для большинства магнитных гигантов значения $[N/C]$ занижены (до 0.4 dex) по сравнению с немагнитными гигантами с такими же значениями t или M . Высказано предположение, что такие различия в величине $[N/C]$ между этими двумя группами звезд объясняется тем, что эволюция красных гигантов с магнитными полями (на стадии главной последовательности (ГП) поля могли быть сильными) может отличаться от эволюции гигантов без магнитных полей. В частности, магнитное поле может подавлять процесс перемешивания уже на стадии ГП и, особенно в фазе “First Dredge-Up” (FDU), что и приводит к снижению величины $[N/C]$ у магнитных гигантов.

Ключевые слова: красные гиганты, химический состав, эволюция

DOI: 10.31857/S0004629924090057 **EDN:** IBDNRI

1. ВВЕДЕНИЕ

Мы продолжаем серию работ по исследованию химического состава близких G и K-гигантов, отличающихся какими-либо особенностями. В работе [1] были определены фундаментальные параметры и содержания ключевых легких элементов Li, C и O для 9 K-гигантов с планетами. В работе [2] был проанализирован химический состав гигантов EK Eri and OU And с магнитными полями, которые были объявлены вероятными потомками магнитных Ap-звезд. Далее, в работе [3] был детально исследован химический состав 9 гигантов с планетами из списка [1]. Наконец, в работе [4] были определены фундаментальные параметры и химический состав 20 G и K-гигантов с магнитными полями в окрестности Солнца. Отметим, что в статьях [3, 4] не было найдено систематических отличий в содержаниях элементов для гигантов с планетами и гигантов с магнитными полями от нормальных гигантов. Важно отметить, что анализ химического состава во всех

четырех работах был выполнен по единой методике.

Особое внимание в работах [1, 2, 3, 4] было уделено элементам группы CNO, которые считаются ключевыми в теории эволюции звезд. Как известно, эти элементы участвуют в реакциях горения водорода на стадии главной последовательности (ГП), самой продолжительной стадии в эволюции звезды, и их содержание в ядре звезды существенно меняется, особенно C и N. Содержание N значительно увеличивается, а содержание C, наоборот, уменьшается. При этом изменения в содержаниях CNO-элементов на стадии ГП могут наблюдаться и в поверхностных слоях звезды, если ее скорость вращения достаточно велика. Особенно сильные изменения в процессе эволюции испытывает отношение N/C. После ухода с ГП, когда звезда становится красным гигантом, отношение N/C в звездной атмосфере может возрасти более чем на порядок.

В данной работе мы будем рассматривать величину $[N/C] = \log(N/C) - \log(N/C)_{\odot}$, разницу между звездой и Солнцем, где для Солнца принято $\log(N/C)_{\odot} = -0.62$ [5]. Чтобы найти величину $[N/C]$ для данной звезды, прежде всего, необходимо определить для нее содержание азота $\log_e(N)$ и содержание углерода $\log_e(C)$; отсюда получаем $\log(N/C) = \log_e(N) - \log_e(C)$, и далее вычисляем $[N/C]$.

Очевидно, что точность величины $[N/C]$ зависит от точности определения содержаний N и C . Анализ содержаний углерода $\log_e(C)$, использованных в настоящей работе, был выполнен по линиям $C\ I$; его методика описана в статье [1]. Расчеты линий $C\ I$ были проведены при отказе от условия ЛТР (локальное термодинамическое равновесие); благодаря этому было получено хорошее согласие между линиями в видимой и инфракрасной областях. Что касается содержания азота $\log_e(N)$, то ввиду слабости линий $N\ I$ в спектрах красных гигантов мы использовали для его определения линии молекулы CN в спектральном интервале 7985–8025 Å (детали см. в [2]). Этот метод позволил найти не только содержание азота, но и отношение изотопов углерода $^{12}C/^{13}C$. Как содержание C , так и содержание N для каждой звезды определялось индивидуально путем вычисления синтетических спектров и их “ручной” подгонки к наблюдаемым спектрам. Мы считаем, что такая методика позволила оценить величину $[N/C]$ для программных гигантов с достаточно высокой надежностью.

В работах [3, 4] было показано, что величина $[N/C]$ демонстрирует ярко выраженную корреляцию с $[N/O]$, другой характерной величиной в группе CNO -элементов. При этом, согласно [4], для 20 гигантов с магнитными полями не было найдено каких-либо явных систематических отличий в содержаниях элементов и, в частности, в зависимости между $[N/C]$ и $[N/O]$ от 7 гигантов без магнитных полей. С одной стороны, число рассмотренных гигантов (особенно немагнитных), вероятно, является недостаточным, чтобы делать уверенные выводы. Однако, с другой стороны, содержания элементов, а также отношения содержаний в группе CNO взаимосвязаны, поэтому чтобы получить дополнительную, не связанную с CNO -элементами информацию, следует поискать зависимость между $[N/C]$ и, например, такими фундаментальными параметрами как масса и возраст гигантов.

Недавно в работе [6] для красных гигантов в открытых скоплениях была найдена линейная зависимость между средним значением $[N/C]$ в скоплении и средним возрастом t . Используя тот же список звезд, что и в работе [4] (20 магнитных и 7 немагнитных гигантов), мы покажем, что для этих звезд также имеет место зависимость $[N/C]$ от t , при этом имеются систематические различия между гигантами с магнитными полями и немагнитными гигантами (раздел 4).

Мы покажем также, что существует зависимость $[N/C]$ от массы M гигантов. При этом вновь обнаруживаются систематические различия между магнитными и немагнитными гигантами (раздел 5). Возможная причина таких различий обсуждается в разделе 6.

2. СПИСОК ИССЛЕДОВАННЫХ ГИГАНТОВ И ИХ ОСНОВНЫЕ ФИЗИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

В данной работе рассмотрены те же G и K -гиганты, что и в работе [4]. Их список, включающий 20 гигантов с магнитными полями и 7 немагнитных гигантов с планетами, представлен в табл. 1. Наряду с обозначением звезды и ее номером HD, в табл. 1 указаны следующие физические характеристики: эффективная температура T_{eff} , ускорение силы тяжести g на поверхности звезды (в логарифмической шкале), индекс металличности $[Fe/H]$, масса звезды M в единицах массы Солнца $M_{\odot}$, возраст t и величина $[N/C]$. Все эти параметры были получены в работах [1, 2, 3, 4] на основе единой методики.

Верхнюю часть табл. 1 занимают данные работы [2, 4] для 20 магнитных гигантов, нижнюю часть — данные статьи [1, 3] для 7 немагнитных гигантов с планетами. Как и в работе [2, 4], мы использовали результаты работы [7], где были исследованы магнитные поля 48 красных гигантов. Магнитное поле было детектировано в работе [7] у 29 звезд, из них для анализа химического состава подходящими оказались 20 близких гигантов в пределах 150 пк от Солнца (детали см. в [4]). Для большинства этих звезд максимальное поле B_{max} не превышает 10 Гс (точнее, $B_{\text{max}} = 0.3 - 9.0$ Гс), и лишь для двух гигантов, EK Eri и OU And, поле оказалось значительно сильнее: у них $B_{\text{max}} = 99$ и 41 Гс соответственно. Гиганты EK Eri и OU And и еще две звезды, β Ceti

Таблица 1. Основные физические характеристики исследованных гигантов

Звезда	HD	T_{eff}	$\log g$	[Fe/H]	$M / M_{\odot}$	$t, 10^9$ лет	$^{12}\text{C} / ^{13}\text{C}$	[N/C]
Гиганты с магнитным полем								
β Cet	4128	4800	2.42	−0.01	3.30	0.29	16	1.19 ± 0.10
η Psc	9270	4930	2.33	−0.06	3.90	0.18	24	1.14 ± 0.07
ϵ Tau	28305	4810	2.53	0.13	3.10	0.34	22	1.04 ± 0.06
θ^1 Tau	28307	4955	2.74	0.18	2.90	0.42	23	0.64 ± 0.07
ν^3 CMa	47442	4630	2.11	−0.11	4.10	0.16	22	1.57 ± 0.06
Pup	68290	4930	2.89	0.03	2.30	0.72	23	0.99 ± 0.06
α Hya	81797	4070	1.24	−0.22	2.50	0.72	17	0.71 ± 0.11
d UMa	82210	5200	3.29	−0.25	1.80	1.26	—	0.96 ± 0.07
ν^1 Hya	85444	5005	2.54	0.02	3.40	0.26	18	1.16 ± 0.07
α Boo	124897	4285	1.61	−0.49	1.10	6.41	7	0.91 ± 0.17
δ CrB	141714	5270	3.07	−0.18	2.30	0.68	—	0.95 ± 0.08
k Her A	145001	4990	2.48	−0.12	3.30	0.26	22	1.27 ± 0.09
η Her	150997	4940	2.81	−0.16	2.20	0.77	16	1.03 ± 0.06
ζ Her	163993	4985	2.83	0.07	2.70	0.50	20	0.98 ± 0.08
ι Cap	203387	5035	2.75	−0.02	2.90	0.39	26	1.01 ± 0.07
ρ Cyg	205435	5030	2.95	−0.10	2.30	0.71	25	1.00 ± 0.09
β Gem	62509	4830	2.85	0.03	2.30	0.93	17	0.92 ± 0.06
α Tau	29139	3920	1.20	−0.37	1.20	8.97	13	1.39 ± 0.12
EK Eri	27536	5025	3.26	0.10	1.80	1.32	17	0.64 ± 0.09
OU And	223460	5330	2.83	−0.11	2.90	0.40	—	1.12 ± 0.18
Немагнитные гиганты с планетами								
α Ari	12929	4510	2.40	−0.11	2.00	1.26	18	1.30 ± 0.08
μ Leo	85503	4475	2.50	0.26	1.50	3.63	18	1.03 ± 0.08
γ^1 Leo	89484	4465	1.90	−0.35	2.80	0.42	8	1.09 ± 0.11
ϵ CrB	143107	4360	2.12	−0.10	2.00	1.26	9	1.36 ± 0.12
HR 3145	66141	4265	1.87	−0.35	1.20	5.37	—	1.11 ± 0.12
β UMi	131873	4020	1.31	−0.33	1.60	1.95	13	1.24 ± 0.12
β Cnc	69267	4010	1.37	−0.18	2.50	0.78	13	1.42 ± 0.12

и β Gem, были признаны в работе [7] вероятными потомками магнитных Ap-звезд.

Что касается 7 немагнитных гигантов в нижней части табл. 1, то здесь две звезды, γ^1 Leo и β UMi, как будто действительно следует признать немагнитными, так как они были исследованы в числе 48 гигантов в работе [7] и значимого магнитного поля у них там найдено не было. В отношении остальных пяти звезд термин “немагнитные” является достаточно условным; он лишь означает, что поисков магнитного поля у этих звезд не было. Как будет показано ниже, случай γ^1 Leo требует особого рассмотрения.

Следует еще раз отметить, что все 7 немагнитных гигантов имеют планеты. Планеты могут иметь и некоторые магнитные гиганты в табл. 1; по крайней мере, у трех из них (α Tau, β Gem и ϵ Tau) планеты были обнаружены.

Два параметра гигантов в табл. 1, их масса M и возраст t , играют особую роль в дальнейшем нашем исследовании. Отметим, что массы M рассмотренных гигантов варьируются в диапазоне от 1.1 до $4.1 M_{\odot}$, а их возраст t занимает интервал от 160 миллионов до 9 миллиардов лет.

Необходимо отметить, что значения M и t , приведенные в табл. 1, основаны на эволюционных расчетах, выполненных без учета магнитного

поля. Когда подобные расчеты будут проведены для моделей с магнитным полем, оценки M и t для магнитных гигантов могут несколько измениться.

3. ГИГАНТЫ НА ЭВОЛЮЦИОННОЙ ДИАГРАММЕ И ЗАВИСИМОСТЬ “МАССА – ВОЗРАСТ”

На рис. 1 в плоскости $\{T_{\text{eff}}, \log g\}$ представлена диаграмма, которая иллюстрирует эволюционный статус исследуемых гигантов. Здесь наряду с позициями исследуемых звезд (заполненные и открытые кружки – магнитные и немагнитные гиганты соответственно) представлены эволюционные треки MIST [8], рассчитанные для масс $M = 1, 2, 3$ и $4 M_{\odot}$. Треки показаны как для нормального значения индекса металличности $[\text{Fe}/\text{H}] = 0.0$ (толстые линии), так и для пониженного значения $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.5$ (тонкие линии). Видим, что все гиганты находятся на стадии Ветви Красных Гигантов или ВКГ (RGB, Red Giant Branch). При этом большинство этих звезд, как было показано в работе [4], испытало на ВКГ глубокое конвективное перемешивание (фаза First Dredge-Up или FDU), о чем свидетельствуют низкие значения отношения изотопов углерода $^{12}\text{C}/^{13}\text{C} = 7 - 26$ (для Солнца $^{12}\text{C}/^{13}\text{C} = 89$).

Известно, что существует тесная связь между массой M и возрастом t красных гигантов. Подтверждением служит рис. 2, где представлена полученная нами антикорреляция между $\log t$ и M для исследуемых гигантов. Объяснение такой зависимости было дано в работе [1]: возраст красных гигантов на ВКГ на 95% определяется их временем жизни на стадии ГП, самой длительной стадии в эволюции звезды; но это время, как известно, сильно зависит от массы M .

4. ЗАВИСИМОСТЬ ВЕЛИЧИНЫ $[N/C]$ ОТ ВОЗРАСТА ГИГАНТОВ

На рис. 3 представлена зависимость величины $[N/C]$ от возраста гигантов. Здесь основная масса магнитных гигантов, 15 из 20 звезд, образует компактную последовательность, которая аппроксимирована сплошной ломаной линией и демонстрирует уменьшение $[N/C]$ от 1.2 до 0.9 при увеличении $\log t$ от 8.2 до 9.8. Гигант α Boo (Арктур), имеющий самый большой возраст, $\log t = 9.8$, и поэтому на рис. 3 сильно смещенный

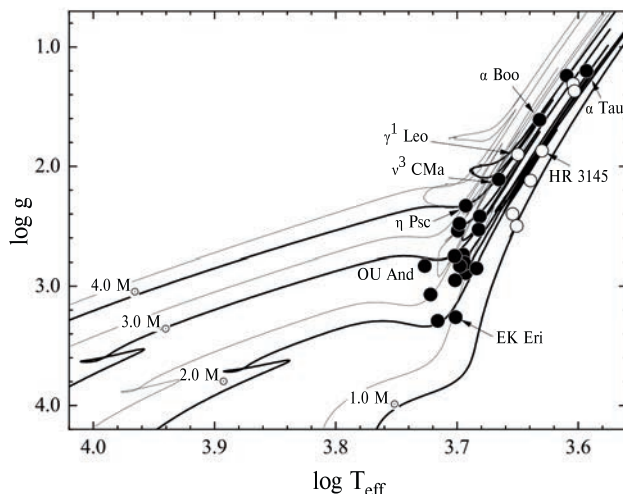


Рис. 1. Диаграмма $\{\log T_{\text{eff}}, \log g\}$ для программных гигантов. Представлены эволюционные треки MIST [8] для масс $M = 1, 2, 3$ и $4 M_{\odot}$; толстые линии соответствуют трекам с нормальной металличностью $[\text{Fe}/\text{H}] = 0.0$, тонкие линии – трекам с пониженной металличностью $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.5$. Здесь и на всех последующих рисунках заполненные кружки соответствуют магнитным гигантам, открытые кружки – немагнитным гигантам. Отмечены некоторые наиболее интересные гиганты.

вправо, тем не менее, хорошо ложится на указанную линию.

Шесть из семи немагнитных гигантов (исключая γ^1 Leo) образуют отдельную последовательность, она аппроксимирована штриховой прямой и лежит заметно выше последовательности, полученной для магнитных гигантов.

Особый случай представляет немагнитный гигант $\gamma^1 \text{Leo} = \gamma \text{LeoA} = \text{HD } 89484$, который на рис. 3 почему-то оказался среди магнитных гигантов. Как отмечалось выше, в работе [7] магнитного поля у этой звезды найдено не было. Можно предположить, что в действительности это гигант со слабым остаточным магнитным полем $B_{\text{max}} \leq 0.2$ Гс, которое на ГП могло быть значительно сильнее.

Итак, на рис. 3 мы выделяем две зависимости $[N/C]$ от $\log t$, а именно: 1) основная зависимость для магнитных гигантов (15 звезд) и 2) зависимость для немагнитных гигантов (6 звезд). Имеется очевидное систематическое разделение, то есть сдвиг по величине $[N/C]$ между этими зависимостями. При этом разница между немагнитными и магнитными гигантами зависит от воз-

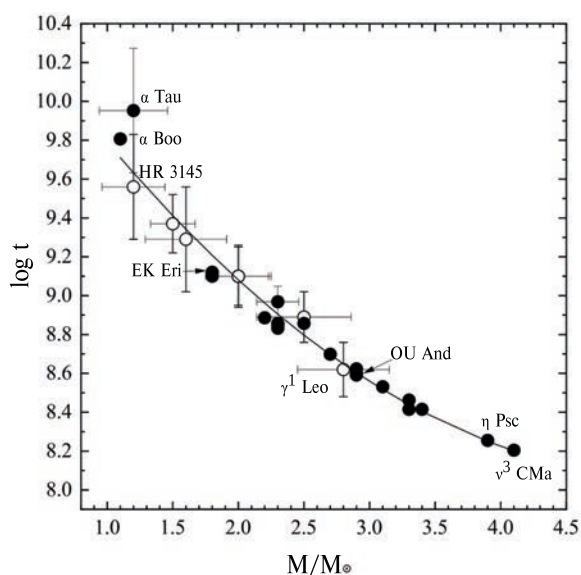


Рис. 2. Зависимость возраста программных гигантов от их массы. Сплошная кривая — аппроксимация, полученная методом наименьших квадратов.

раста: она составляет около 0.4 dex при $\log t \sim 9.0$ и всего лишь около 0.1 dex при $\log t \sim 9.5$.

Пять звезд на рис. 3 выпадают из общей зависимости для магнитных гигантов. В частности, три гиганта, θ^1 Tau, α Hya и EK Eri, показали здесь особенно низкие значения $[N/C] \approx 0.6 - 0.7$. Это можно объяснить тем, что эти звезды имели нулевую начальную скорость вращения (см. ниже).

Напротив, магнитные гиганты v^3 CMa и α Tau показали очень высокие значения $[N/C] = 1.4 - 1.6$. Примечательно, что в списке рассмотренных гигантов эти звезды демонстрируют экстремальные значения массы M и возраста t . Действительно, как видно из табл. 1 и рис. 2, звезда v^3 CMa является самой молодой и самой массивной в нашем списке, а звезда α Tau (Альдебаран), напротив, самой старой и почти самой маломассивной (напомним также, что α Tau имеет планету).

Во Введении было отмечено, что в работе Касали и др. [6] была найдена зависимость средней величины $[C/N]$ для гигантов рассеянных скоплений от их возраста. Согласно рис. 8 из этой статьи, если перейти от $[C/N]$ к величине $[N/C] = -[C/N]$, последняя меняется от 0.9 до 0.3 при увеличении $\log t$ от 8.2 до 9.8. Такие значения $[N/C]$ из работы [6] существенно занижены по сравнению с большинством наших

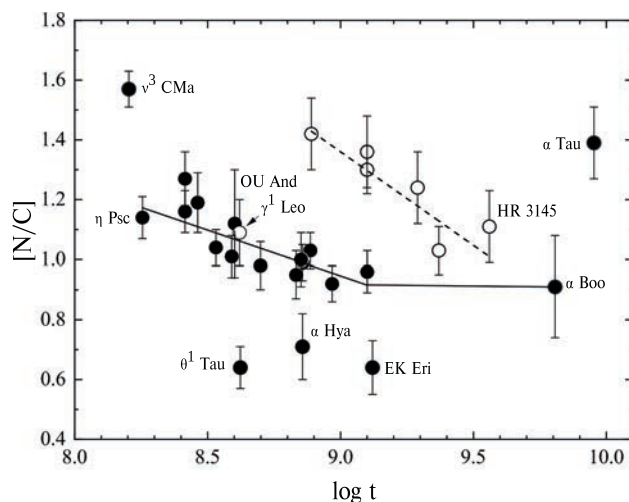


Рис. 3. Зависимость величины $[N/C]$ от возраста гигантов. Сплошная ломаная линия представляет усредненную зависимость для 15 магнитных гигантов, штриховая линия — то же для 6 немагнитных гигантов.

значений, представленных на рис. 3. Основная причина такого различия, по нашему мнению, заключается в принципиально разном эволюционном статусе звезд в работе [6] и наших гигантов.

Действительно, отбор звезд в статье [6] для всех скоплений проводился так, чтобы соответствовать определенному моменту эволюции, когда в начале фазы FDU величина $[C/N]$ начинала монотонно уменьшаться (а величина $[N/C]$, соответственно, увеличиваться). Таким образом, отобранные в [6] гиганты находились в самом начале перемешивания во время FDU. Напротив, в нашей работе программные гиганты уже завершили фазу FDU, о чем говорят их низкие значения $^{12}\text{C}/^{13}\text{C} = 7 - 26$, типичные для post-FDU звезд. Таким образом, звезды в [6] соответствовали более раннему моменту эволюции, чем наши гиганты, что и явилось основной причиной заниженных значений $[N/C]$ в работе [6].

5. ЗАВИСИМОСТЬ ВЕЛИЧИНЫ $[N/C]$ ОТ МАССЫ ГИГАНТОВ

Поскольку возраст t рассмотренных гигантов, согласно рис. 2, находится в тесной зависимости от их массы M , естественно предположить, что величина $[N/C]$ показывает тренд не только с t , но и с M . Зависимость $[N/C]$ от массы M представлена на рис. 4. Здесь, как и на рис. 3, наиболее заметна последовательность для магнитных гигантов; она аппроксимирована

сплошной кривой (15 звезд, включая α Boo/Арктур).

Мы привели здесь также результаты теоретических расчетов [9] для моделей вращающихся звезд с массами 2.5, 3.0 и 4.0 $M_{\odot}$ (толстые ломаные линии). Расчеты зависят от начальной относительной угловой скорости вращения $\Omega_0 / \Omega_{\text{crit}}$, где Ω_0 — начальная скорость вращения, Ω_{crit} — критическая скорость. Видим, что основная последовательность для магнитных гигантов хорошо соответствует модельным расчетам при $\Omega_0 / \Omega_{\text{crit}} = 0.6$. Следует отметить, что последнее значение получено на основе моделей, рассчитанных без учета магнитного поля. Когда подобные расчеты будут проведены для моделей с магнитным полем, оценка $\Omega_0 / \Omega_{\text{crit}} = 0.6$ для магнитных гигантов может несколько измениться.

Как видно из рис. 4, основная последовательность для немагнитных гигантов (штриховая линия), как и на рис. 3, лежит систематически выше, чем для магнитных гигантов, и не может быть описана теорией без привлечения гипотезы “extra mixing” (см. ниже).

Как и на рис. 3, звезда γ^1 Leo, включенная нами в группу немагнитных гигантов, на рис. 4 заняла уверенное положение среди магнитных звезд. Это подтверждает, что статус гиганта γ^1 Leo должен быть пересмотрен. Мы предполагаем, что это магнитная звезда со слабым полем (которое на стадии ГП могло быть значительно сильнее).

Положения трех магнитных гигантов, θ^1 Tau, α Hya и EK Eri, с наиболее низкими значениями $[N/C] = 0.6 - 0.7$ хорошо соответствуют теоретическим расчетам при нулевой скорости $\Omega_0 / \Omega_{\text{crit}} = 0.0$.

Исключительное положение на рис. 4, как и на рис. 3, занимают магнитные гиганты v^3 CMa и α Tau с высокими значениями $[N/C] = 1.4 - 1.6$, которые можно объяснить лишь с привлечением гипотезы дополнительного неконвективного перемешивания (“extra mixing”).

Эта гипотеза в отношении красных гигантов после FDU уже более двух десятков лет обсуждается в литературе; она была применена для объяснения некоторых особенностей в наблюдаемых содержаниях легких элементов Li, C, N и O у таких звезд, которые не удавалось объяснить в рамках стандартной теории (см., напр., [10, 11]). По-видимому, идея “extra mixing” необходима

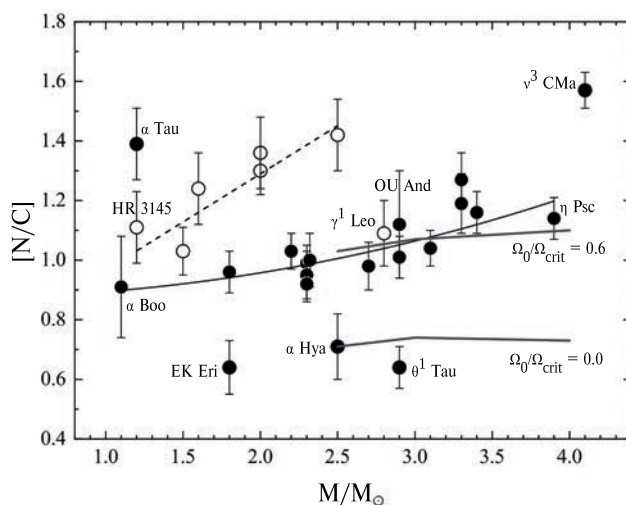


Рис. 4. Зависимость величины $[N/C]$ от массы гигантов. Сплошная кривая представляет усредненную зависимость для 15 магнитных гигантов, штриховая линия — то же для 6 немагнитных гигантов. Толстыми ломаными линиями показаны результаты теоретических расчетов для моделей вращающихся звезд при двух значениях начальной относительной скорости вращения (0.0 и 0.6).

и для объяснения высоких значений $[N/C]$ у гигантов v^3 CMa и α Tau.

6. ОБСУЖДЕНИЕ

Таким образом, рассмотрение зависимостей величины $[N/C]$ от возраста исследуемых гигантов t (рис. 3), а также от их массы M (рис. 4) привело к двум интересным результатам. Первый из них состоит в том, что большинство рассмотренных звезд показало явную антикорреляцию между $[N/C]$ и величинами t и M , этими двумя фундаментальными параметрами звезд. В частности, величина $[N/C]$ у магнитных гигантов уменьшается от 1.2 до 0.9 при увеличении $\log t$ от 8.2 до 9.8 и при увеличении M от 1 до 4.0 $M_{\odot}$.

Несомненно, определяющим параметром в эволюции звезды является ее масса M . От нее сильно зависят, в том числе, и все эволюционные изменения химического состава, происходящие в поверхностных слоях звезды. Чем больше масса M , тем больше эти изменения, что и демонстрирует рис. 4.

Возраст красных гигантов t является вторичной величиной по отношению к их массе M , так как имеется почти функциональная зависимость между M и t для таких звезд (рис. 2). Отсюда

следует, что рис. 3 является просто следствием рис. 4.

Если первый результат нашей работы можно считать вполне ожидаемым, то второй ее результат является совсем нетривиальным. Он состоит в том, что на рис. 3 и 4 большинство магнитных гигантов показало систематически более низкие значения $[N/C]$, чем гиганты без магнитных полей. Можно считать, что этот результат носит предварительный характер, поскольку число немагнитных гигантов недостаточно для окончательного заключения.

Этому наблюдательному факту, если он подтвердится, можно дать такое естественное объяснение: эволюция звезд с магнитным полем отличается от эволюции звезд без магнитного поля. Прежде всего, это относится к перемешиванию, которое для звезд с заметным вращением имеет место уже на стадии ГП. Затем, на стадии ВКГ, когда имеет место глубокое конвективное перемешивание, влияние магнитного поля также может оказаться существенным, хотя поле там может быть значительно слабее, чем на ГП. Наше предположение состоит в том, что магнитное поле подавляет процесс перемешивания, что и приводит к меньшим значениям величин $[N/C]$, чем для гигантов без магнитного поля.

Мы уже отмечали, что для большинства наших гигантов измеренное в [7] магнитное поле достаточно мало ($B_{\max} < 10$ Гс), и лишь для двух гигантов, ЕК Eri и OU And, поле оказалось значительно сильнее ($B_{\max} = 99$ и 41 Гс соответственно). Гиганты ЕК Eri и OU And были обозначены в [7] как вероятные потомки магнитных Ар-звезд. Еще два гиганта, β Gem и β Cet, показавшие небольшие магнитные поля ($B_{\max} = 0.7$ и 9.0 Гс соответственно), также были отнесены в [7] к категории возможных потомков магнитных Ар-звезд.

Существует ли какая-то зависимость $[N/C]$ от $B_{\max}$? Гигант ЕК Eri с максимальным полем $B_{\max} = 99$ Гс занимает на рис. 3 и 4 очень низкое положение, но столь же низкое положение занимают здесь звезды α Нуа и θ^1 Тау с очень слабым полем $B_{\max} = 0.6 - 0.7$ Гс, так что явной зависимости от $B_{\max}$ здесь не наблюдается. Гиганты β Gem и β Cet со слабым полем, вероятные потомки Ар-звезд, на рис. 3 и 4 никак не выделяются на фоне основной последователь-

ности для магнитных звезд. Мы приходим к заключению, что зависимость от $B_{\max}$ не обнаружена.

Можно предположить, что не только ЕК Eri, OU And, β Gem и β Cet, но и другие магнитные гиганты нашего списка в своем большинстве, когда они находились на стадии ГП, были магнитными Ар-звездами и, следовательно, имели тогда сильные поля.

Вопрос об эволюции магнитных Ар-звезд исследован слабо. Например, авторы обзора [12], основываясь на данных наблюдений, отметили вероятное уменьшение магнитного поля в процессе эволюции на ГП, при этом эффект, возможно, зависит от массы звезды. Очевидно, что модельные расчеты эволюции магнитных звезд с массами $(1 - 4)M_{\odot}$ достаточно сложны; такие расчеты нам неизвестны.

В литературе отмечалось, что после выхода из ГП и перехода в стадию красного гиганта магнитное поле значительно ослабевает вследствие увеличения радиуса звезды и уменьшения ее скорости вращения (см., напр., [13]).

Представляет интерес сравнение полученных результатов с данными работы [14], где исследована величина $[N/C]$ для AFG-сверхгигантов и ярких гигантов. Это более массивные звезды (в большинстве они имеют массы $M = (5 - 15)M_{\odot}$), поэтому они эволюционируют быстрее и имеют гораздо меньший возраст ($t < 180$ млн лет). Для этих звезд также наблюдается тренд величины $[N/C]$ с возрастом, однако разброс велик (от 0.1 до 1.6). Он вызван двумя причинами: 1) большой зависимостью от начальной скорости вращения и 2) наличием в этой группе звезд в двух фазах эволюции — после ГП (фаза post-MS) и фаза post-FDU.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Величина $[N/C]$ известна как один из самых чувствительных индикаторов эволюции звезд. Наш анализ данных об этой величине для 20 красных гигантов с магнитными полями, а также для 7 немагнитных гигантов привел к следующим результатам. Большинство магнитных гигантов (15 из 20) и все немагнитные гиганты показали зависимость величины $[N/C]$ от возраста звезд t и их массы M . В частности, величина $[N/C]$ у магнитных гигантов уменьшается от 1.2

до 0.9 при увеличении $\log t$ от 8.2 до 9.8 и при увеличении M от 1 до $4.0 M_{\odot}$.

На основную зависимость для магнитных гигантов хорошо ложится звезда γ^1 Leo, которая сначала была включена нами в список 7 немагнитных звезд. Выдвинуто предположение, что в действительности это магнитный гигант со слабым полем $B_{\max} \leq 0.2$ Гс, которое на стадии ГП могло быть значительно сильнее (если γ^1 Leo — бывшая магнитная Ар-звезда).

Оставшиеся 6 немагнитных гигантов образуют отдельную зависимость, которая лежит систематически выше основной зависимости для магнитных гигантов. Разница в значениях $[N/C]$ между немагнитными и магнитными гигантами растет с уменьшением возраста t и с увеличением массы M и достигает 0.4 dex.

Пять магнитных гигантов выпадают из общей зависимости, полученной по 15 звездам. Из них три гиганта, θ^1 Tau, α Нуа и EK Eri, с наиболее низкими значениями $[N/C] = 0.6 - 0.7$, согласно расчетам, соответствуют моделям звезд с нулевой начальной скоростью вращения. Два других магнитных гиганта, ν^3 CMa и α Tau, напротив, имеют очень высокие значения $[N/C] = 1.4 - 1.6$, и для их объяснения приходится привлекать известную гипотезу дополнительного неконвективного перемешивания (extra mixing).

Основной результат настоящей работы — это обнаружение систематического различия в величине $[N/C]$ между основной массой магнитных гигантов и немагнитными гигантами. Мы предположили, что эволюция этих двух групп звезд происходит по-разному. В частности, магнитное поле подавляет процесс перемешивания у магнитных гигантов, что и приводит к меньшим

значениям величинам $[N/C]$ у них, чем у гигантов без магнитного поля.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. L. S. Lyubimkov, S. A. Korotin, D. V. Petrov, D. B. Poklad, D. E. Mkrtichian, I. Han, and B.-C. Lee, *Astron. Nachricht.* **342**, 497 (2021).
2. Л. С. Любимков, С. А. Коротин, Д. В. Петров, Д. Б. Поклад, Д. О. Кудрявцев, Д. Н. Бакланова, *Астрофизика* **65**, 63 (2022).
3. Л. С. Любимков, Д. Б. Поклад, С. А. Коротин, *Астрофизика* **65**, 515 (2022).
4. L. S. Lyubimkov, S. A. Korotin, D. V. Petrov, and D. B. Poklad, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **528**, 304 (2024).
5. K. Lodders, *Space Sci. Rev.* **217**, id. 44 (2021).
6. G. Casali, L. Magrini, E. Tognelli, R. Jackson, et al., *Astron. and Astrophys.* **629**, id. A62 (2019).
7. M. Aurière, R. Konstantinova-Antova, C. Charbonnel, G. A. Wade, et al., *Astron. and Astrophys.* **574**, id. A90 (2015).
8. J. Choi, A. Dotter, C. Conroy, M. Cantiello, B. Paxton, and B. D. Johnson, **823**(2), id. 102 (2016).
9. C. Georgy, S. Ekström, A. Granada, G. Meynet, N. Mowlavi, P. Eggenberger, and A. Maeder, *Astron. and Astrophys.* **553**, id. A24 (2013).
10. C. Abia, S. Palmerini, M. Busso, and S. Cristallo, *Astron. and Astrophys.* **548**, id. A55 (2012).
11. M. Shetrone, J. Tayar, J. A. Johnson, G. Somers, et al., **872**(2), id. 137 (2019).
12. P. L. North, J. Babel, and D. Erspamer, *Contrib. Astron. Observ. Skalnat Pleso* **38**, 375 (2008).
13. J. D. Landstreet, in *Magnetic Stars*, Proc. Intern. Conf., held in the Special Astrophysical Observatory of the Russian AS, August 27–31, 2003, edited by Yu. Glagolevskij, D. Kudryavtsev, and I. Romanyuk, p. 11 (2004).
14. L. S. Lyubimkov, D. L. Lambert, S. A. Korotin, T. M. Rachkovskaya, and D. B. Poklad, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **446**, 3447 (2015).

THE $[N/C]$ VALUE AS AN INDICATOR OF THE RED GIANT EVOLUTION: OBSERVED DIFFERENCES BETWEEN MAGNETIC AND NON-MAGNETIC GIANTS

L. S Lyubimkov*, D. B. Poklad**

Crimean Astrophysical Observatory of the Russian Academy of Sciences, Nauchny, Russia

**E-mail: lyub@craocrimea.ru*

***E-mail: dmitry.crao@gmail.com*

An analysis is performed of data concerning the $[N/C]$ value, one of the most sensitive indicators of stellar evolution, for 20 red giants with magnetic fields in comparison with similar data for 7 non-magnetic giants. For the most giants in question the $[N/C]$ value showed a dependence on the age t and mass M . In particular, the $[N/C]$ value for the most of magnetic giants decreases from 1.2 to 0.9 when $\log t$ increases from 8.2 to 9.8 and M increases from 1 to 4 $M_{\odot}$. It was shown that for the most of magnetic giants the $[N/C]$ values are lowered (up to 0.4 dex) as compared with non-magnetic giants with the same values of t or M . The supposition was made that such differences in the $[N/C]$ values between these two groups of stars are explained by different ways of stellar evolution of red giants with magnetic fields (on the main sequence (MS) stage the fields could be strong) and giants without magnetic fields. In particular, the magnetic field can suppress the mixing process on the MS stage already and especially in the First Dredge-Up (FDU) phase; that leads to the $[N/C]$ lowering in magnetic giants.

Keywords: red giants, chemical composition, evolution

ОЦЕНКИ ВЕЛИЧИН ПОТОКОВ ПРОТОНОВ ДЛЯ ЗВЕЗД СОЛНЕЧНОГО ТИПА С ПЛАНЕТНЫМИ СИСТЕМАМИ

© 2024 г. И. С. Саванов*

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

*E-mail: isavanov@inasan.rssi.ru

Поступила в редакцию 10.05.2024 г.

После доработки 06.07.2024 г.

Принята в печать 18.07.2024 г.

Разработанная ранее для Солнца методика оценок параметров потоков протонов по энергии вспышек применена к данным о вспышечной активности звезд солнечного типа. Полученные результаты найдут применение для оценки радиационной обстановки в звездной системе, содержащей экзопланеты. В исследовании были использованы данные каталога о вспышках звезд солнечного типа, полученные по результатам наблюдений телескопа Кеплер. Эмпирическая зависимость между энергией вспышек в рентгеновском диапазоне и потоком протонов для Солнца была распространена на случай звездных вспышек, аналогично тому, как это было сделано ранее в случае анализа корональных выбросов массы (СМЕ). Используемый метод имеет ограничения, вызванные распространением солнечной аналогии на другие звезды, а также неопределенностями, возникающими при применении масштабирования в скорректированном соотношении. Получено, что характерные величины потока протонов для звезд солнечного типа могут на один порядок превышать оценки для Солнца. Отмечены перспективы развития альтернативных методов оценки величин потоков протонов в окрестности звезд поздних спектральных классов (например, по изучению поведения линий излучения Si IV и He II в дальнем ультрафиолетовом диапазоне).

Ключевые слова: звезды, солнечные аналоги, активность, вспышки, потоки протонов

DOI: 10.31857/S0004629924090065 **EDN:** IAUUV

1. ВВЕДЕНИЕ

Радиационная обстановка в звездной системе, содержащей экзопланеты, определяется ее центральной звездой [1]. В случае Солнечной системы ее определяет Солнце, которое является источником солнечных энергичных частиц (SEP), а также модулирует поступающий в систему поток галактических космических лучей. Протоны SEP ускоряются как при солнечных вспышках, так и при корональных выбросах массы (СМЕ) [2]. События SEP небольшой продолжительности достигают своей пиковой интенсивности внутри ограниченного конуса излучения; считается, что они связаны со вспышками на Солнце и радиовсплесками III типа (см., напр., [3]). С другой стороны, высокоэнергетические события SEP, которые могут длиться несколько дней и достигают значительных пиковых потоков, имеют широкий конус излучения и, как полагают, связаны с СМЕ и радиовсплесками II типа. Тот факт, что высокоэнергетические протоны могут

ускоряться как во время импульсной фазы вспышек, так и при ударных волнах, вызванных СМЕ (см., напр., [2] и ссылки в ней), усложняет интерпретацию проявлений механизмов, ответственных за ускорение, инжекцию и распространение SEP в межпланетной среде, хотя преобладающие данные свидетельствуют в пользу второго источника (ударных волн, вызванных СМЕ), как доминирующего источника протонов высокой энергии в наиболее интенсивных событиях (см., напр., [4]).

Детальные исследования значительных событий SEP за последние 60 лет были выполнены космическими аппаратами на основе измерений вблизи Земли. В частности, наиболее интенсивное событие SEP, выявленное в современную космическую эру, произошло 4 августа 1972 г., когда пиковый поток протонов с $E > 10$ МэВ достиг 6×10^4 pfu [5]. Из анализа исторических солнечных и геокосмических наблюдений были сделаны попытки дать количественную оценку

одному из самых экстремальных событий, которое когда-либо было зарегистрировано на Солнце, известному, как событие Кэррингтона, произошедшему 1–2 сентября 1859 г. Событие Кэррингтона и соответствующий поток частиц принадлежат к случаям экстремальной радиационной опасности в околоземной среде, которую способно произвести Солнце. Однако с помощью реконструкции солнечной активности, полученной на основе радионуклидных данных в природных архивах (кольцах деревьев, полярных льдах), стало ясно, что на Солнце, вероятно, могло происходить гораздо больше экстремальных событий (например, событие A774–775 и др.) [6].

2. ОЦЕНКИ ПИКОВОГО ПОТОКА ПРОТОНОВ

Чтобы количественно оценить величину пикового потока протонов, мы применим эмпирическую зависимость между энергией вспышек в рентгеновском диапазоне и пиковыми протонными потоками (Peak Proton Flux) (PPF), найденную в работе [7], и распространим ее на случай звездных вспышек, аналогично тому, как это было сделано в случае анализа CME авторами работы [8]. Эта зависимость была неоднократно откалибрована на основе наблюдений вспышек от Солнца, регистрируемых, например, спутниками серии GOES. Калибровка охватывает энергии вспышек от $\approx 10^{-7} \text{ W} / \text{m}^2$ до $10^{-2} \text{ W} / \text{m}^2$, которые соответствуют потокам протонов от 1 до 10^4 pfu [7]. Как и выражение из работы [8], это эмпирическое соотношение применимо к энергии, которая излучается в рентгеновских лучах, тогда как для звезд чаще приходится использовать сведения о болометрической энергии [9]. Чтобы применить его к данным каталогов звездных вспышек, как и в [9], мы использовали допущение о том, что рентгеновское излучение составляет 1% от болометрического. Как указывалось выше, наблюдаемые солнечные потоки рентгеновского излучения составляют величину около $10^{-4} \text{ W} / \text{m}^2$ [7, 8], что соответствует энергиям рентгеновского излучения 10^{29} эрг [8] и болометрического — 10^{31} эрг [10]. В нашем дальнейшем анализе для оценки потока протонов PPF будет применяться следующее уравнение из работы [7]: $I_p = 10^{7.5} \times E^{5/6}$. Используемый метод имеет ограничения, прежде всего, вызванные принципиальным распространением солнечной аналогии на звезды других

спектральных классов, а также неопределенностями, конкретно возникающими при применении скорректированного соотношения с масштабирующим множителем.

В нашей работе для оценки величин потока протонов для звезд солнечного типа мы использовали данные каталога [11]. Авторы каталога [11] сообщили о полученных ими результатах анализа супервспышек на звездах солнечного типа (конкретно — звездах главной последовательности спектрального класса G с эффективной температурой 5100–6000 K) по всем данным основной миссии Kepler. Авторами был обновлен метод обнаружения вспышек на основе применения высокочастотной фильтрации данных для устранения вариаций блеска, вызванных звездными пятнами. Существенным достоинством исследования является то, что объем выборки звезд солнечного типа и солнцеподобных звезд с супервспышками возрос примерно в 4 и 12 раз, соответственно, по сравнению с предшествующими базами данных. В результате авторы [11] обнаружили 2341 супервспышку на 265 звездах солнечного типа и 26 супервспышек на 15 солнцеподобных звездах. Это позволило получить более четкое представление о статистических свойствах супервспышек. Было показано, что наблюдаемый верхний предел энергии этих вспышек уменьшается с увеличением периода вращения для звезд солнечного типа, при этом частота супервспышек уменьшается с увеличением периода вращения звезды. Максимальная энергия, которую авторы [11] обнаружили у молодых быстровращающихся звезд солнечного типа (с периодами в несколько суток), доходит до 10^{36} эрг, а в случае медленно вращающихся звезд с периодами вращения 20–40 сут и возрастом порядка возраста Солнца составляет около 4×10^{34} эрг. Диапазон энергии вспышек [11] согласуется с физическими оценками звездных и солнечных вспышек [12]. Анализ звезд такого типа указывает, что активность Солнца может проявляться в виде супервспышек класса X700 с энергией 7×10^{33} эрг и класса X1000 с энергией 1×10^{34} эрг один раз в 3000 лет и 6000 лет, соответственно. На основе данных работы [11] об энергиях вспышек звезд солнечного типа мы определили вероятные величины соответствующих потоков протонов для 2341 вспышки 265 рассматриваемых объектов.

На верхней части рис. 1 представлена зависимость величин энергий супервспышек от площади пятен на поверхности объектов из каталога [11]. Вертикальная пунктирная линия соответствует максимальной площади активной области (группы пятен), наблюдаемой за последние 150 лет (6132 м.д.п.) 8 апреля 1947 г. [4]. На нижней панели рис. 1 изображена зависимость величин PPF, установленных по приводимому выше соотношению, от эффективной температуры объектов из каталога [11]. Диапазон изменений оценок PPF для Солнца может быть оценен по данным из работы [7] и составляет от единиц до 1.4×10^4 pfu (единичное максимальное измерение), среднее значение составляет около 1000 (показано горизонтальной пунктирной линией). Диапазон изменений оценок PPF для Солнца представлен на рисунке вертикальной светлой полосой. Характерные величины PPF, полученные для звезд солнечного типа, примерно на 3 порядка превышают оценки для Солнца (см. [7]) и на один порядок оценки для максимального потока солнечных протонов [13].

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В нашем исследовании мы применили разработанную ранее для Солнца методику оценок параметров потоков протонов PPF по энергии вспышек к данным о вспышечной активности звезд солнечного типа. Полученные результаты могут служить для оценки радиационной обстановки в звездной системе, содержащей экзопланеты, которая определяется ее центральной звездой.

В отличие от нашего современного Солнца, его молодые аналоги обладают более значительной магнитной активностью, которая проявляется в наличии сильных поверхностных магнитных полей мощностью до нескольких сотен Гаусс, крупных звездных пятен, покрывающих до 10% поверхности звезды, плотной и горячей яркой рентгеновской короны, мощных быстрых ветров и частых вспышек, включая супервспышки (см., напр., [11]).

В нашем исследовании были использованы данные каталога [11] о вспышках звезд солнечного

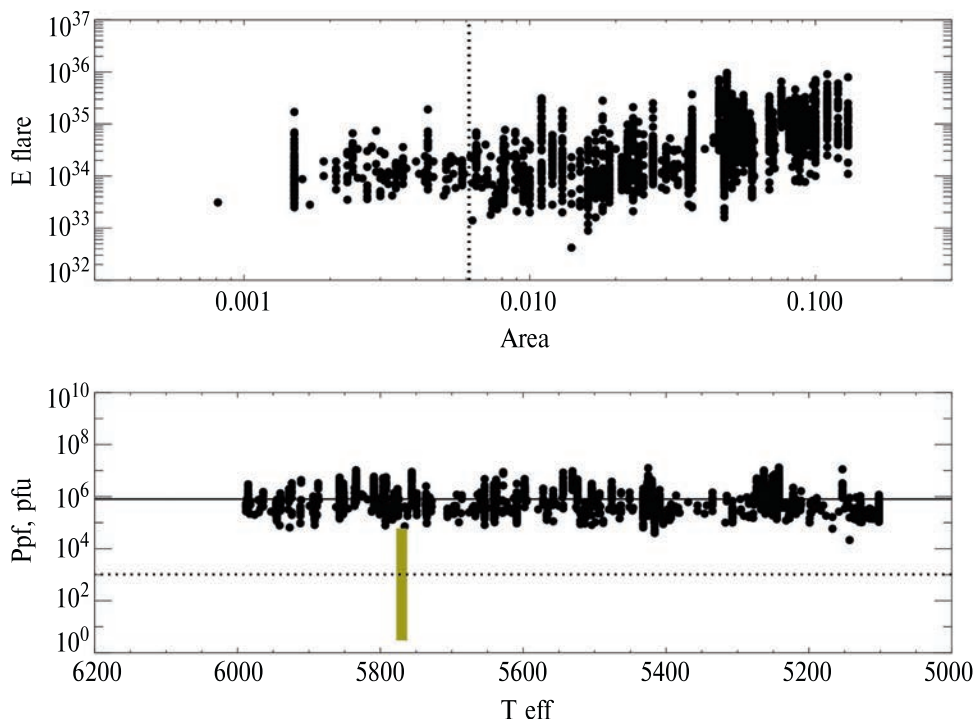


Рис. 1. Верхняя панель: зависимость величин энергий супервспышек от площади пятен на поверхности объектов из каталога [11]. Вертикальная пунктирная линия соответствует максимальной наблюдаемой за последние 150 лет площади активной области (группы пятен) (см. текст). Внизу: зависимость величин PPF, установленных по масштабируемому соотношению, от эффективной температуры объектов из каталога [11]. Диапазон изменений оценок PPF для Солнца согласно работе [7] представлен на рисунке вертикальной светлой полосой. Пунктирной линией представлено среднее значение оценок PPF для Солнца. Горизонтальная сплошная линия — средняя величина PPF, полученная для звезд солнечного типа из каталога [11].

типа, полученные по результатам наблюдений телескопа Кеплер. Чтобы количественно оценить величину пикового потока протонов, мы применили эмпирическую зависимость из работы [7] между энергией вспышек в рентгеновском диапазоне и потоком протонов, которая была распространена на случай звездных вспышек, аналогично тому, как это было сделано ранее в случае анализа корональных выбросов массы СМЕ [8, 14]. Отметим, что исходная зависимость была неоднократно откалибрована на основе наблюдений вспышек от Солнца, регистрируемых, например, спутниками серии GOES [7]. Используемый метод имеет ограничения, прежде всего, вызванные распространением солнечной аналогии на звезды других спектральных классов, а также неопределенностями, возникающими при применении масштабирования в скорректированном соотношении. Предварительные оценки показали, что характерные величины потока протонов, полученные для звезд солнечного типа, могут примерно на 3 порядка превышать оценки для Солнца. Необходимо отметить, что плотность энергии в потоке $\approx 10^7$ pfu соответствует величине равновесного магнитного поля солнечного ветра более 200 нТл, которые никогда не наблюдались. Возможность реализации таких величин магнитного поля в звездном ветре остается под вопросом и автором не рассматривается.

Помимо подхода, рассмотренного выше, в настоящее время начинают развиваться альтернативные методы оценки величин потоков протонов в окрестности звезд поздних спектральных классов. Например, авторы работы [15] представили новую методику оценки потока мягкого рентгеновского излучения и протонов с энергией превышающей 10 МэВ во время вспышек звезды по изучению поведения линий излучения в дальнем ультрафиолетовом диапазоне (например, Si IV и He II). В качестве примера следует упомянуть результаты анализа нескольких вспышек карлика M4 GJ 876 [15], наблюдаемых с помощью аппаратов HST и Чандра в рамках программы исследования MUSCLES Treasury. Согласно [15], планеты обитаемой зоны, вращающиеся вокруг GJ 876, могут быть подвержены воздействию сильных вспышек с возможным потоком протонов $\approx 10^2 - 10^3$ pfu, и с частотой примерно на четыре порядка чаще, чем у Солнца. Несомненно, все развиваемые

методы найдут широкое применение при оценке величин потоков протонов для звезд с экзопланетами и позволят изучить эволюцию атмосфер экзопланет при воздействии внешних факторов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при поддержке программы 10 “Экспериментальная лабораторная астрофизика и геофизика” Национального центра физики и математики.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *V. S. Airapetian, R. Barnes, O. Cohen, G. A. Collinson, et al.*, Intern. J. Astrobiology **19**(2), 136 (2020).
2. *A. Papaioannou, I. Sandberg, A. Anastasiadis, A. Kouloumvakos, et al.*, J. Space Weath. and Space Climat **6**, id. A42 (2016).
3. *D. V. Reames*, Space Sci. Rev. **217**(6), id. 72 (2021).
4. *E. W. Cliver, C. J. Schrijver, K. Shibata, and I. G. Usoskin*, Liv. Rev. Solar Physics **19**(1), id. 2 (2022).
5. *V. Kurt, A. Belov, H. Mavromichalaki, and M. Gerontidou*, Ann. Geophysicae **22**(6), 2255 (2004).
6. *I. G. Usoskin, B. Kromer, F. Ludlow, J. Beer, M. Friedrich, G. A. Kovaltsov, S. K. Solanki, and L. Wacker*, Astron. and Astrophys. **552**, id. L3 (2013).
7. *A. Papaioannou, K. Herbst, T. Ramm, E. W. Cliver, D. Lario, and A. M. Veronig*, Astron. and Astrophys. **671**, id. A66 (2023).
8. *A. N. Aarnio, S. P. Matt, and K. G. Stassun*, **760**(1), id. 9 (2012).
9. *M. N. Günther, Z. Zhan, S. Seager, P. B. Rimmer, et al.*, Astron. J. **159**(2), id. 60 (2020).
10. *K. Namekata, T. Sakaue, K. Watanabe, A. Asai, et al.*, **851**(2), id. 91 (2017).
11. *S. Okamoto, Y. Notsu, H. Maehara, K. Namekata, S. Honda, K. Ikuta, D. Nogami, and K. Shibata*, **906**(2), id. 72 (2021).
12. *A. Struminsky and A. Sadovskii*, in Stars: From Collapse to Collapse, Proc. of a conference held at Special Astrophysical Observatory, Nizhny Arkhyz, Russia 3–7 October 2016; edited by Yu. Yu. Balega, D. O. Kudryavtsev, I. I. Romanyuk, and I. A. Yakunin (San Francisco: Astronomical Society of the Pacific, 2017), **510**, 105 (2017).
13. *L. I. Miroshnichenko*, Physics Uspekhi **61**(4), 323 (2018).
14. *I. S. Savanov*, Astron. Letters **46**(12), 831 (2020).
15. *A. Youngblood, K. France, R. O. P. Loyd, A. Brown, et al.*, **843**(1), id. 31 (2017).

PROTON FLUXES OF SOLAR-TYPE STARS WITH PLANETARY SYSTEMS

I. S. Savanov*

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

**E-mail: isavanov@inasan.rssi.ru*

The previously developed method for estimating of the parameters of proton fluxes from flare energies for the Sun was applied to data on the flare activity of solar-type stars. The results obtained will be used to assess the radiation situation in a stellar system containing exoplanets. In our analysis we used catalog data on flares of solar-type stars obtained from observations with Kepler telescope. The empirical relations between the energy of X-ray flares and the proton flux for the Sun was extended to the case of stellar flares, similar to what was done previously in the case of coronal mass ejections (CMEs). The method used has limitations caused by the extension of the solar analogy to other stars as well as the uncertainties that arise when applying scaling methods. It was found that the characteristic values of the proton flux for solar-type stars can be one order of magnitude higher than the estimates for the Sun. Prospects for the development of alternative methods for estimating proton fluxes in the vicinity of stars of late spectral types are discussed (for example, by studying the behavior of Si IV and He II emission lines in the far ultraviolet range).

Keywords: stars, solar analogs, activity, flares, proton fluxes