Том 48, номер 1, 2022

2

Оценка массы очень массивного скопления галактик SRGe CL2305.2-2248 по сильному линзированию	
И. М. Хамитов, И. Ф. Бикмаев, Н. С. Лыскова, А. А. Круглов, Р. А. Буренин, М. Р. Гильфанов, А. А. Гроховская, С. Н. Додонов, С. Ю. Сазонов, А. А. Старобинский, Р. А. Сюняев, И. И. Хабибуллин, Е. М. Чуразов	3
Кинематика Галактики по молодым рассеянным звездным скоплениям с данными из каталога Gaia EDR3	
В. В. Бобылев, А. Т. Байкова	12
Об особенностях моделирования сверхновых типа IIP в приближении серой непрозрачности и свойства их кривых блеска	
Е. М. Урвачев, С. И. Блинников, С. И. Глазырин, П. В. Бакланов	24
Модели магнитосферной аккреции на молодые звезды в отсутствие ионизационного равновесия	
Д. В. Дмитриев, В. П. Гринин	34
Симбиотическая природа циркониевой звезды CSS 1102	
Н. А. Масленникова, А. А. Татарникова, А. М. Татарников, Н. П. Иконникова, А. В. Додин	43
Различие характеристик солнечных макроспикул на низких и высоких широтах	
С. А. Богачёв, И. П. Лобода, А. А. Рева, А. С. Ульянов, А. С. Кириченко	52
Методика расчета параметров серии "больших" коррекций траектории полета КА "Спектр-РГ" для улучшения его радиовидимости	
Е. А. Михайлов, С. А. Аксенов, Г. С. Заславский, П. В. Мжельский, А. В. Погодин	61

ОЦЕНКА МАССЫ ОЧЕНЬ МАССИВНОГО СКОПЛЕНИЯ ГАЛАКТИК SRGe CL2305.2-2248 ПО СИЛЬНОМУ ЛИНЗИРОВАНИЮ

© 2022 г. И. М. Хамитов^{1,2*}, И. Ф. Бикмаев^{2,3,4}, Н. С. Лыскова^{5,6}, А. А. Круглов⁵, Р. А. Буренин^{5,4}, М. Р. Гильфанов^{5,7}, А. А. Гроховская^{8,9}, С. Н. Додонов^{8,9,4}, С. Ю. Сазонов⁵, А. А. Старобинский¹⁰, Р. А. Сюняев^{5,7}, И. И. Хабибуллин^{11,5,7}, Е. М. Чуразов^{5,7}

> ¹Государственная обсерватория ТЮБИТАК, Анталья, Турция ²Казанский федеральный университет, Казань, Россия ³Академия наук Татарстана, Казань, Россия

⁴ Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

⁵Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

⁶Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Астрокосмический центр, Москва, Россия

⁷Институт астрофизики общества им. Макса Планка, Гархинг, Германия

⁸Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Нижний Архыз, Россия

⁹Институт Прикладной Астрономии РАН, Санкт-Петербург, Россия

¹⁰Институт теоретической физики им. Ландау РАН, Черноголовка, Россия

¹¹Обсерватория Мюнхенского Университета им. Людвига и Максимилиана, Мюнхен, Германия

Поступила в редакцию 01.12.2021 г.

После доработки 03.12.2021 г.; принята к публикации 03.12.2021 г.

Скопление галактик SRGe CL2305.2–2248 (SPT-CL J2305–2248, ACT-CL J2305.1–2248) является одним из наиболее массивных скоплений на больших красных смещениях ($z \simeq 0.76$) и представляет большой интерес для космологии. Для задачи оптического отождествления данного скопления на 1.5-м Российско-Турецком телескопе PTT-150 были получены глубокие снимки, которые совместно с открытыми архивными данными космического телескопа Хаббла позволили выделить кандидаты в гравитационно-линзированные изображения далеких голубых галактик в виде арок и арклетов. Наблюдаемая гигантская арка вблизи ярчайших галактик скопления позволяет оценить радиус кольца Эйнштейна, который составляет 9.8 ± 1.3 угловых секунд. Было получено фотометрическое красное смещение линзированного источника ($z_s = 2.44 \pm 0.07$), использование которого совместно с оценкой радиуса кольца Эйнштейна позволило получить независимую оценку массы SRGe CL2305.2–2248, экстраполируя результаты по сильному линзированию на большие радиусы, а также используя модельные профили распределения плотности в релаксированных скоплениях. Такая экстраполяция приводит к оценкам массы в ~1.5–3 раза меньше полученных по наблюдениям в рентгеновском и микроволновом диапазонах. Вероятной причиной такого расхождения может быть процесс слияния скоплений, что также подтверждается морфологией SRGe CL2305.2–2248 в оптическом диапазоне.

Ключевые слова: скопления галактик, скопление галактик SRGe CL2305.2-2248, сильное линзирование.

DOI: 10.31857/S0320010822010041

ВВЕДЕНИЕ

Очень массивное скопление галактик SRGe CL2305.2–2248 было обнаружено в рентгеновских лучах по результатам первого обзора всего неба телескопа еРОЗИТА на борту космической обсерватории СРГ, который завершился в июне 2020 г. По результатам оптических наблюдений на Российско-Турецком 1.5-м телескопе РТТ-150 и 6-м телескопе БТА было выполнено оптическое отождествление скопления, а также получено

^{*}Электронный адрес: irek_khamitov@hotmail.com

Дата	F, SDSS	N	Т, с	σ , "
2020-08-23	g	4	2400	2.4
2020-08-23	r	4	2400	2.0
2020-08-23	i	4	2400	1.7
2020-08-23	z	4	2400	1.7
2020-08-24	g	4	2400	1.6
2020-08-24	r	4	2400	1.7
2020-08-24	i	4	2400	1.6
2020-08-24	z	5	3000	1.6
2020-08-25	g	4	2400	2.0
2020-08-25	r	5	3000	2.2
2020-08-25	i	6	3600	2.1
2020-08-25	z	5	3000	2.0
2020-08-26	g	10	6000	2.0
2020-08-26	r	10	6000	2.2

Таблица 1. Журнал наблюдений SRGe CL2305.2–2248 на РТТ-150

Примечание. F — фильтр SDSS, N — количество изображений, T — общая экспозиция в секундах, σ — качество изображений в угловых секундах.

спектроскопическое измерение красного смещения скопления, z = 0.7573 (Буренин и др., 2021). В табл. 8 работы (Блим и др., 2020) о раннем обнаружении этого скопления (SPT-CL J2305-2248) в мм-диапазоне обзора Южнополярного телескопа отмечено наличие в поле скопления сильного гравитационного линзирования. В настоящей работе мы провели фотометрическую оценку красного смещения линзированного источника и получили независимую оценку массы скопления в кольце Эйнштейна. При аппроксимации массы скопления на расстояние R₅₀₀ было рассмотрено распределение плотности, подчиняющееся модели Наварро-Френка-Уайта (Наварро и др., 1996). В проведенных оценках мы предполагаем стандартную космологическую модель ACDM со следующими параметрами: $\Omega_m = 0.3, \Omega_\Lambda = 0.7, H_0 = 70 \text{ км/с/Мпк.}$

ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ

Глубокие прямые изображения поля скопления SRGe CL2305.2-2248 были получены на Российско-Турецком 1.5-м телескопе РТТ-150 в рамках наземной поддержки источников рентгеновского обзора телескопа еРОЗИТА на борту космической обсерватории Спектр-Рентген-Гамма (СРГ). Наблюдения проводились на приборе TFOSC в период с 23 по 26 августа 2020 г. в фильтрах g, r, i, z Слоановского обзора. В качестве приемника излучения использовалась ПЗС-камера[^]Andor iKon-L 936 BEX2-DD-9ZQ размером 2048 × 2048 пикселей с элементом разрешения 0."326. Квантовая эффективнось ПЗСприемника порядка 90% и выше в диапазоне длин волн от 4000 до 8500 Å. В табл. 1 приведен журнал выполненных наблюдений. Суммарные экспозиции умеренного качества составили 13200, 13800, 8400 и 8400 с в фильтрах g, r, i, z Слоановского обзора соответственно. Полная экспозиция в каждом фильтре разбивалась на экспозиции по 600 с, между которыми ось наведения телескопа смещалась на 10-20" в произвольном направлении. Обработка прямых изображений проводилась стандартным образом с помощью ПО *IRAF*. а также при помощи собственного ПО с применением стандартного набора калибровок.

Фотометрическая калибровка изображений была получена с помощью наблюдений фотометрических стандартов (Смит и др., 2002).

ВЫДЕЛЕНИЕ ЛИНЗИРОВАННЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ

Для задачи оптического отождествления исследуемого скопления на телескопе РТТ-150 были получены глубокие снимки с пределом до 23-24 звездной величины в четырех фильтрах g, r, i, *z* фотометрической системы SDSS. При красном смещении *z* = 0.76 основной поток излучения от галактик скопления попадает в фильтры *i*, *z*. Изображения в фильтрах g, r были использованы для отсекания фоновых галактик на меньших красных смещениях. Число фоновых галактик, выделенных по цветам (q-r), (r-i) на снимках РТТ-150 и не принадлежащих скоплению, в поле размером 9 × 9 угл. мин составило около 1000. Анализ изображений показал, что кроме большого числа фоновых галактик, детектируемых во всех фильтрах g, r, i, в областях, близких по положению к двум ярчайшим галактикам скопления (BCG), обнаруживается около десятка голубых источников, видимых только в фильтре *д*. Поскольку в работе (Блим и др., 2020) было отмечено наличие в поле данного скопления сильного гравитационного



Рис. 1. HST-изображение поля скопления. Отмечены положения центров двух ярчайших галактик скопления.

линзирования, то мы предположили, что голубые источники на кадрах РТТ-150 вблизи ВСG могут быть связаны с деталями (дугами) гравитационного линзирования. Для выделения линзированных изображений далекого источника мы использовали глубокие изображения поля скопления в полосах g, r, i, z, полученные на телескопе РТТ-150, и изображения с высоким пространственным разрешением из открытого архива данных космического телескопа Хаббла (HST) (Уайтмор и др., 2016), полученные 23 апреля 2018 г. в фильтре F110W с детектором WFC3/IR, экспозиция 758.81 с (рис. 1) и в фильтре F200LP с детектором WFC3/UVIS, экспозиция 741 с.

Линзированные кандидаты отбирались по морфологии источников на HST-изображении и по превышению блеска в полосе *q* по сравнению с полосами r, i, z. На рис. 2 отмечены отобранные кандидаты, имеющие вид арок и арклетов. Блеск источников близок к пределу регистрации на дизображении и составляет порядка 24^m. Наблюдаемая гигантская арка вблизи ярчайших галактик скопления зарегистрирована на *q*-снимке в виде трех отдельных источников. Арка лежит практически на одной окружности вместе с двумя источниками юго-восточнее (концентрически согласованные с аркой на HST изображении), что говорит о высокой степени круговой симметрии линзы и ее превосходном расположении на луче зрения между наблюдателем и линзированной галактикой. Таким образом, при оценке массы линзы можно рассматривать концентрически-симметричное 2D распределение ее массы. На рис. 3 показана данная



Рис. 2. Цветное изображение поля скопления, сформированное по данным РТТ-150 в полосах *g*, *r*, *i*. Отмечены отобранные голубые источники, имеющие вид арок и арклетов на HST-изображении.

область в полосах g, r, i, z. Синим и красным кругами показаны подгонки положения кольца Эйнштейна, полученные, соответственно, по анализу HST-изображения арки и юго-восточных арклетов и отождествленных источников по данным РТТ-150. Радиус окружности определяет параметр углового расстояния Θ_{arc} , соответствующего радиусу Эйнштейна. Также отмечены центры окружностей: синий — по данным HST, красный — по данным РТТ-150. Видно, что радиусы окружностей и их центры находятся в хорошем согласии друг с другом. Таким образом, показана возможность использования РТТ-150 в такого рода оценках. Расстояние между центром окружности и ВСС, $1^{\prime\prime}_{\cdot\cdot}3$ мы приняли за ошибку определения $\Theta_{\rm arc}$ в данной системе.

ОЦЕНКА КРАСНОГО СМЕЩЕНИЯ ЛИНЗЫ

Времена суммарной экспозиции для глубоких полей в полосах g и r одинаковы. Следовательно, принимая во внимание одинаковую квантовую эффективность детектора и пропускание фильтров в этих полосах, глубина полей также приблизительно одинаковая. Отсутствие сигнала в полосах r, i, zпозволило нам ограничить красное смещение линзированного источника. С большой вероятностью это галактика с интенсивным звездообразованием. Поэтому регистрируемый в полосе g сигнал соответствует попаданию в эту область спектра эмиссионной линии L_{α} (1215 Å). Причем в эту же область должна попасть и сильная линия CIV



Рис. 3. Глубокие *g*, *r*, *i*, *z*-изображения в области 30" × 30" вокруг *BCG*. Красными крестиками отмечены положения двух ярчайших галактик скопления.

(1549 Å). Иначе сигнал от нее был бы зарегистрирован в полосе *r*. Также CIV не может быть единственной линией, попадающей в область полосы *g*. В этом случае сильная эмиссионная линия MgII (2799 Å) была бы зарегистрирована в полосе *i*. Ис-



Рис. 4. Пропускание фильтра g, используемого на PTT-150. Отмечена область длин волн положения линии L_{α} далекого источника, при которой линии L_{α} и CIV одновременно попадают в область данной полосы.

ходя из этих соображений и анализируя функцию пропускания фильтра g, используемого на РТТ– 150, мы определили нижнюю и верхнюю границы красного смещения линзированной галактики. На рис. 4 красной штриховой линией показана область длин волн положения линии L_{α} далекого источника, при которой линии L_{α} и CIV одновременно попадают в область данной полосы. При оценке интервала длин волн рассматривалась область пропускания фильтра выше 70%.

Таким образом, было определено красное смещение линзированного источника: $z_s = 2.44 \pm 0.07$, которое было использовано при оценке масс.

ОЦЕНКА МАССЫ ПО СИЛЬНОМУ ГРАВИТАЦИОННОМУ ЛИНЗИРОВАНИЮ

В данной работе мы использовали тот же самый подход к оценке массы, что и в работе Дали и др. (2016), выполненной для скопления PSZ1 G311.65-18.48, открытого обсерваторией им. Макса Планка, в поле которого было обнаружено гравитационно-линзированное изображение далекой галактики в виде гигантской арки. Параметры линзированной системы (радиус Эйнштейна в угловых $\Theta_{\rm arc}$ и физических единицах $R_{\rm Ein}$, красные смещения до источника и линзы и соответствующие

Таблица 2. Параметры гравитационно-линзированной системы

Параметры	Значения		
$\Theta_{ m arc}$	$9\overset{''}{.}8\pm1\overset{''}{.}3$		
$R_{ m Ein}$	72.2 ± 9.6 кпк		
z_d	0.7573 ± 0.0006		
z_s	2.44 ± 0.07		
D_d	$1519\pm0.44~{ m M}$ пк		
D_s	1674 ^{-9.9} Мпк		

Примечание. Радиус Эйнштейна в угловых $\Theta_{\rm arc}$ и физических единицах $R_{\rm Ein}$, красные смещения до источника z_s и линзы z_d и соответствующие угломерные расстояния D_s и D_d .

угломерные расстояния¹) для расчета массы приведены в табл. 2.

Оценка массы скопления внутри цилиндра радиусом $R_{\rm Ein} = 72.2$ кпк составляет

$$M_{\rm Ein}^{\rm cyl} = \pi R_{\rm Ein}^2 \Sigma_{\rm crit} = 3.3^{+0.95}_{-0.8} \times 10^{13} M_{\odot}, \qquad (1)$$

где Σ_{crit} — критическая поверхностная плотность (формула (4) в Приложении).

Оценка массы скопления $M_{500} \sim 9.03 \times 10^{14} M_{\odot}$ в работе Буренина и др. (2021) означает, что радиус сферы, внутри которой средняя плотность в 500 раз превышает критическую плотность на z == 0.7573, составляет $R_{500}^X \sim 1110$ кпк, что соответствует угловому размеру $\sim 2.5'$. Таким образом, для пересчета массы, определенной по сильному линзированию, на значение $M(< R_{500}^X)$ необходима экстраполяция по радиусу на фактор $R_{500}^X/R_{\rm Ein} \sim$ ~ 15 , что ограничивает точность подобных вычислений.

Грубую оценку массы скопления, заключенной внутри сферы радиусом R_{500}^X , можно получить, предполагая, что скопление-линза описывается моделью изотермической сферы с распределением плотности $\rho(r) \propto r^{-\gamma}$, где $\gamma = 2$, по аналогии с расчетами, выполненными для эллиптических галактик в работе (Лыскова и др., 2018). Для заданного γ значение массы (1) в пределах цилиндра с радиусом $R_{\rm Ein}$ может быть пересчитано в массу в пределах сферы того же радиуса. Для $\gamma = 2$ эта масса составляет $2 \times 10^{13} M_{\odot}$. В таком

случае масса скопления внутри сферы радиусом 1110 кпк равна $M = (3.3 \pm 0.4) \times 10^{14} M_{\odot}$, что в ~3 раза меньше массы, полученной на основе соотношения между рентгеновской светимостью и массой в работе (Буренин и др., 2021).

Несомненно, предположение о наклоне $\gamma = 2$ на всем диапазоне радиусов от ~0.07 R_{500}^X до R_{500}^X это грубая аппроксимация реально наблюдаемых профилей плотности, которая может использоваться только для оценок по порядку величины. Лучшим приближением являются аппроксимации профилями Наварро-Френка-Уайта (Наварро и др., 1996) или Эйнасто (Эйнасто и др., 1965), которые хорошо описывают численные расчеты формирования скоплений, когда вкладом обычного вещества (барионов) можно пренебречь. В случае чуть более простого профиля Наварро-Френка-Уайта наклон профиля плотности меняется от $\gamma =$ = 1 на малых радиусах до $\gamma = 3$ на больших.

Получим оценку на массу скопления, предполагая, что плотность задана моделью Наварро-Френка-Уайта:

$$\rho(r) = \frac{\delta_c \rho_{\text{crit}}}{\left(\frac{r}{R_s}\right) \left(1 + \frac{r}{R_s}\right)^2},\tag{2}$$

где $\rho_{\rm crit} = 3H^2(z)/(8\pi G)$ — критическая плотность, $H(z) = H_0(\Omega_m(1+z)^3 + \Omega_\Lambda)^{1/2}$ — постоянная Хаббла на красном смещении скопления, G — гравитационная постоянная. Характерный радиус скопления $R_s = R_{200}/c$, где c — безразмерный параметр концентрации, который входит в нормировку профиля плотности как

$$\delta_c = \frac{200}{3} \frac{c^3}{\ln(1+c) - c/(1+c)}.$$
 (3)

Размер скопления R_{200} определяется как радиус сферы, внутри которой средняя плотность гало составляет $200\rho_{\rm crit}$. Соответственно, масса гало $M_{200} \equiv M(R_{200}) = \frac{4}{3}\pi R_{200}^3 \times 200\rho_{\rm crit}$.

Как показывают исследования свойств гало темной материи в численных симуляцих (см., например, Даффи и др., 2008), параметры *с* и M_{200} тесно связаны друг с другом в широком диапазоне масс гало. Для дальнейших оценок мы используем соотношение между параметром концентрации и массой гало (с учетом красного смещения скопления) из работы Даффи и др. (2008). Таким образом, в модели Наварро-Френка-Уайта остается один свободный параметр — масса гало. Для сферически-симметричной линзы положение тангенциальной арки должно быть близко к тангенциальной критической кривой (свойства линзы, профиль плотности которой подчиняется

¹Угломерное расстояние (angular diameter distance) определяется как отношение поперечного размера объекта в физических единицах к его угловому размеру в радианах.



Рис. 5. Зависимость размера тангенциальной критической кривой для сферически-симметричного профиля Наварро– Френка–Уайта от массы скопления, оцененной внутри сферы радиусом $R_{500}^{X} = 1110$ кпк. Параметр концентрации *с* связан с массой соотношением из работы Даффи и др. (2008), полученным из анализа космологических симуляций без учета барионов. Серым крестиком обозначена масса скопления, при которой радиус Эйнштейна совпадает с радиусом окружности $\Theta_{\rm arc}$. При оценке неопределенности на массу учитывалась только погрешность определения $\Theta_{\rm arc}$. Вертикальная штриховая линия и затененная область показывают оценку на массу скопления SRGe CL2305.2-2248 по данным СРГ/еРОЗИТА.

закону Наварро-Френка-Уайта, описаны в работе Бартелманн, 1996, см. также Приложение). Приравнивая $\Theta_{\rm arc}$ к размеру критической кривой в плоскости линзы, мы получаем независимую оценку на массу гало. В рамках вышеописанных предположений наилучшее согласие с наблюдаемым положением арки достигается при $M_{200} =$ $= 7.1 \times 10^{14} M_{\odot}$ ($R_{200} = 1388$ кпк). При этом параметр концентрации равен $c = 3.8, R_s = R_{200}/c =$ = 365 кпк. Таким образом, для сравнения с оценками массы, полученным из рентгена и по эффекту Сюняева-Зельдовича, мы можем посчитать массу гало темной материи $M_{500} = (4.9 \pm 0.7) \times 10^{14} M_{\odot}$ в пределах радиуса, внутри которого средняя плотность гало составляет $500\rho_{\rm crit}(z=0.7573),$ а также массу внутри $R_{500}^X = 1110$ кпк, которая составляет $M(<\!R_{500}^X) = (5.9 \pm 0.6) \times 10^{14} M_{\odot}$. Погрешности в значениях массы получены на основе неопределенности положения центра гало, т.е. центра окружности (рис. 3). Зависимость радиуса тангенциальной критической кривой для профиля Наварро-Френка-Уайта от массы темного гало $M(< R_{500}^X)$ приведена на рис. 5. Оценка массы, которая наилучшим образом согласуется с положением тангенциальной арки, отмечена серым крестом. Для сравнения также показана масса скопления, полученная в работе Буренина и др. (2021) из рентгеновских наблюдений в рамках обзора СРГ/еРОЗИТА и соответствующая значению $R_{500}^X = 1110$ кпк. Имеющиеся на данный момент оценки массы M_{500} (при этом физический размер сферы, внутри которого определена масса, для разных методов может быть разным) скопления SRGe CL2305.2-2248 собраны в табл. 3. Как следует из табл. 3 и рис. 5, оценка массы скопления из гравитационного линзирования в ~1.5-2 раза меньше значений массы из литературы.

Стоит отметить, что размер критической кривой в значительной степени зависит от производной гравитационного потенциала в центральной части скопления, и, как следствие, оценка массы по эффекту сильного линзирования может оказаться чувствительной к вкладу центральных галактик и, возможно, горячего газа в профиль плотности вещества в скоплении. Как показывают численные расчеты, учет барионов действительно может значительно изменить профиль плотности в центральной области скопления (см., например, Хенсон и др., 2017; Ширасаки и др., 2018), главным образом за счет охлаждения и "адиабатического сжатия" (см., например, Гнедин и др., 2004). Частично эти эффекты можно учесть, сохраняя радиальный профиль как в формуле (2), но меняя значение параметра концентрации с по сравнению с численными расчетами без учета барионов. Выше получена оценка на массу скопления в предположении, что параметр концентрации выражается через массу гало, согласно соотношению из работы Даффи и др. (2008). Однако наблюдения сильного и слабого линзирования нескольких хорошо изученных скоплений из выборки CLASH (Мертен и др., 2015) дают заметно бо́льшие значения с, чем предсказывают расчеты Даффи и др. (2008), основанные на космологических симуляциях, включающих в себя только темную материю. Если зафиксировать значение параметра концентрации на величине, в два раза превышающей предсказания из работы Даффи и др. (2008), то оценка массы гало $M_{200} = 2.6 \times 10^{14} M_{\odot}, c = 8.3, M_{500} = 2.1 \times$ $imes 10^{14} M_{\odot}, \ M(<\!R_{500}^X) = 2.8 imes 10^{14} M_{\odot}.$ Таким образом, существует заметная неопределенность при экстраполяции от $R_{\rm Ein} = 72$ кпк до больших радиусов ~ 1000 кпк в силу того, что реальные профили полной плотности скоплений галактик могут быть значительно сложнее, чем предсказывают численные расчеты формирования скоплений без барионов, и в силу возможных отклонений от сферической симметрии.

ОБСУЖДЕНИЕ

Массивное скопление галактик SRGe CL2305.2-2248 на красном смещении $z \simeq 0.76$ является очень редким объектом в наблюдаемой Вселенной. Его масса, полученная на основе наблюдений в рентгеновском диапазоне и по эффекту Сюняева– Зельдовича, $M_{500} \sim 9 \times 10^{14} M_{\odot}$ сравнима с массой скопления Эль Гордо. В рамках стандартной космологической модели Λ CDM ожидается всего ~ 10

Таблица 3. Оценка массы скопления SRGe CL2305.2– 2248 по наблюдениям в рентгеновском и микроволновом диапазонах и по эффекту сильного линзирования

Параметр	$M_{500}, 10^{14} M_{\odot}$	Источник
еРОЗИТА	9.0 ± 2.6	Буренин и др. (2021)
ACT	9.2 ± 1.5	Хилтон и др. (2021)
SPT	7.4 ± 0.8	Блим и др. (2020)
Сильное лин- зирование	4.9 ± 0.7	Данная работа

ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 48 № 1 2022

столь массивных скоплений на красных смещениях z > 0.7 на всем небе. В данной работе были исследованы глубокие прямые изображения поля скопления SRGe CL2305.2-2248, полученные на Российско-Турецком 1.5-м телескопе (РТТ-150) в рамках задач наземной поддержки рентгеновского обзора телескопа еРОЗИТА на борту космической обсерватории СРГ. По изображениям РТТ-150 и изображениям с высоким пространственным разрешением из открытого архива данных космического телескопа Хаббла (HST) были выделенены вероятные гравитационно-линзированные источники, в числе которых и гигантская арка вблизи ярчайших галактик скопления. Получена оценка фотометрического красного смещения арки $z_S = 2.44 \pm 0.07$. Арка и несколько других линзированных изображений лежат практически на одной окружности радиусом 9.8 ± 1.3 угл. сек, что позволило сделать предположение о сферической симметрии линзы и получить прямое измерение массы внутри цилиндра с радиусом, равным радиусу окружности (= радиусу Эйнштейна R_{Ein}). Экстраполяция измерений массы по сильному линзированию, использующая приближение изотермической сферы или профиля Наварро-Френка-Уайта для разумного диапазона значений параметра концентрации с, приводит к оценкам M₅₀₀ приблизительно в 1.5-3 раза ниже, чем оценка по соотношению $M - L_X$. Для согласования этих оценок требуются значения с, которые заметно ниже характерных величин для релаксированных скоплений. Возможное объяснение — это слияние скоплений, которое привело к более пологому распределению массы в центральной части скопления. Присутствие двух массивных галактик в центре также может свидетельствовать в пользу этой гипотезы. Другим объяснением может быть пекулярно высокая рентгеновская светимость этого скопления. В принципе, светимость может заметно возрастать в определенных фазах слияния. Следовательно, эффект слияния может одновременно приводить и к завышению светимости, и занижению параметра концентрации с. Детальные наблюдения в рентгеновском и микроволновом диапазонах необходимы для того, чтобы надежно определить динамическое состояние скопления. Построение точной модели линзы методами сильного и слабого линзирования также позволит сделать выводы о том, наблюдаем мы одно массивное скопление или слияние нескольких, и оценить массы гало независимо от динамического состояния. Однако для этого требуются измерение/оценка красных смещений большого числа источников и измерение степени вытянутости фоновых объектов (для слабого линзирования).

Настоящее исследование основано на наблюдениях телескопа еРОЗИТА на борту обсерватории СРГ. Обсерватория СРГ изготовлена Роскосмосом в интересах Российской академии наук в лице Института космических исследований (ИКИ) в рамках Российской федеральной научной программы с участием Германского центра авиации и космонавтики (DLR). Рентгеновский телескоп СРГ/еРОЗИТА изготовлен консорциумом германских институтов во главе с Институтом внеземной физики Общества им. Макса Планка (MPE) при поддержке DLR. Космический аппарат СРГ спроектирован, изготовлен, запущен и управляется НПО им. Лавочкина и его субподрядчиками. Прием научных данных осуществляется комплексом антенн дальней космической связи в Медвежьих озерах, Уссурийске и Байконуре и финансируется Роскосмосом. Использованные в настоящей работе данные телескопа еРОЗИТА обработаны с помощью программного обеспечения eSASS, разработанного германским консорциумом еРОЗИТА, и программного обеспечения, разработанного российским консорциумом телескопа СРГ/еРОЗИТА. Авторы благодарны ТЮБИТАК, ИКИ, КФУ и АН РТ за частичную поддержку в использовании РТТ-150 (Российско-Турецкий 1.5-м телескоп в Анталии).

Исследование выполнено на основе наблюдений, сделанных с помощью космического телескопа Хаббла NASA/ESA, и полученных из Архива наследия Хаббла, который является результатом сотрудничества между Научным институтом космического телескопа (STScI/NASA), Европейским координационным центром космического телескопа (ST-ECF/ESAC/ESA) и Канадским центром астрономических данных (CADC/NRC/CSA).

Работа ИФБ, РАБ, СНД выполнена при поддержке гранта РНФ 21-12-00210. ААС был частично поддержан проектом 0033-2019-0005 Минобрнауки РФ.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Аналитические выражения, описывающие положение тангенциальных арок в сферическисимметричной гравитационно-линзированной системе, в которой профиль плотности линзы описывается моделью Наварро-Френка-Уайта, представлены в работе Бартелманн (1996). Свойства гравитационных линз с осевой симметрией определяются их поверхностной плотностью $\kappa(x) = \sum (x)/\Sigma_{cr}$, где

$$\Sigma_{\rm cr} = \frac{c^2}{4\pi G} \frac{D_{\rm s}}{D_{\rm d} D_{\rm ds}},\tag{4}$$

x — координата вдоль радиуса в единицах R_s , c — скорость света, G — гравитационная постоянная, D_d , D_s — угломерное расстояние от наблюдателя до линзы и до источника соответственно, D_{ds} — угломерное расстояние от линзы до источника. Масса, заключенная внутри круга радиусом x, задается выражением

$$m(x) \equiv 2 \int_{0}^{x} dy y \kappa(y).$$
 (5)

В случае сферически-симметричных линз изображения источника в виде тангенциальных арок возникают близко к тангенциальной критической кривой, которая определяется условием $m(x) = x^2$. Объемной плотности $\rho(r)$, определяемой формулой (2), соответствует безразмерная поверхностная плотность

$$\kappa(x) = 2\kappa_{\rm s} \frac{f(x)}{x^2 - 1},\tag{6}$$

где $\kappa_{\rm s}\equiv\rho_{\rm s}r_{\rm s}\Sigma_{\rm cr}^{-1}.$ Безразмерная масса m(x) задается выражением

$$m(x) = 4\kappa_{\rm s}g(x),\tag{7}$$

где

$$g(x) = \ln \frac{x}{2} + \begin{cases} \frac{2}{\sqrt{x^2 - 1}} \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{x - 1}{x + 1}}, & x > 1, \\ \frac{2}{\sqrt{1 - x^2}} \operatorname{arth} \sqrt{\frac{1 - x}{1 + x}}, & x < 1, \\ 1, & x = 1. \end{cases}$$
(8)

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Бартелманн (M. Bartelmann), Astron. Astrophys. **313**, 697 (1996).
- Блим и др. (L.E. Bleem, S. Bocquet, B. Stalder, M.D. Gladders, P.A.R. Ade, S.W. Allen, et al.), Astrophys. J. Suppl. Ser. 247, 25 (2020).
- Буренин Р.А., Бикмаев И.Ф., Гильфанов М.Р., Гроховская А.А., Додонов С.Н., Еселевич М.В., Зазнобин И.А., Иртуганов Э.Н., Лыскова Н.С., Медведев П.С., Мещеряков А.В., Моисеев А.В., Сазонов С.Ю., Старобинский А.А., Сюняев Р.А., Уклеин Р.И., Хабибуллин И.И., Хамитов И.М., Чуразов Е.М., Письма в Астрон. журн. 47, 467 (2021) [R.A. Burenin et al., Astron. Lett. 47, 443 (2021)].
- 4. Гнедин и др. (О.Ү. Gnedin, A.V. Kravtsov, A.A. Klypin, and D. Nagai), Astrophys. J. **616**, 16 (2004).
- 5. Дали и др. (H. Dahle, N. Aghanim, L. Guennou, P. Hudelot, R. Kneissl, E. Pointecouteau, et al.), Astron. Astrophys. **590**, L4, 1 (2016).
- 6. Даффи и др. (A.R. Duffy, J. Schaye, S.T. Kay, and C. Dalla Vecchia), MNRAS **390**, L64 (2008).
- 7. Лыскова и др. (N. Lyskova, E. Churazov, and T. Naab), MNRAS **475**, 2403 (2018).

- 8. Мертен и др. (J. Merten, M. Meneghetti, M. Postman, K. Umetsu, A. Zitrin, E. Medezinski, et al.), Astrophys. J. **806**, 4 (2015).
- 9. Наварро и др. (J.F. Navarro, C.S. Frenk, and S.D.M. White), Astrophys. J. **462**, 563 (1996).
- 10. Смит и др. (J.A. Smith, D.L. Tucker, S. Kent, M.W. Richmond, M. Fukugita, T. Ichikawa, et al.), Astron. J. **123**, 2121 (2002).
- 11. Уайтмор и др. (B.C. Whitmore, S.S. Allam, T. Budavari, S. Casertano, R.A. Downes, T. Donaldson, et al.), Astron. J. **151**, 134 (2016).
- 12. Хенсон и др. (М.А. Henson, D.J. Barnes, S.T. Kay, I.G. McCarthy, and J. Schaye), MNRAS **465**, 3361 (2017).
- 13. Хилтон и др. (M. Hilton, C. Sifón, S. Naess, M. Madhavacheril, M. Oguri, E. Rozo, et al.), Astrophys. J. Suppl. Ser. **253**, 3 (2021).
- 14. Ширасаки и др. (M. Shirasaki, E.T. Lau, and D. Nagai), MNRAS **477**, 2804 (2018).
- 15. Эйнасто (J. Einasto), Trudy Astrofizicheskogo Instituta Alma-Ata 5, 87 (1965).

КИНЕМАТИКА ГАЛАКТИКИ ПО МОЛОДЫМ РАССЕЯННЫМ ЗВЕЗДНЫМ СКОПЛЕНИЯМ С ДАННЫМИ ИЗ КАТАЛОГА GAIA EDR3

© 2022 г. В. В. Бобылев^{1*}, А. Т. Байкова¹

¹Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия Поступила в редакцию 29.10.2021 г.

После доработки 29.10.2021 г.; принята к публикации 03.12.2021 г.

Проведен анализ кинематики рассеянных звездных скоплений (P3C) с собственными движениями и расстояниями, вычисленными Хао и др. по данным каталога Gaia EDR3. Для ряда скоплений из этого списка известны средние значения лучевых скоростей. Показано, что параметры вращения Галактики, определенные по выборкам P3C различного возраста, находятся в хорошем согласии между собой. Наиболее интересные результаты получены по выборке 967 наиболее молодых P3C со средним возрастом 18 млн лет. В частности, только с использованием их собственных движений и расстояний найдены следующие значения параметров угловой скорости вращения Галактики: $\Omega_0 = 28.01 \pm 0.15 \text{ км/с/кпк}$, $\Omega'_0 = -3.674 \pm 0.040 \text{ км/с/кпк}^2$ и $\Omega''_0 = 0.565 \pm 0.023 \text{ км/с/кпк}^3$. Круговая скорость вращения околосолнечной окрестности вокруг центра Галактики здесь составляет $V_0 = 226.9 \pm 3.1 \text{ км/с}$ для принятого расстояния Солнца от галактического центра $R_0 = 8.1 \pm 0.1 \text{ кпк}$. Параметры спиральной волны плотности определены по пространственным скоростям 233 молодых скоплений. Амплитуды тангенциальных и радиальных скоростей возмущений, вызванных волной плотности, составили $f_R = 9.1 \pm 0.8 \text{ км/с } u$ $f_{\theta} = 4.6 \pm 1.2 \text{ км/с}$ соответственно, длина волны возмущений $\lambda_R = 3.3 \pm 0.5 \text{ кпк } u$ $\lambda_{\theta} = 2.6 \pm 0.6 \text{ кпк для принятой модели четырехрукавной структуры. Фаза Солнца в спиральной волне оказалась равной <math>\chi_{\odot} = -100^\circ \pm 11^\circ$.

Ключевые слова: рассеянные звездные скопления, спиральная волна плотности, вращение Галактики.

DOI: 10.31857/S0320010821120019

ВВЕДЕНИЕ

Рассеянные звездные скопления (РЗС) имеют важное значение для изучения структуры и кинематики Галактики. Их, в частности, используют для оценки параметров кривой вращения Галактики (Глушкова и др., 1998; Заболотских и др., 2002; Локтин, Бешенов, 2003; Пискунов и др. 2006; Локтин, Попова, 2019), геометрических и кинематических характеристик спиральной волны плотности (Амарал, Лепине, 1997; Попова, Локтин, 2005; Локтин, Попова, 2007; Наоц, Шавив, 2007; Бобылев и др., 2008; Лепине и др., 2008; Юнкейра и др., 2015; Камарго и др., 2015; Бобылев, Байкова, 2019; Кантат-Гудин и др., 2020) и других их структурных и кинематических свойств (Бабиссо и др., 2018; Кун и др., 2018; Таррик и др., 2021; Монтейро и др., 2021).

Постоянно возрастает количество открытых и изученных РЗС (Диас и др., 2001; 2006; 2021; Харченко и др., 2005; 2007; 2013; Шольц и др., 2015; Кантат-Гудин и др., 2018; Хао и др., 2021). Улучшается точность определения средних значений их собственных движений, лучевых скоростей и расстояний.

Точность кинематических параметров РЗС имеет важное значение для решения самых разнообразных кинематических задач. Массовые расстояния до РЗС обычно оцениваются с помощью диаграммы Герцшпрунга—Рассела по фотометрическим данным, либо с использованием других не прямых методов (без тригонометрических параллаксов). Реализация космического эксперимента Gaia (Прусти и др., 2016) позволила не только вычислять высокоточные средние значения собственных движений (Кантат-Гудин и др., 2018) и лучевых скоростей РЗС, но и их средние тригонометрические параллаксы (Кантат-Гудин и др., 2020; Хао и др., 2021).

В настоящее время опубликована версия каталога Gaia EDR3 (Gaia Early Data Release 3, Браун и др., 2021), в которой по сравнению с предыдущей версией, Gaia DR2 (Браун и др., 2018), уточнены примерно на 30% значения тригонометрических параллаксов и собственных движений для около

^{*}Электронный адрес: vbobylev@gaoran.ru

1.5 млрд звезд. В каталоге Gaia EDR3 тригонометрические параллаксы для примерно 500 млн звезд измерены с ошибками менее 0.2 миллисекунд дуги (мсд), т.е. примерно треть звезд с измеренными параллаксами. Собственные движения около половины звезд каталога измерены с относительной ошибкой менее 10%.

В параллаксах каталога Gaia EDR3, повидимому, сохранился небольшой систематический сдвиг по отношению к инерциальной системе координат (Рен и др., 2021; Маис-Апельянис, 2021). Впервые такой сдвиг был выявлен в параллаксах Gaia DR2 с величиной $\Delta \pi = -0.029$ мсд (Линдегрен и др., 2018). Такую поправку необходимо прибавлять к измеренным параллаксам, поэтому истинные расстояния до звезд должны слегка уменьшиться.

Для звезд со звездными величинами $G < 15^m$ случайные ошибки измерения собственных движений лежат в интервале 0.02—0.04 мсд/год (Браун и др., 2021), и они довольно сильно увеличиваются у более слабых звезд. Новых измерений лучевых скоростей в каталоге Gaia EDR3 нет. Таким образом, данные о лучевых скоростях более 7 млн звезд берутся из версии Gaia DR2.

Целью настоящей работы является определение параметров вращения Галактики и параметров спиральной волны плотности на основе новейших данных о РЗС. Для этого мы используем средние значения собственных движений и параллаксов РЗС, которые вычислены в работе Хао и др. (2021) по данным каталога Gaia EDR3, для ряда скоплений имеются также средние значения лучевых скоростей.

МЕТОД

Из наблюдений имеем три составляющие скорости звезды: лучевую скорость V_r и две проекции тангенциальной скорости $V_l = 4.74r\mu_l \cos b$ и $V_b = 4.74r\mu_b$, направленные вдоль галактической долготы l и широты b соответственно, выраженные в км/с. Здесь коэффициент 4.74 является коэффициентом размерности, а r — гелиоцентрическое расстояние звезды в кпк. Компоненты собственного движения $\mu_l \cos b$ и μ_b выражены в мсд/год (миллисекунды дуги в год). Через компоненты V_r , V_l , V_b вычисляются скорости U, V, W, направленные вдоль прямоугольных галактических осей координат:

$$U = V_r \cos l \cos b - V_l \sin l - V_b \cos l \sin b, \quad (1)$$

$$V = V_r \sin l \cos b + V_l \cos l - V_b \sin l \sin b,$$

$$W = V_r \sin b + V_b \cos b,$$

где скорость U направлена от Солнца к центру Галактики, V в направлении вращения Галактики

ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 48 № 1 2022

и W на северный галактический полюс. Две скорости: V_R , направленную радиально от галактического центра, и ортогональную ей скорость $V_{\rm circ}$, направленную в направлении вращения Галактики, можем найти на основе следующих соотношений:

$$V_{\text{circ}} = U \sin \theta + (V_0 + V) \cos \theta, \qquad (2)$$
$$V_R = -U \cos \theta + (V_0 + V) \sin \theta,$$

где позиционный угол θ удовлетворяет соотношению tg $\theta = y/(R_0 - x)$, x, y, z — прямоугольные гелиоцентрические координаты звезды (вдоль соответствующих осей x, y, z направлены скорости U, V, W), V_0 — линейная скорость вращения Галактики на околосолнечном расстоянии R_0 . Скорости V_R и W практически не зависят от характера кривой вращения Галактики. Но для анализа периодичностей в тангенциальных скоростях необходимо определить сглаженную кривую галактического вращения и сформировать остаточные скорости $\Delta V_{\rm circ}$.

Для определения параметров кривой галактического вращения мы используем уравнения, полученные из формул Боттлингера, в которых произведено разложение угловой скорости Ω в ряд до членов второго порядка малости r/R_0 :

$$V_{r} = -U_{\odot} \cos b \cos l - V_{\odot} \cos b \sin l -$$
(3)

$$-W_{\odot} \sin b + R_{0}(R - R_{0}) \sin l \cos b\Omega'_{0} +$$

$$+ 0.5R_{0}(R - R_{0})^{2} \sin l \cos b\Omega''_{0},$$

$$V_{l} = U_{\odot} \sin l - V_{\odot} \cos l - r\Omega_{0} \cos b +$$
(4)

$$+ (R - R_{0})(R_{0} \cos l - r \cos b)\Omega'_{0} +$$

$$+ 0.5(R - R_{0})^{2}(R_{0} \cos l - r \cos b)\Omega''_{0},$$

$$V_{b} = U_{\odot} \cos l \sin b + V_{\odot} \sin l \sin b -$$
(5)

$$- W_{\odot} \cos b - R_{0}(R - R_{0}) \sin l \sin b\Omega'_{0} -$$

$$- 0.5R_{0}(R - R_{0})^{2} \sin l \sin b\Omega''_{0},$$

где R — расстояние от звезды до оси вращения Галактики $R^2 = r^2 \cos^2 b - 2R_0 r \cos b \cos l + R_0^2$. Скорости $(U, V, W)_{\odot}$ являются средней групповой скоростью выборки, берутся с обратным знаком и отражают пекулярное движение Солнца, Ω_0 является угловой скоростью вращения Галактики на солнечном расстоянии R_0 , параметры Ω'_0 и Ω''_0 — соответствующие производные угловой скорости, $V_0 = |R_0\Omega_0|$. Скорости V_R и $\Delta V_{\rm circ}$ должны быть освобождены от пекулярной скорости Солнца $U_{\odot}, V_{\odot}, W_{\odot}$. В настоящей работе значение R_0 принимается равным 8.1 ± 0.1 кпк, согласно обзору Бобылева, Байковой (2021), где оно было выведено как средневзвешенное из большого количества современных индивидуальных оценок.

Влияние спиральной волны плотности в радиальных V_R и остаточных тангенциальных скоростях $\Delta V_{\rm circ}$ является периодическим с амплитудой порядка 6—10 км/с. Согласно линейной теории волн плотности (Линь, Шу, 1964), оно описывается соотношениями следующего вида:

$$V_R = -f_R \cos \chi, \tag{6}$$
$$\Delta V_{\rm circ} = f_\theta \sin \chi,$$

где

$$\chi = m[\operatorname{ctg}(i)\ln(R/R_0) - \theta] + \chi_{\odot} \tag{7}$$

фаза спиральной волны (m — количество спиральных рукавов, i — угол закрутки спирального узора, χ_{\odot} — радиальная фаза Солнца в спиральной волне); f_R и f_{θ} — амплитуды возмущений радиальных и тангенциальных скоростей, которые считаются положительными. Периодичности, связанные со спиральной волной плотности проявляются также и в вертикальных скоростях W молодых галактических объектов (Бобылев, Байкова, 2015; Расторгуев и др., 2017).

Для изучения периодичностей в скоростях V_R и $\Delta V_{\rm circ}$ применяем модифицированный спектральный анализ (Байкова, Бобылев, 2012). Длина волны λ (расстояние между соседними отрезками спиральных рукавов, отсчитываемое вдоль радиального направления) вычисляется на основе соотношения

$$2\pi R_0 / \lambda = m \operatorname{ctg}(|i|). \tag{8}$$

Пусть имеется ряд измеренных скоростей V_{R_n} (это могут быть как радиальные V_R , так и тангенциальные $\Delta V_{\text{сігс}}$ скорости, n = 1, 2, ..., N, где N — число объектов. Задачей спектрального анализа является выделение периодичности из ряда данных в соответствии с принятой моделью, описывающей спиральную волну плотности с параметрами f, λ (или i) и χ_{\odot} .

В результате учета логарифмического характера спиральной волны, а также позиционных углов объектов θ_n , наш спектральный (периодограммный) анализ рядов возмущений скоростей сводится к вычислению квадрата амплитуды (спектра мощности) стандартного преобразования Фурье (Байкова, Бобылев, 2012):

$$\bar{V}_{\lambda_k} = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^{N} V'_n(R'_n) \exp\left(-j\frac{2\pi R'_n}{\lambda_k}\right), \quad (9)$$

где V_{λ_k} — k-я гармоника преобразования Фурье с длиной волны $\lambda_k = D/k$, D — период анализируе-мого ряда,

$$R'_n = R_0 \ln(R_n/R_0), \qquad (10)$$
$$V'_n(R'_n) = V_n(R'_n) \times \exp(jm\theta_n).$$

Пиковому значению спектра мощности S_{peak} соответствует искомая длина волны λ . Угол закрутки спиральной волны плотности находится из выражения (8). Амплитуду и фазу возмущений мы находим в результате подгонки гармоники с найденной длиной волны к измеренным данным. Для оценки амплитуды возмущений также может быть использовано соотношение

$$f_R(f_\theta) = 2 \times \sqrt{S_{\text{peak}}}.$$
 (11)

ДАННЫЕ

В настоящей работе основным источником данных послужила работа Хао и др. (2021), в которой средние собственные движения и средние параллаксы PC3 были вычислены по данным каталога Gaia EDR3. Оценки возраста собраны этими авторами из различных источников. В каталоге содержатся данные о 3794 P3C, поэтому на сегодняшний день он является наиболее обширной кинематической базой о рассеянных звездных скоплениях Галактики.

В каталоге Хао и др. (2021) даны именно параллаксы π , через которые в дальнейшем мы вычисляем расстояния r по формуле $r = 1/\pi$. Относительные ошибки определения средних значений параллаксов РЗС во всем каталоге малы, и в среднем составляют около 10%. Единичные случаи с ошибками параллаксов более 30% и такие РЗС в настоящей работе не используются.

На рис. 1 дано распределение РЗС трех выборок различного возраста в проекции на галактическую плоскость XY. Использована система координат, в которой ось X направлена от центра Галактики на Солнце, направление оси Y совпадает с направлением вращения Галактики. Показан четырехрукавный спиральный узор с углом закрутки $i = -13^{\circ}$ (Бобылев, Байкова, 2014), построенный со значением $R_0 = 8.1$ кпк, римскими цифрами пронумерованы следующие отрезки спиральных рукавов: І — Щита, II — Киля—Стрельца, III — Персея и IV — Внешний рукав.

Выборка РЗС моложе 60 млн лет содержит всего 967 членов со средним возрастом 18 млн лет. На рис. 1а показано распределение 233 РЗС, для которых имеются лучевые скорости. По пространственным скоростям таких скоплений проводим спектральный анализ с целью определения параметров спиральной волны плотности.

Выборка РЗС с возрастами в интервале 60— 300 млн лет содержит всего 863 члена. Здесь средний возраст скоплений составляет 163 млн лет. На рис. 16 показано распределение 398 РЗС, для которых имеются лучевые скорости.



Рис. 1. Распределение на галактической плоскости *XY* РЗС моложе 60 млн лет (а), с возрастами в интервале 60–300 млн лет (б) и старше 300 млн лет (в), показан четырехрукавный спиральный узор с углом закрутки $i = -13^{\circ}$, согласно работе Бобылева, Байковой (2014).

Выборка РЗС с возрастами более 300 млн лет содержит всего 1794 члена. Средний возраст скоплений в этой выборке составляет 1.1 млрд лет. На рис. 1в показаны 1000 РЗС с лучевыми скоростями.

Отметим, что распределения всех РЗС в проекции на плоскость XY с разбивкой на четыре возрастные интервала даны на рис. 1 в работе Хао и др. (2021). Там отлично видно, что РЗС с возрастами менее 20 млн лет, а также в интервале 20—200 млн лет имеют сильную концентрацию к спиральным рукавам.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Система условных уравнений вида (3)–(5) решается методом наименьших квадратов (МНК) с весами вида $w_r = S_0/\sqrt{S_0^2 + \sigma_{V_r}^2}, w_l = S_0/\sqrt{S_0^2 + \sigma_{V_l}^2}$ и $w_b = S_0/\sqrt{S_0^2 + \sigma_{V_b}^2},$ где S_0 — "космическая" дисперсия, $\sigma_{V_r}, \sigma_{V_l}, \sigma_{V_b}$ — дисперсии ошибок соответствующих наблюдаемых скоростей. Значение S_0 сопоставимо со среднеквадратической невязкой σ_0 (ошибка единицы веса) при решении условных уравнений вида (3)–(5). При анализе выборки молодых РЗС мы приняли $S_0 = 7-8$ км/с, а для выборки более старых РЗС — $S_0 = 11-14$ км/с. Система уравнений вида (3)–(5) решалась в несколько итераций с применением критерия 3σ для исключения РЗС с большими невязками.

Способ І

Первый способ заключается в поиске решения только по собственным движениям РЗС. В этом случае решается система из двух условных вида (4)-(5).

Найденные параметры галактического вращения для трех выборок РЗС различного возраста даны в табл. 1. Для каждой выборки вычислены средний возраст \overline{t} и среднее значение координаты \overline{z} (отражает эффект возвышения Солнца над плоскостью Галактики). Отметим, что найденные величины \overline{z} находятся в очень хорошем согласии со значением $\overline{z} = -23 \pm 3$ пк, найденным из анализа РЗС с данными из каталога Gaia DR2 в работе Кантат-Гудин и др. (2020).

В нижней части таблицы даны значения постоянных Оорта $A = 0.5\Omega_0'R_0$ и $B = A - \Omega_0$, вычисленные с использованием полученных значений Ω_0 и Ω_0' . Дана также линейная скорость вращения Галактики на околосолнечном расстоянии $V_0 = R_0\Omega_0$ для принятого значения $R_0 = 8.1 \pm 0.1$ кпк.

По всей выборке из 3624 РЗС этим методом найдены следующие компоненты скорости $(U, V, W)_{\odot} = (7.89, 14.35, 6.97) \pm (0.22, 0.29, 0.16)$ км/с и параметры угловой скорости галактического вращения:

$$Ω_0 = 27.37 \pm 0.10 \text{ km/c/knk}, \qquad (12)$$

$$Ω'_0 = -3.510 \pm 0.027 \text{ km/c/knk}^2,$$

$$Ω''_0 = 0.534 \pm 0.014 \text{ km/c/knk}^3.$$

В этом решении значение ошибки единицы веса составляет $\sigma_0 = 9.4$ км/с. Линейная скорость вращения Галактики на околосолнечном расстоянии составляет $V_0 = 221.7 \pm 2.9$ км/с, а постоянные Оорта $A = 14.21 \pm 0.11$ км/с/кпк и $B = -13.15 \pm \pm 0.15$ км/кпк.

Способ II

При этом подходе мы используем все возможности имеющихся данных. Скопления с собственными движениями, лучевыми скоростями и расстояниями дают все три уравнения вида (3)–(5), а скопления, для которых имеются только собственные движения, дают лишь два уравнения (4) и (5). Такую систему уравнений решаем совместно.

БОБЫЛЕВ, БАЙКОВА

Параметры	<60 млн лет	60—300 млн лет	>300 млн лет
N_{\star}	967	863	1794
\overline{t} , млн лет	18	163	1100
\overline{z} , ПК	-20 ± 4	-19 ± 8	-24 ± 9
U_{\odot} , км/с	7.34 ± 0.31	7.64 ± 0.44	8.64 ± 0.35
V_{\odot} , км/с	10.61 ± 0.45	13.07 ± 0.61	17.67 ± 0.46
W_{\odot} , км/с	7.45 ± 0.23	7.33 ± 0.31	6.55 ± 0.24
Ω_0 , км/с/кпк	28.01 ± 0.15	26.96 ± 0.21	27.06 ± 0.16
Ω_0' , км/с/кпк 2	-3.674 ± 0.040	-3.629 ± 0.056	-3.284 ± 0.043
Ω_0'' , км/с/кпк 3	0.565 ± 0.023	0.622 ± 0.034	0.463 ± 0.021
σ_0 , км/с	7.0	9.1	10.3
A, км/с/кпк	14.88 ± 0.16	14.70 ± 0.23	13.30 ± 0.17
B, км/с/кпк	-13.13 ± 0.22	-12.26 ± 0.31	-13.76 ± 0.24
<i>V</i> ₀ , км/с	226.9 ± 3.1	218.4 ± 3.2	219.2 ± 3.0

Таблица 1. Параметры вращения Галактики, найденные по РЗС различных возрастов только по их собственным движениям (уравнения (4)–(5)), N_{\star} — количество использованных скоплений, \overline{t} — средний возраст выборки

Таблица 2. Параметры вращения Галактики, найденные по РЗС различных возрастов в результате совместного МНК-решения системы из трех уравнений (3)–(5)), N_{\star} — количество использованных скоплений, N_{RV} — количество РЗС с лучевыми скоростями

Параметры	<60 млн лет	60—300 млн лет	>300 млн лет
N_{\star}	967	863	1794
N_{RV}	233	398	1000
U_{\odot} , км/с	7.52 ± 0.33	8.57 ± 0.43	9.70 ± 0.38
V_{\odot} , км/с	12.43 ± 0.45	13.58 ± 0.56	19.80 ± 0.46
W_{\odot} , км/с	7.53 ± 0.27	7.37 ± 0.37	6.78 ± 0.33
Ω_0 , км/с/кпк	28.07 ± 0.16	27.34 ± 0.22	27.62 ± 0.19
Ω_0' , км/с/кпк 2	-3.713 ± 0.041	-3.782 ± 0.053	-3.486 ± 0.045
Ω_0'' , км/с/кпк 3	0.613 ± 0.025	0.674 ± 0.036	0.548 ± 0.024
σ_0 , км/с	8.2	10.9	13.9
А, км/с/кпк	15.04 ± 0.17	15.32 ± 0.21	14.12 ± 0.18
B, км/с/кпк	-13.03 ± 0.23	-12.02 ± 0.31	-13.50 ± 0.26
V_0 , км/с	227.3 ± 3.1	221.5 ± 3.3	223.7 ± 3.2



Рис. 2. Круговые скорости вращения V_{circ} в зависимости от расстояния *R* самых молодых P3C (а), с возрастами в интервале 60–300 млн лет (б) и старше 300 млн лет (в), для каждой выборки показана найденная по этим P3C кривая вращения Галактики с указанием границ доверительных областей, соответствующих уровню 1*σ*.

Найденные этим способом параметры галактического вращения для трех выборок РЗС различного возраста даны в табл. 2. Указано количество использованных в решении РЗС с лучевыми скоростями N_{RV}. При этом не были использованы РЗС с ошибками их средних лучевых скоростей более 10 км/с.

В результате использования данных обо всех 3624 РЗС найдены $(U, V, W)_{\odot} = (8.73, 16.03, 7.10) \pm \pm (0.24, 0.30, 0.20)$ км/с и

$$\Omega_0 = 27.79 \pm 0.12$$
 км/с/кпк, (13)
 $\Omega_0' = -3.669 \pm 0.028$ км/с/кпк²,

$$\Omega_0'' = 0.606 \pm 0.016$$
 км/с/кпк³.

В этом решении значение ошибки единицы веса составляет $\sigma_0 = 12.0$ км/с. Линейная скорость вращения Галактики на околосолнечном расстоянии составляет $V_0 = 225.1 \pm 2.9$ км/с, а постоянные Оорта $A = 14.86 \pm 0.11$ км/с/кпк и $B = -12.93 \pm \pm 0.16$ км/кпк.

Как можно видеть из сравнения параметров (12) и (13), а также табл. 1 и 2, привлечение лучевых скоростей приводит к росту дисперсии оценок.

На рис. 2 даны круговые скорости вращения $V_{\rm circ}$ в зависимости от расстояния R для трех выборок РЗС различного возраста. Для построения кривой вращения для каждой выборки были взяты параметры из соответствующего столбца табл. 2. Видно хорошее согласие между этими кривыми вращения Галактики. Поэтому любую из них можно использовать для формирования остаточных скоростей $\Delta V_{\rm circ}$ для дальнейшего спектрального анализа.



Рис. 3. Радиальные скорости V_R в зависимости от расстояния R самых молодых РЗС (а), спектр мощности этой выборки (б), остаточные скорости вращения $\Delta V_{\text{сirc}}$ самых молодых РЗС (в) и их спектр мощности (г).

Отметим, что наилучшей мы считаем кривую вращения Галактики, полученную с наименьшей ошибкой единицы веса $\sigma_0 = 7$ км/с. Параметры этой кривой вращения, найденные способом I только по собственным движениям наиболее молодых РЗС, даны в первом столбце табл. 1.

Спектральный анализ

В начале были определены параметры спиральной волны плотности по выборке наиболее молодых РЗС с возрастами менее 60 млн лет (со средним возрастом 18 млн лет). Для этого были использованы 233 РЗС, для которых имеются лучевые скорости. Спектральный анализ их радиальных и остаточных тангенциальных скоростей показал принципиальное согласие в значениях длины волны и скоростей возмущений, найденных независимо по каждому виду скоростей.

Результаты спектрального анализа РЗС этой выборки отражены на рис. 3. На рисунке даны радиальные скорости V_R и остаточные скорости вращения $\Delta V_{\rm circ}$ в зависимости от расстояния R и их спектры мощности.

По 233 РЗС этой выборки найдены следующие значения длины волны $\lambda_R = 3.3 \pm 0.5$ кпк и $\lambda_{\theta} = 2.6 \pm 0.6$ кпк. Для модели четырехрукавной спиральной структуры (m = 4 и принятому R_0) этим значениям соответствует угол закрутки $i_R = -14.5 \pm 2.1^{\circ}$ и $i_{\theta} = -11.4 \pm 2.6^{\circ}$. Фаза Солнца

в спиральной волне близка к $\chi_{\odot} = -100^{\circ} \pm 11^{\circ}$, ее отсчитываем от предполагаемого центра рукава Киля-Стрельца — от $R \sim 7$ кпк в сторону увеличения R. Амплитуды радиальных и тангенциальных скоростей возмущений составили $f_R = 9.1 \pm \pm 0.8$ км/с и $f_{\theta} = 4.6 \pm 1.2$ км/с соответственно.

Спектральный анализ пространственных скоростей РЗС с возрастами из интервала 60–300 млн лет показал, что в них также имеется влияние спиральной волны плотности. Результаты спектрального анализа РЗС этой выборки отражены на рис. 4, где даны скорости V_R , $\Delta V_{\rm circ}$ и их спектры мощности.

По 398 РЗС этой выборки найдены следующие значения длины волны и скоростей возмущений $\lambda_R = 2.2 \pm 0.6$ кпк и $\lambda_{\theta} = 4.1 \pm 0.8$ кпк. Для модели четырехрукавной спиральной структуры (m = 4 и принятому R_0) этим значениям соответствует угол закрутки $i_R = -9.6 \pm 2.6^\circ$ и $i_{\theta} = -17.9 \pm 3.3^\circ$. Амплитуды радиальных и тангенциальных скоростей возмущений составили $f_R = 6.1 \pm 1.8$ км/с и $f_{\theta} = 3.9 \pm 2.2$ км/с соответственно. Фаза Солнца в спиральной волне χ_{\odot} здесь составляет около -190° . Видим, что довольно надежно и в согласии с описанными выше результатами определяются параметры спиральной волны плотности по радиальным скоростям этих РЗС.



Рис. 4. Радиальные скорости V_R в зависимости от расстояния R для P3C с возрастами в интервале 60–300 млн лет (а), спектр мощности этой выборки (б), остаточные скорости вращения ΔV_{circ} для P3C с возрастами в интервале 60–300 млн лет (в) и их спектр мощности (г).

ОБСУЖДЕНИЕ Скорости $(U, V, W)_{\odot}$

Скорости $(U, V, W)_{\odot}$ являются групповой скоростью рассматриваемой выборки РЗС, взятые с обратным знаком. Эти скорости содержат пекулярное движение Солнца относительно местного стандарта покоя, возмущения от спиральной волны плотности (для относительно молодых объектов) и влияние на скорость V_{\odot} так называемого асимметричного дрейфа (отставание от круговой скорости вращения с возрастом выборки).

В настоящее время считается, что наиболее достоверно компоненты пекулярной скорости Солнца относительно местного стандарта покоя определены в работе Шонриха и др. (2010), которые составляют $(U, V, W)_{\odot} = (11.1, 12.2, 7.3) \pm (0.7, 0.5, 0.4)$ км/с. Можем видеть, что значения скоростей U_{\odot} и W_{\odot} , которые в настоящей работе найдены по различным выборкам РЗС, в пределах ошибок согласуются с оценкой Шонриха и др. (2010). Кроме того, в наших результатах можно видеть возрастание скорости V_{\odot} с увеличением возраста РЗС, что является проявлением асимметричного дрейфа.

Вращение Галактики

Важнейшим локальным параметром является значение линейной скорости V_0 . Наиболее быстрым вращением обладают такие объекты тонкого

диска Галактики, как водородные облака, мазерные источники, звезды спектральных классов О и В, молодые РЗС, цефеиды и др.

Например, из анализа выборки РЗС моложе 50 млн лет из каталога MWSC (Milky Way Star Clusters, Харченко и др., 2013) в работе Бобылева и др. (2016) была получена оценка V0 = $r=236\pm 6$ км/с для принятого значения $R_0=8.3\pm 10^{-1}$ ± 0.2 кпк. Мроз и др. (2019) при анализе около 770 цефеид с известными лучевыми скоростями получили оценку $V_0 = 233.6 \pm 2.8$ км/с для принятого значения $R_0 = 8.122 \pm 0.031$ кпк. В работе Аблимита и др. (2020) с использованием около 3500 классических цефеид была построена кривая вращения Галактики на интервале расстояний R:4-19 кпк и с очень высокой точностью найдена скорость $V_0 = 232.5 \pm 0.9$ км/с для принятого $R_0 =$ $= 8.122 \pm 0.031$ кпк. Из анализа 800 цефеид с известными лучевыми скоростями Бобылев и др. (2021) нашли $V_0 = 240 \pm 3$ км/с для найденного значения $R_0 = 8.27 \pm 0.10$ кпк.

Отметим ряд результатов определения параметров угловой скорости вращения Галактики, полученных с использованием разнообразных данных. Так, по данным о 130 галактических мазерах с измеренными тригонометрическими параллаксами в работе Расторгуева и др. (2017) были получены следующие оценки: $(U, V)_{\odot} =$ = $(11.40, 17.23) \pm (1.33, 1.09)$ км/с, $\Omega_0 = 28.93 \pm$ ± 0.53 км/с/кпк, $\Omega'_0 = -3.96 \pm 0.07$ км/с/кпк² и $\Omega''_0 = 0.87 \pm 0.03$ км/с/кпк³, где значение линейной скорости V_0 составило 243 ± 10 км/с для найденного значения $R_0 = 8.40 \pm 0.12$ кпк.

В работе Бобылева, Байковой (2018) по выборке из 495 ОВ-звезд с собственными движениями из каталога Gaia DR2 (Браун и др., 2018) были найдены следующие значения: $(U, V, W)_{\odot} = (8.16, 11.19, 8.55) \pm (0.48, 0.56, 0.48)$ км/с, $\Omega_0 = 28.92 \pm 0.39$ км/с/кпк, $\Omega'_0 = -4.087 \pm \pm 0.083$ км/с/кпк² и $\Omega''_0 = 0.703 \pm 0.067$ км/с/кпк³, где $V_0 = 231 \pm 5$ км/с для принятого $R_0 = 8.0 \pm \pm 0.15$ кпк.

По 788 цефеидам из списка Мроза и др. (2019) с собственными движениями и лучевыми скоростями из каталога Gaia DR2 в работе Бобылева и др. (2021) было найдено $(U_{\odot}, V_{\odot}, W_{\odot}) = (10.1, 13.6, 7.0) \pm (0.5, 0.6, 0.4)$ км/с, а также: $\Omega_0 = 29.05 \pm 0.15$ км/с/кпк, $\Omega'_0 = -3.789 \pm \pm 0.045$ км/с/кпк², $\Omega''_0 = 0.722 \pm 0.027$ км/с/кпк³, $\Omega''_0 = -0.087 \pm 0.007$ км/с/кпк⁴, $R_0 = 8.27 \pm \pm 0.10$ кпк.

В работе Рида и др. (2019) по выборке из 147 мазеров были найдены следующие значения двух важнейших кинематических параметров: $R_0 =$ = 8.15 ± 0.15 кпк и $\Omega_{\odot} = -30.32 \pm 0.27$ км/с/кпк, где $\Omega_{\odot} = \Omega_0 + V_{\odot}/R$. Значение скорости $V_{\odot} =$ = 12.24 км/с было взято из работы Шонриха и др. (2010). Эти авторы использовали разложение в ряд линейной скорости вращения Галактики.

Интерес представляют и значения постоянных Оорта А и В. Например, Бови (2017) из анализа собственных движений и параллаксов локальной выборки из 304 267 звезд главной последовательности каталога Gaia DR1 (Браун и др., 2016) нашел $A = 15.3 \pm 0.5$ км/с и B = $= -11.9 \pm 0.4$ км/с, на основе которых он получил оценку угловой скорости вращения Галактики $\Omega_0 = 27.1 \pm 0.5$ км/с/кпк и скорости $V_0 = 219 \pm$ ± 4 км/с. По выборке из 5627 близких (r < 0.6 кпк) к Солнцу звезд спектрального класса А из каталога LAMOST DR4 (The Large Sky Area Multi-Object Fiber Spectroscopic Telescope, Цуй и др., 2012; Сян и др., 2017) в работе Ванга и др. (2021) получены следующие оценки постоянных Оорта: $A = 16.31 \pm$ ± 0.89 км/с и $B = -11.99 \pm 0.79$ км/с, где $\Omega_0 =$ $= 28.30 \pm 1.19$ км/с/кпк.

Можем заключить, что значение скорости V_0 , найденное в настоящей работе по наиболее молодым РЗС находится в очень хорошем согласии с оценками этой скорости, полученными по другим молодым объектам диска Галактики. Параметры Ω_0, Ω'_0 и Ω'_0 , а также постоянные Оорта *A* и *B* определены в настоящей работе с высокой точностью, их значения также находятся в хорошем согласии с оценками других авторов.

Параметры волны плотности

В работе Мельник и др. (2001) были найдены $f_R = 7 \pm 1$ км/с, $f_\theta = 2 \pm 1$ км/с, $\lambda = 2.0 \pm 0.2$ кпк, для m = 2 из анализа OB-ассоциаций. В работе Заболотских и др. (2002) были найдены $f_R = 7 \pm \pm 2$ км/с и $f_\theta = 1 \pm 2$ км/с, $i = 6.0 \pm 0.9^\circ$, для m = 2 с фазой $\chi_\odot \approx -85^\circ$ по данным о молодых цефеидах ($P > 9^d$) и PC3 (log T < 7.6); $f_R = 6.6 \pm \pm 2.5$ км/с и $f_\theta = 0.4 \pm 2$ км/с, $i = -6.6 \pm 0.9^\circ$, для m = 2 с фазой $\chi_\odot \approx -97^\circ$ по данным об OB-звездах.

В работе Дамбиса и др. (2015) из анализа пространственного распределения большой выборки классических цефеид были получены оценки угла закрутки спирального узора $i = -9.5^{\circ} \pm 0.1^{\circ}$ и фазы Солнца $\chi_{\odot} = -121^{\circ} \pm 3^{\circ}$ для модели четырехрукавного спирального узора.

По выборке РЗС моложе 50 млн лет из каталога MWSC (Харченко и др., 2013) Бобылева и др. (2016) нашли $f_{\theta} = 5.6 \pm 1.6$ км/с и $f_R =$ $= 7.7 \pm 1.4$ км/с, длина волны возмущений $\lambda_{\theta} =$ $= 2.6 \pm 0.5$ кпк ($i_{\theta} = -11 \pm 2^{\circ}$) и $\lambda_R = 2.1 \pm 0.5$ кпк ($i_R = -9 \pm 2^{\circ}$) для принятой модели четырехрукавной структуры (m = 4).

Расторгуев и др. (2017) из анализа мазерных источников с РСДБ-параллаксами нашли $i = -10.4^{\circ} \pm 0.3^{\circ}$ и $\chi_{\odot} = -125^{\circ} \pm 10^{\circ}$, что находится в хорошем согласии с результатами настоящей работы.

Локтин, Попова (2019) нашли $f_R = 4.6 \pm \pm 0.7$ км/с и $f_{\theta} = 1.1 \pm 0.4$ км/с по РЗС из "Однородного каталога параметров рассеянных скоплений" с собственными движениями из каталога Gaia DR2. В работе этих авторов можно найти обзор результатов определения скоростей возмущений f_R и f_{θ} , полученных в последнее время различными авторами с использованием разнообразных индикаторов спиральной структуры.

При анализе 326 молодых (lg t < 8) РЗС с собственными движениями и расстояниями, вычисленными по данным каталога Gaia DR2 в работе Бобылева, Байковой (2019) были получены следующие оценки: $f_{\theta} = 3.8 \pm 1.2$ км/с и $f_R = 4.7 \pm 1.0$ км/с, $\lambda_{\theta} = 2.3 \pm 0.5$ кпк и $\lambda_R = 2.2 \pm \pm 0.5$ кпк ($m = 4, R_0 = 8.0 \pm 0.15$ кпк), а также $\chi_{\odot} = -120^{\circ} \pm 10^{\circ}$.

Можно заметить, что амплитуда тангенциальных возмущений f_{θ} обычно плохо определяется. Как показало моделирование волн плотности в Галактике (Бертон, 1971), ожидаемые амплитуды возмущений на околосолнечном расстоянии могут достигать $f_R \sim 8$ км/с и $f_\theta \sim 6$ км/с. Видим, что найденное в настоящей работе по самым молодым РЗС значение $f_R = 9.1 \pm 0.8$ км/с находится в отличном согласии с ожидаемой оценкой.

По РЗС со средним возрастом 163 млн лет хорошо определяются параметры спиральной волны плотности по радиальным скоростям. Наибольший интерес здесь представляют значения фаз Солнца $\chi_{\odot}:-100^{\circ}$ для РЗС со средним возрастом 18 млн лет и -190° со средним возрастом 163 млн лет, которые показывают, что волна движется.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изучена выборка рассеянных звездных скоплений с собственными движениями и параллаксами из каталога Gaia EDR3. Для этой цели послужил каталог Xao и др. (2021), который содержит данные о 3794 РЗС различного возраста. Примерно для трети скоплений из этого каталога известны средние значения лучевых скоростей.

Показано, что параметры вращения Галактики, определенные по выборкам РЗС различного возраста, находятся в хорошем согласии между собой. Причем применялись методы анализа как с использованием пространственных скоростей, так и только собственных движений РЗС. В частности, линейная скорость вращения околосолнечной окрестности V_0 варьирует от 218 ± 3 км/с, найденной по относительно возрастным РЗС, до 227 ± 3 км/с, характерной для самых молодых РЗС.

Детально проанализирована кинематика 967 наиболее молодых РЗС со средним возрастом 18 млн лет. В первую очередь эти РЗС были использованы для переопределения параметров вращения Галактики. С использованием только их собственных движений и параллаксов на основе нелинейной модели вращения найдены следующие значения параметров угловой скорости вращения Галактики: $\Omega_0 = 28.01 \pm 0.15$ км/с/кпк, $\Omega'_0 = -3.674 \pm 0.040$ км/с/кпк² и $\Omega''_0 = 0.565 \pm \pm 0.023$ км/с/кпк³. Здесь круговая скорость вращения околосолнечной окрестности вокруг центра Галактики составляет $V_0 = 226.9 \pm 3.1$ км/с для принятого расстояния $R_0 = 8.1 \pm 0.1$ кпк.

Для определения параметров спиральной волны плотности применен метод, основанный на периодограммном Фурье-анализе. Этот метод учитывает как логарифмический характер спиральной структуры Галактики, так и позиционные углы объектов, что позволяет производить точный анализ скоростей объектов, распределенных в широком диапазоне галактоцентрических расстояний. Вначале такой анализ был применен к выборке наиболее молодых 233 РЗС с лучевыми скоростями. Было показано принципиальное согласие в значениях длины волны и скоростей возмущений, найденных независимо по каждому виду скоростей, $\lambda_R = 3.3 \pm 0.5\,$ кпк и $\lambda_{\theta} = 2.6 \pm 0.6\,$ кпк. Для модели четырехрукавной спиральной структуры (m = 4 и принятому R_0) этим значениям соответствует угол закрутки $i_R = -14.5 \pm 2.1^{\circ}$ и $i_{\theta} = -11.4 \pm 2.6^{\circ}$. Фаза Солнца в спиральной волне близка к $\chi_{\odot} = -100^{\circ} \pm 11^{\circ}$. Амплитуды радиальных и тангенциальных скоростей возмущений составили $f_R = 9.1 \pm 0.8\,$ км/с и $f_{\theta} = 4.6 \pm 1.2\,$ км/с соответственно.

Далее показано, что в пространственных скоростях РЗС с возрастами из интервала 60–300 млн лет (средний возраст 163 млн лет) также проявляется влияние спиральной волны плотности. По 398 РЗС этой выборки проведен спектральный анализ их радиальных и остаточных тангенциальных скоростей. Хорошо определяются параметры спиральной волны плотности по радиальным скоростям этих РЗС. Так, значение длины волны и скоростей возмущений найдены следующими $\lambda_R = 2.2 \pm 0.6$ кпк ($i_R = -9.6 \pm 2.6^\circ$ для m = 4 и принятому R_0), $f_R = 6.1 \pm 1.8$ км/с и $f_{\theta} = 3.9 \pm \pm 2.2$ км/с. Фаза Солнца в спиральной волне здесь близка к $\chi_{\odot} = -190^\circ$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Аблимит и др. (I. Ablimit, G. Zhao, C. Flynn, and S.A. Bird), Astrophys. J. **895**, L12 (2020).
- Амарал, Лепине (L.H. Amaral and J.R.D. Lépine), MNRAS 286, 885 (1997).
- 3. Бабиссо и др. (Gaia Collaboration, C. Babusiaux, F. van Leeuwen, M.A. Barstow, C. Jordi, A. Vallenari, A. Bossini, A. Bressan, T. Cantat-Gaudin, et al.), Astron. Astrophys. **616**, 10 (2018).
- Байкова А.Т., Бобылев В.В., Письма в Астрон. журн. 38, 617 (2012) [А.Т. Вајкоvа, V.V. Bobylev, Astron. Lett. 38, 549 (2012)].
- 5. Бертон (W.B. Burton), Astron. Astrophys. 10, 76 (1971).
- Бобылев В.В., Байкова А.Т., Степанищев А.С., Письма в Астрон. журн. 34, 570 (2008) [V.V. Bobylev, et al., Astron. Lett. 34, 515 (2008)].
- Бобылев, Байкова (V.V. Bobylev and A.T. Bajkova), Mon. Not. R. Astron. Soc. 437, 1549 (2014).
- Бобылев, Байкова (V.V. Bobylev and A.T. Bajkova), MNRAS 447, L50 (2015).
- Бобылев В.В., Байкова А.Т, Широкова К.С., Письма в Астрон. журн. 42, 793 (2016) [V.V. Bobylev, et al., Astron. Lett. 42, 721 (2016)].
- Бобылев В.В., Байкова А.Т., Письма в Астрон. журн. 44, 739 (2018) [V.V. Bobylev, А.Т. Bajkova, Astron. Lett. 44, 675 (2018)].

- 11. Бобылев В.В., Байкова А.Т., Письма в Астрон. журн. **45**, 151 (2019) [V.V. Bobylev, А.Т. Bajkova, Astron. Lett. **45**, 109 (2019)].
- Бобылев В.В., Байкова А.Т., Астрон. журн. 98, 497 (2021) [V.V. Bobylev, А.Т. Bajkova, Astron. Rep. 65, 498 (2021)].
- 13. Бобылев и др. (V.V. Bobylev, A.T. Bajkova, A.S. Rastorguev, and M.V. Zabolotskikh), MNRAS **502**, 4377 (2021).
- 14. Бови (J. Bovy), MNRAS 468, L63 (2017).
- 15. Браун и др. (Gaia Collaboration, A.G.A. Brown, A. Vallenari, T. Prusti, J. de Bruijne, F. Mignard, R. Drimmel, C. Babusiaux, C.A.L. Bailer-Jones, et al.), Astron. Astrophys. **595**, 2 (2016).
- 16. Браун и др. (Gaia Collaboration, A.G.A. Brown, A. Vallenari, T. Prusti, de Bruijne, C. Babusiaux, C.A.L. Bailer-Jones, M. Biermann, D.W. Evans, et al.), Astron. Astrophys. **616**, 1 (2018).
- 17. Браун и др. (Gaia Collaboration, A.G.A. Brown, A. Vallenari, T. Prusti, J.H.J. de Bruijne, C. Babusiaux, M. Biermann, O.L. Creevely, D.W. Evans, et al.), Astron. Astrophys. **649**, 1 (2021).
- 18. Ванг и др. (F. Wang, H.-W. Zhang, Y. Huang, B.-Q. Chen, H.-F. Wang, and C. Wang), MNRAS **504**, 199 (2021).
- 19. Глушкова и др. (E.V. Glushkova, A.K. Dambis, A.M. Mel'nik, and A.S. Rastorguev), Astron. Astrophys. **329**, 514 (1998).
- Дамбис А.К., Бердников Л.Н., Ефремов Ю.Н., Князев А.Ю., Расторгуев А.С., Глушкова Е.В., Кравцов В.В., Тернер Д.Г., и др., Письма в Астрон. журн. 41, 533 (2015) [А.К. Dambis, et al., Astron. Lett. 41, 489 (2015)].
- 21. Диас и др. (W.S. Dias, J.R.D. Lépine, and B.S. Alessi), Astron. Astrophys. **376**, 441 (2001).
- 22. Диас и др. (W.S. Dias, M. Assafin, V. Flório, B.S. Alessi, and V. Libero), Astron. Astrophys. **446**, 949 (2006).
- 23. Диас и др. (W.S. Dias, H. Monteiro, A. Moitinho, J.R.D. Lépine, G. Carraro, E. Paunzen, B. Alessi and L. Villela), MNRAS **504**, 356 (2021).
- Заболотских М.В., Расторгуев А.С., Дамбис А.К., Письма в Астрон. журн. 28, 516 (2002) [M.V. Zabolotskikh, et al., Astron. Lett. 28, 454 (2002)].
- 25. Камарго и др. (D. Camargo, C. Bonatto, and E. Bica), MNRAS **450**, 4150 (2015).
- Кантат-Гудин и др. (Т. Cantat-Gaudin, C. Jordi, A. Vallenari, A. Bragaglia, L. Balaguer-Núñez, C. Soubiran, et al.), Astron. Astrophys. 618, A93 (2018).
- 27. Кантат-Гудин и др. (Т. Cantat-Gaudin, F. Anders, A. Castro-Ginard, C. Jordi, M. Romero-Gomez, C. Soubiran, L. Casamiquela, Y. Tarricq, et al.), Astron. Astrophys. **640**, A1 (2020).

- 28. Кун и др. (M.A. Kuhn, L.A. Hillenbrand, A. Sills, E.D. Feigelson, and K.V. Getman), Astrophys. J. **870**, 32 (2018).
- 29. Лепине и др. (J.R.D. Lépine, W.S. Dias, and Yu. Mishurov), MNRAS **386**, 2081 (2008).
- Линдегрен и др. (Gaia Collaboration, L. Lindegren, J. Hernandez, A. Bombrun, S. Klioner, U. Bastian, M. Ramos-Lerate, A. de Torres, H. Steidelmuller, et al.), Astron. Astrophys. 616, 2 (2018).
- 31. Линь, Шу (С.С. Lin and F.H. Shu), Astrophys. J. **140**, 646 (1964).
- Локтин А.В., Бешенов Г.В., Астрон. журн. 80, 8 (2003) [A.V. Loktin, et al., Astron. Rep. 47, 6 (2003)].
- Локтин А.В., Попова М.Э., Астрон. журн. 84, 409 (2007) [A.V. Loktin, M.E. Popova, Astron. Rep. 51, 364 (2007)].
- Локтин А.В., Попова М.Э., Астрофиз. Бюллетень 74, 289 (2019) [A.V. Loktin, M.E. Popova, Astrophys. Bull. 74, 270 (2019)].
- 35. Маис-Апельянис (J. Maiz Apellániz), arXiv: 2110.01475 (2021).
- Мельник А.М., Дамбис А.К., Расторгуев А.С., Письма в Астрон. журн. 27, 521 (2001). [A.M. Mel'nik, et al., Astron. Lett. 27, 611 (2001)].
- 37. Монтейро и др. (H. Monteiro, D.A. Barros, W.S. Dias, and J.R.D. Lépine), Front. Astron. Space. Sci. 8, 62 (2021).
- Мроз и др. (Р. Mróz, A. Udalski, D.M. Skowron, J. Skowron, I. Soszynski, P. Pietrukowicz, M.K. Szymański, R. Poleski, et al.), Astrophys. J. 870, L10 (2019).
- 39. Наоц, Шавив (S. Naoz and N.J. Shaviv), New Astron. **12**, 410, (2007).
- Попова М.Э., Локтин А.В., Письма в Астрон. журн.
 31, 190 (2005) [М.Е. Ророva, et al., Astron. Lett. 31, 171 (2005)].
- 41. Пискунов и др. (A.E. Piskunov, N.V. Kharchenko, S. Röser, E. Schilbach, and R.-D. Scholz), Astron. Astrophys. 445, 545 (2006).
- 42. Прусти и др., (Gaia Collaboration, T. Prusti, J.H.J. de Bruijne, A.G.A. Brown, A. Vallenari, C. Babusiaux, C.A.L. Bailer-Jones, U. Bastian, M. Biermann, et al.), Astron. Astrophys. **595**, 1 (2016).
- Расторгуев А.С., Заболотских М.В., Дамбис А.К., Уткин Н.Д., Бобылев В.В., Байкова А.Т., Астрофиз. Бюлл. 72, 134 (2017) [A.S. Rastorguev, et al., Astrophys. Bull. 72, 122 (2017)].
- 44. Рен и др. (F. Ren, X. Chen, H. Zhang, R. de Grijs, L. Deng, and Yang Huang), Astrophys. J. Lett. **911**, 20 (2021).
- 45. Рид и др. (M.J. Reid, K.M. Menten, A. Brunthaler, X.W. Zheng, T.M. Dame, Y. Xu, J. Li, N. Sakai, Y. Wu, et al.), Astrophys. J. **885**, 131 (2019).

- 46. Сян и др. (M.-S. Xiang, X.-W. Liu, H.-B. Yuan, Z.-Y. Huo, Y. Huang, C. Wang, B.-Q. Chen, J.-J. Ren, et al.), MNRAS **467**, 1890 (2017).
- 47. Таррик и др. (Y. Tarricq, C. Soubiran, L. Casamiquela, T. Cantat-Gaudin, L. Chemin, F. Anders, T. Antoja, M. Romero-Gomez, et al.), Astron. Astrophys. **647**, A19 (2021).
- 48. Хао и др. (С.J. Hao, Y. Xu, L.G. Hou, S.B. Bian, J.J. Li, Z.Y. Wu, Z.H. He, Y.J. Li, and D.J. Liu), Astron. Astrophys. **652**, 102 (2021).
- 49. Харченко и др. (N.V. Kharchenko, A.E. Piskunov, S. Röser, E. Schilbach, and R.-D. Scholz), Astron. Astrophys. **438**, 1163 (2005).
- 50. Харченко и др. (N.V. Kharchenko, R.-D. Scholz, A.E. Piskunov, S. Röser, and E. Schilbach), Astron. Nachr. **328**, 889 (2007).

- 51. Харченко и др. (N.V. Kharchenko, A.E. Piskunov, E. Schilbach, S. Röser, and R.-D. Scholz), Astron. Astrophys. **558**, A53 (2013).
- 52. Цуй и др. (Х.-Q. Cui, Ү.-H. Zhao, Ү.-Q. Chu, G.-P. Li, Q. Li, L.-P. Zhang, H.J. Su, Z.-Q. Yao, et al.), Res. Astron. Astrophys. **12**, 1197 (2012).
- 53. Шольц и др. (R.-D. Scholz, N.V. Kharchenko, A.E. Piskunov, S. Röser, and E. Schilbach), Astron. Astrophys. **581**, A39 (2015).
- 54. Шонрих и др. (R. Schönrich, J.J. Binney, and W. Dehnen), MNRAS **403**, 1829 (2010).
- 55. Юнкейра и др. (Т.С. Junqueira, С. Chiappini, J.R.D. Lépine, I. Minchev, and B.X. Santiago), MNRAS **449**, 2336 (2015).

ОБ ОСОБЕННОСТЯХ МОДЕЛИРОВАНИЯ СВЕРХНОВЫХ ТИПА IIР В ПРИБЛИЖЕНИИ СЕРОЙ НЕПРОЗРАЧНОСТИ И СВОЙСТВА ИХ КРИВЫХ БЛЕСКА

© 2022 г. Е. М. Урвачев^{1,2,3*}, С. И. Блинников^{1,2,3,4}, С. И. Глазырин^{1,2,5}, П. В. Бакланов^{2,3,6}

¹ФГУП "Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова", Москва, Россия

²НИЦ "Курчатовский институт" — ИТЭФ, Москва, Россия

³Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, Москва, Россия

⁴Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

⁵ Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

⁶Национальный исследовательский ядерный университет (МИФИ), Москва, Россия

Поступила в редакцию 24.11.2021 г.

После доработки 03.12.2021 г.; принята к публикации 03.12.2021 г.

Представлено сравнение результатов расчета упрощенной одномерной модели сверхновой второго типа со стадией свободного разлета кодами STELLA и FRONT, построенными на разных гидродинамических подходах. Описаны проблемы, возникающие при численном моделировании таких сверхновых на эйлеровых сетках с использованием явных схем, а также возможные пути их решения. Показано, что профили физических величин и кривые блеска модельной сверхновой, полученные с помощью этих различных подходов, хорошо согласуются друг с другом. Также продемонстрировано, что кривая блеска такой сверхновой второго типа в фильтре UX имеет характерную двухпиковую структуру. Амплитуды обоих пиков при этом практически совпадают между собой, а длительность второго пика на порядки больше, чем первого.

Ключевые слова: сверхновые, кривые блеска, перенос излучения.

DOI: 10.31857/S0320010822010077

ВВЕДЕНИЕ

Взрывы красных сверхгигантов наблюдаются как сверхновые типа IIP. Сверхновые такого типа являются наиболее часто наблюдаемым подтипом коллапсирующих сверхновых. Поляризационные наблюдения и спектральные данные для отдельных сверхновых типа IIP указывают на признаки отсутствия сферической симметрии, происхождение которой может объясняться различными факторами: асферическим распределением Ni56 в центральных областях оболочки (Чугай и др., 2007); асимметричным выбросом или асимметричным звездным ветром на досверхновой стадии, как, например, для Бетельгейзе (Кервелла и др., 2011); неоднородной оболочкой со сгустками (Утробин, Чугай, 2015). Асимметричную структуру невозможно учесть в одномерном приближении, поэтому требуется построение многомерных моделей. В том числе для этих целей проводится разработка многомерного кода FRONT, который ранее уже применялся для моделирования сверхмощных сверхновых (Урвачев и др., 2021). Этот код построен на эйлеровой сетке, что отличает его от кода STELLA, который является одномерным лагранжевым (Блинников и др., 2006). В отличие от сверхмошных сверхновых, обладающих протяженной оболочкой плотного околозвездного вещества, при моделировании сверхновых типа IIP на эйлеровых кодах возникают определенные проблемы. Среди них необходимость имитировать протяженную зону вакуума для моделирования свободного разлета на фиксированной эйлеровой сетке, а также проблема численной диффузии. Для наглядной демонстрации описанных проблем и возможных путей их решения в данной работе рассматривается модельная

^{*}Электронный адрес: urvachevyegor@gmail.com

постановка сверхновой второго типа. Поскольку первым шагом к многомерным расчетам является воспроизведение уже имеющихся результатов в рамках одномерного приближения, то в данной работе проводится сравнительное моделирование сверхновой второго типа кодами STELLA и FRONT в рамках одномерной постановки.

МОДУЛЬ ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ В КОДЕ FRONT

В текущем варианте модуля переноса излучения кода FRONT используется система уравнений на моменты интенсивности излучения, проинтегрированные по частоте и измеренные в сопутствующей системе отсчета (которая движется со скоростью течения среды v относительно неподвижной лабораторной системы) с точностью O(v/c) (Гонсалес и др., 2007; Скиннер и др., 2019):

$$\partial_t U + \partial_i \left(F_i + v_i U \right) + P_{ij} \partial_j v_i = -cG^0, \quad (1)$$

$$\partial_t F_j + \partial_i \left(c^2 P_{ij} + v_i F_j \right) + F_i \partial_j v_i = -c^2 G_j, \quad (2)$$

$$G^0 = k \left(U - aT^4 \right), \tag{3}$$

$$G_j = (\kappa + \sigma) \frac{F_j}{c}, \qquad (4)$$

где U, F, P_{ij} — плотность энергии, поток и тензор давления излучения соответственно, v_i скорость вещества, c — скорость света, $a = 8\pi^5 k_B^4/15h^3c^3$ — радиационная постоянная (k_B — постоянная Больцмана, h — постоянная Планка), T — температура вещества. При выводе уравнений предполагалось, что коэффициенты поглощения k и рассеяния σ не зависят от частоты. Также были отброшены члены, пропорциональные ускорению среды.

Система из двух уравнений (1) и (2) содержит три неизвестных момента интенсивности излучения, потому необходимо ее замыкание. В текущей реализации кода для этого используется М1приближение (Левермор, 1984; Дюброка, Фюжа, 1999):

$$P_{ij} = D_{ij}U, (5)$$

$$D_{ij} = \frac{1-\xi}{2}\delta_{ij} + \frac{3\xi - 1}{2}n_i n_j,$$
 (6)

$$\xi = \frac{3+4f^2}{5+2\sqrt{4-3f^2}}, \quad f = \frac{|F|}{cU}, \quad n_i = \frac{F_i}{|F|}.$$
 (7)

Такое приближение является неким вариантом интерполяции между двумя предельными случаями: изотропное поле излучения и режим направленного потока излучения.

ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 48 № 1 2022

Уравнения (1) и (2) объединены с уравнениями гидродинамики следующим образом (Джаст и др., 2015; Скиннер и др., 2019):

$$\partial_t \rho + \partial_i \left(\rho v_i \right) = 0, \tag{8}$$

$$\partial_t \left(\rho v_j \right) + \partial_i \left(\rho v_i v_j + p \delta_{ij} \right) = G_i, \qquad (9)$$

$$\partial_t \left(\rho e + \rho \frac{v^2}{2} \right) + \partial_i \left[\left(\rho e + \rho \frac{v^2}{2} + p \right) v_i \right] = (10)$$
$$= cG^0 + v_i G_i,$$

где ρ , p, e — плотность, давление и удельная внутренняя энергия вещества, а δ_{ij} — дельта-символ Кронекера.

Коротко рассмотрим детали реализации численной схемы, поскольку определенные ее части крайне важны для корректного моделирования рассматриваемой физической задачи. Для решения системы уравнений радиационной гидродинамики применяется разделение по физическим процессам. Сначала происходит учет уравнений гидродинамики без правой части с помощью явной схемы годуновского типа (Глазырин, 2013). Затем происходит учет переноса излучения, который разделен на два последовательных шага. На первом шаге решается система без правой части:

$$\partial_t \mathcal{U} + \partial_i \mathcal{F}_i + \mathcal{G} = 0, \qquad (11)$$

$$\mathcal{U} = \begin{cases} U\\ F_j \end{cases}, \quad \mathcal{F} = \begin{cases} F_i + v_i U\\ P_{ij} + v_i F_j \end{cases}, \quad (12)$$
$$\mathcal{G} = \begin{cases} P_{ij} \partial_j v_i\\ F_i \partial_j v_i \end{cases}.$$

Для решения используется явная численная схема годуновского типа. Для наглядности рассмотрим одномерную ситуацию, когда изменение величин происходит лишь вдоль одного направления:

$$\frac{\mathcal{U}_{k}^{n+1} - \mathcal{U}_{k}^{n}}{\Delta t} + (13) + \frac{S_{k+1/2}\mathcal{F}_{k+1/2} - S_{k-1/2}\mathcal{F}_{k-1/2}}{V_{k}} + \mathcal{K}^{n} = 0.$$

Здесь индекс k соответствует номеру ячейки, индексы k - 1/2 и k + 1/2 соответствуют левой и правой границам ячейки с номером k; $S_{k\pm 1/2}$ площадь соответствующей границы ячейки, а V объем ячейки; индекс n соответствует предыдущему временному шагу, а n + 1 — следующему; член \mathcal{K} , вычисляемый по значениям на n шаге по времени, содержит геометрические члены, а также неконсервативный член \mathcal{G} .

Система уравнений на моменты интенсивности излучения в М1-приближении имеет гиперболический вид. При малых пробегах же поле излучения должно корректно описываться диффузионным приближением, т.е. уравнением параболического типа. Стандартным подходом для решения гиперболических систем является использование Римановских решателей для нахождения потоков через границы ячеек. Полученный в результате поток излучения при применении стандартных решателей, как, например, HLL (Гонсалес и др., 2007), в случае малых пробегов будет сильно отличаться от предсказанного на основе диффузионного приближения за счет численной диффузии в самом решателе (Тессье, 2015). Поэтому стандартный Римановский решатель должен быть некоторым образом модифицирован для использования его при моделировании систем с большой оптической толшиной. В некотором смысле это интуитивно понятно, поскольку система гиперболических уравнений координально отличается от системы параболического типа. В коде FRONT для нахождения потоков $\mathcal{F}_{k\pm 1/2}$ через соответствующие границы ячейки используется приближенный Римановский решатель, аналогичный описанному в (Скиннер и др., 2019):

$$\mathcal{F}_{k\pm 1/2} = \mathcal{F}_{\text{HLLcor}} + \mathcal{F}_{\text{adv}}, \tag{14}$$

в котором первое слагаемое отвечает за вклад членов, относящихся лишь к характеристикам поля излучения F_i и P_{ij} , а второе — за вклад членов, содержащих скорость среды. Первое слагаемое представляет собой модифицированный решатель HLL (Скиннер и др., 2019):

$$\mathcal{F}_{\text{HLLcor}} = \tag{15}$$

$$= \begin{cases} \mathcal{F}_{L}, & \lambda_{\min} \geq 0, \\ \mathcal{F}_{R}, & \lambda_{\max} \leq 0, \\ \frac{\lambda_{\max}\mathcal{F}_{L} - \lambda_{\min}\mathcal{F}_{R} + \delta\lambda_{\min}\lambda_{\max}\left(\mathcal{U}_{R} - \mathcal{U}_{L}\right)}{\lambda_{\max} - \lambda_{\min}}, \\ \frac{\lambda_{\min} < 0 < \lambda_{\max}, \end{cases}$$

1

где \mathcal{F}_L , \mathcal{F}_R , \mathcal{U}_L , \mathcal{U}_R — значения слева и справа от рассматриваемой границы соответственно. Значения физических величин в коде FRONT являются средними по объему ячейки и поэтому приписываются центрам ячеек. Для получения значений на границах ячеек на основе значений в их центрах необходимо произвести так называемую реконструкцию. В текущей реализации кода используется линейное приближение: $a_{i\pm 1/2} = a_i \pm a' \Delta x/2$, где величина с целым индексом соответствует значению в центрах ячеек, с полуцелым — на их границах, а Δx — расстояние между центрами соседних ячеек, которое для равномерной по пространству сетке совпадает с размером ячейки. Для нахождения множителя a', по своей сути являющегося производной по направлению в центральной точке, используется трехпараметричный ограничитель потока: выбирается наименьшее абсолютное значение градиентов изменения физической величины между i и $i \pm 1$ ячейками, а также между $i \pm 1$ ячейками. Минимальное λ_{\min} и максимальное λ_{\max} собственные числа якобиана $\partial \mathcal{F}/\partial \mathcal{U}$ могут быть как вычислены в линейном приближении для M1-замыкания (Скиннер, Острайкер, 2013), так и приниматься $\lambda_{\min} = -c$ и $\lambda_{\max} = c$ для уменьшения вычислительной стоимости расчета. Ключевой особенностью используемого решателя является множитель δ (Скиннер и др., 2019):

$$\delta = \min\left(1, \frac{1}{\tau}\right),\tag{16}$$

где *т* — среднее арифметическое оптических толщин dx/l ячеек слева и справа от рассматриваемой границы вдоль направления, перпендикулярного этой границе. Именно этот множитель б, являющийся ключевой особенностью используемой схемы, позволяет корректно описать выход системы на диффузионный режим, когда поток пропорционален градиенту плотности энергии. Необходимость его учета для моделирования сверхновой второго типа будет явно показана ниже. Использование Римановских решателей позволяет избежать проблемы возникновения осцилляций при сильных перепадах величин. Для решения этой проблемы в классических схемах необходим учет дополнительных членов, отвечающих за искусственную вязкость (Блинников и др., 1998). Более того, такая явная схема годуновского типа может быть эффективно распараллелена.

Учет членов, содержащих скорость среды, проводится следующим образом (Скиннер и др., 2019):

$$\mathcal{F}_{\text{adv}} = \begin{cases} v^* \mathcal{F}_{\text{L}}, & v^* \ge 0, \\ v^* \mathcal{F}_{\text{R}}, & v^* < 0, \end{cases}$$
(17)

где $v^* = (v_{k-1} + v_{k+1})/2$ — среднее арифметическое скоростей среды в ячейках слева и справа от рассматриваемой границы. Член *G* необходим для учета геометрических поправок и слагаемых, содержащих градиент скорости:

$$\mathcal{G} = \mathcal{G}_{\text{geom}} + \mathcal{G}_{\text{gv}}.$$
 (18)

Член $\mathcal{G}_{\text{geom}}$ должен быть согласован с членом $\partial_i \mathcal{F}_i$ для корректности численной схемы. Для члена же \mathcal{G}_{gv} используется простая дискретизация. Напри-

мер, текущий вариант реализации для одномерной сферической геометрии

$$\mathcal{G}_{\text{geom}} = \left\{ \begin{array}{c} 0\\ (P_{\theta\theta} + P_{\phi\phi}) \frac{S_{k+1/2} - S_{k-1/2}}{V_k} \end{array} \right\}, \quad (19)$$

$$\mathcal{G}_{gv} = \begin{cases} -\frac{1}{4} \left[(P_{rr,k} + P_{rr,k+1}) \frac{(v_{k+1} - v_k)}{\Delta x} + (P_{rr,k} + P_{rr,k-1}) \frac{(v_k - v_{k-1})}{\Delta x} \right] - (P_{\theta\theta,k} + P_{\phi\phi,k}) \frac{v_k}{x_k} \\ -\frac{1}{4} \left[(F_k + F_{k+1}) \frac{(v_{k+1} - v_k)}{\Delta x} + (F_k + F_{k-1}) \frac{(v_k - v_{k-1})}{\Delta x} \right] \end{cases}, \quad (20)$$

где x_k обозначает координаты центра ячейки с индексом k, а индексы k-1 и k+1 относятся к ячейкам слева и справа от ячейки k.

На втором шаге модуля переноса излучения происходит одновременный учет правых частей, т.е. членов взаимодействия, в моментных уравнениях и в уравнениях гидродинамики с помощью неявной схемы. Поскольку такое описание взаимодействия излучения и вещества описывается лишь локальными свойствами среды и поля излучения, то схема может быть записана для каждой ячейки в отдельности. Член v_iG_i в уравнении (10) зачастую опускается, однако он необходим в некоторых ситуациях, например, в режиме динамической диффузии, когда у оптически толстой среды имеется значительная скорость движения (Михалас, Михалас, 1984). Для этого режима важность его учета была явно показана в прошлой работе (Урвачев, Глазырин, 2022). К тому же благодаря ему уравнения на плотность энергии и поток излучения можно рассматривать отдельно друг от друга:

$$\frac{U^{n+1} - U^n}{\Delta t} = -c\kappa \left(U^{n+1} - a \left(T^{n+1} \right)^4 \right), \quad (21)$$

$$\rho \frac{e\left(T^{n+1}\right) - e\left(T^{n}\right)}{\Delta t} = \tag{22}$$

$$= c\kappa \left(U^{n+1} - a \left(T^{n+1} \right)^4 \right),$$

$$\frac{F_i^{n+1} - F_i^n}{\Delta t} = -c \left(\kappa + \sigma\right) F^{n+1}, \qquad (23)$$

$$\rho \frac{v_i^{n+1} - v_i^n}{\Delta t} = \frac{(\kappa + \sigma)}{c} F^{n+1}.$$
 (24)

Выразив из уравнения (21) значение U^{n+1} :

$$U^{n+1} = \frac{U^n + c\kappa\Delta ta\left(T^{n+1}\right)^4}{1 + c\kappa\Delta t},\qquad(25)$$

ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 48 № 1 2022

а затем подставив его в уравнение (22), можно получить неявное уравнение на T^{n+1} :

$$\rho\left(e\left(T^{n+1}\right) - e\left(T^{n}\right)\right) +$$

$$+ \frac{c\kappa\Delta t}{1 + c\kappa\Delta t}\left(\left(T^{n+1}\right)^{4} - U^{n}\right) = 0.$$
(26)

Для его решения применяется итерационный метод Ньютона, начальным приближением для которого является значение температуры T^n на предыдущем шаге по времени. В случаях, когда метод не сходится, можно использовать, например, метод бисекции (Скиннер, Острайкер, 2013). Из уравнений (23) и (24) можно сразу получить значения потока и скорости на следующем шаге по времени:

$$F_i^{n+1} = \frac{c(\kappa + \sigma)\,\Delta t}{1 + c\,(\kappa + \sigma)\,\Delta t}F_i^n,\tag{27}$$

$$v_i^{n+1} = v_i^n + \frac{(\kappa + \sigma) \Delta t}{c\rho} F_i^{n+1}.$$
 (28)

Описанная численная реализация была протестирована и уже применена для моделирования сверхновой SN2009ip, относящейся к классу сверхмощных сверхновых, при этом показав хорошее согласие с кодом STELLA и ранее реализованным комбинированным подходом в коде FRONT (Урвачев, Глазырин, 2022).

РАДИАЦИОННО-ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ МОДЕЛИ СВЕРХНОВОЙ ВТОРОГО ТИПА

Для сравнительного моделирования с помощью одномерного лагранжевого кода STELLA и кода FRONT была выбрана упрощенная модель сверхновой, основанная на предсверхновой массой



Рис. 1. Профили плотности ρ , температуры T и скорости вещества v для модельной сверхновой второго типа, рассчитанные с помощью кода STELLA (штриховые линии) и кода FRONT (сплошные линии). Расположение профилей слева направо соответствует моментам времени t = 1, 2, 3, 4, 5, 10, 20 дней. Вертикальные пунктирные линии соответствуют положению фотосферы. Положения фотосферы для первых двух моментов времени совпадают между собой.

18 M_{\odot} и радиусом 1000 R_{\odot} . Использовалась модель постоянной непрозрачности полного поглощения $\kappa = 0.2 \text{ см}^2/\text{г}$, а также уравнение состояния идеальной плазмы, соответствующее полностью ионизованной смеси, близкой к солнечному составу. Тепловой взрыв с энергией $E = 1.2 \times 10^{51}$ эрг в небольшой центральной области моделировался в коде STELLA, а затем профили физических величин на момент времени t = 1 день были импортированы на одномерную сетку кода FRONT со сферической симметрией. Особенностью моделей, подобных рассматриваемой, является то, что стадия свободного разлета начинается практически

сразу же после выхода ударной волны. Лагранжева сетка кода STELLA позволяет легко моделировать такой сценарий за счет движущихся границ зон. Внешний же край эйлеровой сетки в коде FRONT зафиксирован в пространстве, поэтому область моделирования должна быть дополнена областью "вакуума", чтобы ударная волна не выбежала за ее внешнюю границу. Начальная плотность, а также температура устанавливаются на девять порядков ниже, чем в последней зоне лагранжевой сетки. Отметим, что существуют лагранжево-эйлеровы методы, позволяющие учесть эффекты движения области моделирования более аккуратно (см., например, Кодина и др., 2009). Тем не менее ниже будет показано, что рассматриваемый более примитивный способ хорошо согласуется с чистым лагранжевым подходом.

Сравнение профилей физических величин, полученных с помощью моделирования различными кодами, представлен на рис. 1.

Профили физических величин отлично согласуются между двумя кодами. Различие проявляется лишь на момент времени t = 20 дней в профиле температуры: в коде FRONT из-за простоты используемой неконсервативной схемы начинает ухудшаться баланс энергии, и, как следствие, занижается температура вещества. При моделировании кодом STELLA вещество расширяется в пустоту. В коде же FRONT расширение хоть и происходит в область низкой плотности, но все равно сопровождается образованием ударной волны, что выражается в пике температуры на ее фронте. Тем не менее за ее фронтом профили скорости превосходно согласуются с эталонным решением кода STELLA. Поэтому можно сделать вывод о правильности описания стадии свободного разлета. Если бы такая бегущая по веществу с низкой плотностью ударная волна все же приводила бы к различиям в динамике движения, то потребовалось бы еще более сильное понижение плотности и температуры в этой области.

Заметим, что характерная плотность на начальный момент времени t=1 дней составляет $\rho \sim$ $\sim 10^{-7}$ г/см³, что для используемой модели непрозрачности соответствует свободному пробегу $l \sim$ $\sim 5 \times 10^7$ см. Если число Пекле, равное отношению размера ячейки dx к пробегу, превышает Pe == dx/l > 2/3, то численная диффузия в стандартном Римановском решателе HLL начинает превышать физическую (Тессье, 2015). Если рассматривать размер первоначальной лагранжевой сетки $L \sim 7 \times 10^{13}$, то для корректного описания динамики системы на одномерной эйлеровой сетке аналогичного размера необходимо по крайней мере $N \sim$ $\sim 4 imes 10^6$ ячеек. Такое число полностью закрывает возможность многомерного моделирования таких объектов с помощью стандартных Римановских решателей для переноса излучения. Модифицированный же Римановский решатель (Скиннер и др., 2019) позволяет избежать такой проблемы и, как показано, хорошо согласуется с эталонным решением кода STELLA. Для сравнения на рис. 2 приводятся результаты моделирования с помощью стандартного Римановского решателя (Гонсалес и др., 2007) с аналогичным пространственным разрешением, как и для модифицированного.

Ключевым различием результатов, полученных с помощью стандартного Римановского решателя при малом пространственном разрешении, является завышение температуры и скорости вещества в области вакуума. Такое поведение профилей указывает на завышение потока излучения, выходящего с границы оптически толстой области в оптически прозрачную. Это завышение, связанное со вкладом диффузионного численного потока, приводит к нефизичному увеличению светимости объекта. Такую особенность необходимо учитывать при моделировании схожих моделей сверхновых с помощью методов переноса излучения, основанных на стандартных Римановских решателях. Отметим, что другим вариантом решения проблемы численной диффузии может являться применение гибридного подхода, комбинирующего М1-подход и диффузионное приближение, описанного в работе (Миньон-Рис и др., 2020).

КРИВЫЕ БЛЕСКА СВЕРХНОВОЙ ВТОРОГО ТИПА

Многогрупповой радиационно-гидродинамический расчет кодом STELLA позволяет получить значение потока излучения для каждой из групп по энергиям фотонов на границе расчетной области. Таким образом, можно получить значение как болометрической светимости, так и светимости в конкретном фильтре напрямую.

Светимость объекта можно найти по формуле

$$L = 4\pi R^2 F(R), \tag{29}$$

где F(R) — суммарный поток в заданном фильтре через границу, располагающуюся на расстоянии Rот центра. Для его нахождения необходимо произвести свертку спектрального потока $F_{\nu}(R)$ с функцией пропускания фильтра \mathcal{K} :

$$F(R) = \int_{0}^{\infty} F_{\nu}(R) \mathcal{K}(\nu) d\nu.$$
 (30)

При этом для болометрического потока принимается $\mathcal{K}(\nu) \equiv 1$.

При расчете кодом FRONT не проводилось разбиение на отдельные энергетические группы, поэтому с помощью прямого метода можно получить только значение болометрической светимости $L_{\rm bol}^{\rm dir}$, взяв полный поток излучения $F_{\rm bol}(R_{\rm b})$ на границе расчетной области $R_{\rm b}$ напрямую из расчета. Также можно использовать приближение фотосферы. Метод основан на интегрировании оптической толщины от внешней границы расчетной области к ее центру (Сузуки, Маеда, 2017):

$$\tau\left(R\right) = \int_{R_{\rm b}}^{R} \kappa\left(R'\right) \rho\left(R'\right) dR'. \tag{31}$$

ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 48 № 1 2022



Рис. 2. Профили плотности ρ , температуры T и скорости вещества v для модельной сверхновой второго типа на момент времени t = 2 дня, рассчитанные с помощью кода STELLA (пунктирные линии) и кода FRONT с использованием стандартного (штриховые линии) и модифицированного (сплошные линии) Римановских решателей.

Далее необходимо определить положение фотосферы $R_{\rm ph}$, например, из условия $\tau \left(R_{\rm ph} \right) = 2/3$ (Соболев, 1985). Если предположить, что внешние слои не поглощают и не рассеивают излучение, то для оценки светимости $L^{\rm ph}$ можно использовать значение потока $F \left(R_{\rm ph} \right)$ на радиусе фотосферы $R_{\rm ph}$. При этом само значение потока может быть оценено из чернотельного приближения:

$$F_{\nu}^{\rm BB}\left(R_{\rm ph}\right) = \frac{2\pi h\nu^{3}}{c^{2}} \frac{1}{\exp\left(h\nu/k_{B}T_{\rm ph}\right) - 1},\quad(32)$$

где $T_{\rm ph}$ — температура вещества на фотосфере. В таком случае болометрический поток $F_{\rm bol}(R_{\rm ph}) =$ $=\sigma_{\rm SB}T_{\rm ph}^4$, где $\sigma_{\rm SB}=2\pi^5k_B^4/15h^3c^3$ — постоянная Стефана—Больцмана.

На рис. 3 приводятся болометрические кривые светимости, а также кривые светимости в фильтре UX (Бесселл, 1990).

Поскольку в радиационно-гидродинамическом расчете кодом FRONT напрямую вычислялся только полный поток излучения, прямой метод использовался лишь для определения болометрической кривой светимости. Вычисленная таким способом светимость хорошо согласуется с болометрической светимостью, полученной с помощью кода STELLA. Поскольку все моделирование кодом FRONT проводилось на фиксированной эйлеровой сетке, то



Рис. 3. Болометрические кривые светимости и кривые светимости в фильтре UX для модельной сверхновой второго типа, рассчитанные с помощью кода STELLA (пунктирные линии) и кода FRONT с использованием прямого метода (штриховые линии) и фотосферного приближения (сплошные линии).



Рис. 4. Зависимости температуры фотосферы от времени для модельной сверхновой второго типа, рассчитанные с помощью кода STELLA (пунктирные линии) и кода FRONT (сплошные линии).

в начальные моменты времени потоку излучения необходимо было пройти достаточно большую область вещества с низкой плотностью, имитирующую "вакуум". Несмотря на то что при таких условиях поглощение практически отсутствует, в используемой модели переноса направленный поток излучения аналогичен потоку некой жидкости. Численная же реализация в таком случае приводит к некоторому размытию внешнего края луча света, что и приводит к менее резкому пику в болометрической кривой блеска. Если для моделирования начальных моментов времени использовать меньшую по размерам область, а затем переинтерполировать профили физических величин на сетку с большим пространственным размером, то пики кривой блеска также будут совпадать.

При использовании фотометрического метода несколько сильнее различие в пике болометрической кривой блеска, также выше и темп падения светимости после примерно 10-го дня. Тем не менее результаты, полученные с помощью различных методов, согласуются друг с другом и с кодом STELLA, что позволяет с определенной долей доверия использовать фотометрический метод для определения кривых блеска в различных фильтрах. Результаты в фильтре UX согласуются между кодом STELLA и FRONT. Отметим, что небольшое различие (которое на рисунках заметнее из-за использования линейной шкалы, а не логарифмической, как для болометрических кривых) может быть связано с деталями интерполяции результатов. Несмотря на то что в коде STELLA был произведен расчет с 126 группами по энергиям фотонов, в заданный достаточно узкий фильтр UX(с максимумом пропускания на длине волны $\lambda =$ = 370 нм) попадает всего лишь три группы. Если вычислять поток в этом фильтре по формуле (30) всего лишь по трем этим значениям потока, то такое грубое приближение приведет к тому, что результаты, по сравнению с фотометрическим методом кодом FRONT, будут различаться в несколько раз. Поэтому спектр выходящего излучения в коде STELLA был проинтерполирован на большее число точек по частоте перед сверткой с функцией пропускания фильтра.

Характерной особенностью кривой светимости в фильтре UX является ее двухпиковая структура. При этом амплитуды пиков примерно совпадают, а продолжительность второго пика больше, чем первого. Для рассматриваемой модельной сверхновой второго типа первый пик в кривой светимости в фильтре UX связан со свечением фронта ударной волны в момент ее выхода на поверхность (shockbreakout), когда положение фотосферы геометрически совпадает с фронтом ударной волны. Затем происходят два процесса: расширение фотосферы вследствие разлета самого вещества сверхновой в пустоту, а также уменьшение потока излучения изза остывания вещества. Их сложная взаимосвязь приводит сначала к эффекту минимума светимости в фильтре UX, а затем и ко второму пику в нем. При этом температура фотосферы после первоначального максимума падает с течением времени монотонно, а не имеет минимум, совпадающий по времени с минимумом светимости в заданном фильтре (рис. 4). Если же в сверхновой вещество будет разлетаться не в пустоту, а в плотное околозвездное вещество со сложным химическим составом (как, например, в ударно-волновом сценарии образования сверхмощных сверхновых, Мория и др., 2018), то просветление может быть еще сильнее, и температура фотосферы будет иметь минимум за счет того, что сначала идет адиабатическое охлаждение фотосферы, а затем будут видны более глубокие и горячие области сверхновой.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассматривается моделирование сверхновых второго типа. Параметры моделей таких объектов приводят к некоторым проблемам при их расчете кодами, основанными на явных численных схемах годуновского типа на эйлеровых сетках с фиксированным пространственным размером. Во-первых, использование стандартных приближенных Римановских решателей приводит к завышению потока излучения за счет доминирующего вклада численной диффузии при больших оптических толщинах. Во-вторых, на эйлеровой сетке должны быть разрешены как начальные профили физических величин, так и профили на момент достаточно поздних времен, когда вещество уже разлетелось достаточно далеко. Для наглядной демонстрации этих проблем была разработана упрощенная постановка сверхновой второго типа с помощью одномерного лагранжевого кода STELLA. Описаны возможные пути решения вышеописанных проблем, реализованные при моделировании параллельным кодом FRONT. модуль переноса излучения в котором основан на явной схеме с приближенными Римановскими решателями. Для уменьшения влияния численной диффузии использовалась модифицированная версия Римановского решателя HLL (Скиннер и др., 2019), в котором корректно описывается выход на диффузионный режим. Для моделирования разлета в вакуум начальная область моделирования была дополнена областью вещества с крайне низкой плотностью и температурой. На основе сравнительного моделирования было показано, что как профили физических величин, так и кривые блеска модельной сверхновой второго типа, полученные в расчетах кодами STELLA и FRONT, хорошо согласуются друг с другом. Стоит отметить, что проблема численной диффузии, показанная на примере серой непрозрачности, сохранится и в модели с более реалистичной непрозрачностью, только в этом случае она затронет некоторое число энергетических групп. Рассмотренный в работе метод решения этой проблемы с легкостью обобщается на многогрупповой случай.

Интересной особенностью кривой светимости в фильтре UX является ее двухпиковая структура. Для рассмотренной модели сверхновой за первый пик ответственно свечение фронта ударной волны. Также в момент первого пика максимальна и температура фотосферы. Дальнейшее же ее остывание и расширение приводят сначала к минимуму светимости в фильтре UX, а затем и ко второму пику. При этом температура фотосферы после своего первоначального максимума падает со временем монотонно, а не имеет минимум, совпадающий по времени с минимумом светимости в фильтре UX. При рассмотрении других моделей сверхновых, в которых вещество будет разлетаться уже не в пустоту, а в некое сложное околозвездное пространство, минимум может иметь и температура фотосферы. Проверка этого будет являться предметом лальнейшего исследования.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 19-12-00229.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Бесселл (M. Bessell), Publ. Astron. Soc. Pacific **102**, 1181 (1990).
- Блинников и др. (S. Blinnikov, R. Eastman, O. Bartunov, V. Popolitov, and S. Woosley), Astrophys. J. 496, 454 (1998).
- Блинников и др. (S.I. Blinnikov, F.K. Ropke, E.I. Sorokina, M. Gieseler, M. Reinecke, C. Travaglio, W. Hillebrandt, and M. Stritzinger), Astron. Astrophys. 453, 229 (2006).
- 4. Глазырин С.И., Письма в Астрон. журн. **39**, 249 (2013) [S.I. Glazyrin, Astron. Lett. **39**, 221 (2013)].
- 5. Гонсалес и др. (M. Gonzalez, E. Audit, and P. Huynh), Astron. Astrophys. **464**, 429 (2007).
- 6. Джаст и др. (О. Just, M. Obergaulinger, and H.-T. Janka), MNRAS **453**, 3386 (2015).
- Дюброка, Фюжа (В. Dubroca and J.-L. Feugeas), Comptes Rendus de l'Acad. des Sci.-Ser. I-Math. 329, 915 (1999).
- 8. Кервелла и др. (P. Kervella, G. Perrin, A. Chiavassa, S.T. Ridgway, J. Cami, X. Haubois, and T. Verhoelst), Astron. Astrophys. **531**, A117 (2011).
- 9. Кодина и др. (R. Codina, G. Houzeaux, H. Coppola-Owen, and J. Baiges), J. Computat. Phys. **228**, 1591 (2009).
- 10. Левермор (С. Levermore), J. Quantitat. Spectroscopy and Radiative Transfer **31**, 149 (1984).
- Миньон-Рис и др. (R. Mignon-Risse, M. Gonzalez, B. Commercon, and J. Rosdahl), Astron. Astrophys. 635, A42 (2020).

- 12. Михалас, Михалас (D. Mihalas and B.W. Mihalas), Foundations of radiation hydrodynamics (New York: Oxford Unov. Press., 1984).
- 13. Мория и др. (Т.J. Moriya, E.I. Sorokina, and R.A. Chevalier), Sp. Sci. Rev. **214**, 1 (2018).
- 14. Скиннер, Острайкер (М.А. Skinner and E.C. Ostriker), Astrophys. J. Suppl. Ser. **206**, 21 (2013).
- 15. Скиннер и др. (M.A. Skinner, J.C. Dolence, A. Burrows, D. Radice, and D. Vartanyan), Astrophys. J. Suppl. Ser. **241**, 7 (2019).
- Соболев В.В., *Курс теоретической астрофизи*ки (М.: Наука, 1985).
- 17. Сузуки, Маеда (A. Suzuki and K. Maeda), MNRAS **466**, 2633 (2017).
- Тессье (R. Teyssier), Ann. Rev. Astron. Astrophys. 53, 325 (2015).
- 19. Урвачев Е.М., Глазырин С.И., Матем. моделирование **34:1**, 16 (2022).
- 20. Урвачев и др. (E. Urvachev, D. Shidlovski, N. Tominaga, S. Glazyrin, and S. Blinnikov), Astrophys. J. Suppl. Ser. **256**, 8 (2021).
- 21. Утробин, Чугай (V. Utrobin and N. Chugai), Astron. Astrophys. **575**, A100 (2015).
- 22. Чугай и др. (N.N. Chugai, R.A. Chevalier, and V.P. Utrobin), Astrophys. J. **662**, 1136 (2007).

МОДЕЛИ МАГНИТОСФЕРНОЙ АККРЕЦИИ НА МОЛОДЫЕ ЗВЕЗДЫ В ОТСУТСТВИЕ ИОНИЗАЦИОННОГО РАВНОВЕСИЯ

© 2022 г. Д. В. Дмитриев^{1,2*}, В. П. Гринин¹

¹Главная (Пулковская) астрономическя обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия ²Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Россия

Поступила в редакцию 05.11.2021 г. После доработки 02.12.2021 г.; принята к публикации 03.12.2021 г.

Рассматривается образование эмиссионных линий водорода в магнитосферах молодых звезд. Предполагается, что магнитосфера образована дипольным магнитным полем, ось которого совпадает с осью вращения звезды. Перенос излучения в спектральных линиях рассматривается в приближении Соболева с учетом нелокального радиационного взаимодействия. Учтен эффект переноса степени ионизации газа при движении в магнитосфере, впервые продемонстрировано его влияние на эмиссионный спектр магнитосферы и оценки темпа аккреции по линии Н α . Показано, что при низких темпах аккреции $\dot{M} \lesssim 10^{-9}~M_{\odot}$ /год этот эффект может оказывать значительное влияние на модельные интенсивности.

Ключевые слова: магнитосферная аккреция, звезды типа Т Тельца, моделирование водородных линий.

DOI: 10.31857/S032001082201003X

ВВЕДЕНИЕ

Аккреция вещества из остатков протозвездного облака на молодую звезду является главным физическим процессом, определяющим эмиссионную и отчасти фотометрическую активность звезд на стадии их эволюции до главной последовательности. Ключевую роль в этом процессе играет магнитосфера звезды, образованная ее собственным магнитным полем (Хартманн и др., 1994). В магнитосфере формируются эмиссионные линии с профилем "обратный Р Суд". Такие профили наблюдаются у целого ряда звезд Т Тельца (см., например, Эдвардс и др., 1994; Танатибоди и др., 2020). Они непосредственно свидетельствуют о падении вещества на звезду, а также о том, что излучение магнитосферы в таких случаях является главным источником эмиссии в этих линиях. Заметим, что в образовании эмиссионного спектра звезд типа Т Тельца в разной степени участвую также область за фронтом ударной волны, возникающей при столкновении падающего газа с поверхностью звезды (Ламзин, 1998, 2003; Додин 2015, 2018), а также дисковый и магнитосферный ветер (Куросава и др., 2006, 2011; Гам и др., 2018).

Во многих моделях магнитосферной аккреции предполагается, что в процессе движения газа в

магнитосфере выполняется условие ионизационного равновесия: число ионизаций атомов в каждом элементарном объеме газа равно числу рекомбинаций (Хартманн и др., 1994; Муцеролле и др., 2001; Лима и др., 2010; Куросава и др., 2011; Дмитриев и др., 2019). Для этого необходимо, чтобы характерное время рекомбинаций было много меньше характерного времени движения газа в магнитосфере. Несложно оценить, что время падения газа в магнитосфере составляет приблизительно сутки (10⁴-10⁵ с), что меньше времени рекомбинации при концентрации электронов $n_e \approx$ $\approx 10^8 - 10^9 \text{ см}^{-3}$, характерной для темпа аккреции $\dot{M} \lesssim 10^{-9} \ M_{\odot}/$ год. Единственная известная нам работа, в которой состояние излучающего газа магнитосферы рассматривалось в отсутствие ионизационного равновесия, опубликована Мартином (1996). В ней, однако, автор ограничился рассмотрением термодинамических характеристик газа и не рассматривал влияние отклонения от ионизационного равновесия на эмиссионный спектр магнитосферы.

В настоящее время для моделирования эмиссионных линий в магнитосферах молодых звезд с низким темпом аккреции используются модели, предполагающие ионизационное равновесие (Танатибоди и др., 2019а, 2020). Цель настоящей работы состоит в том, чтобы выяснить, какие ограничения на темп аккреции и радиус магнитосферы

^{*}Электронный адрес: dmitrievdv242@gmail.com



Рис. 1. Принятая в работе геометрия магнитосферы. Показаны несколько линий тока (силовых линий магнитного поля), задаваемых уравнением (1), между внутренним и внешним радиусами $r_{\rm mi}$ и $r_{\rm mo}$, поверхность звезды и положение диска (пунктиром). По осям отложены координаты цилиндрической системы координат $z = r \cos(\theta)$ и $R = r \sin \theta$ в радиусах звезды.

необходимы для выполнения условия ионизационного равновесия состояния газа, и как отказ от этого приближения влияет на характеристики водородного спектра магнитосферы.

МОДЕЛЬ МАГНИТОСФЕРЫ

Мы используем классический подход к моделированию магнитосфер молодых медленно вращающихся звезд, который впервые был применен в статье Хартманна и др. (1994), а затем несколько дополнен в статьях Муцеролле и др. (1998, 2001). Такой подход до сих пор лежит в основе моделирования водородного спектра магнитосфер молодых звезд (Лима и др., 2010; Куросава и др., 2011; Танатибоди и др., 2019а, 2020). Состояние возбуждения и ионизации атомов в аккрецирующем газе в этих работах рассчитывалось на основе метода Соболева для сред с большими градиентами скорости. Следуя этим работам, мы предполагаем дипольную магнитосферу, в которой газ полностью вморожен в магнитное поле. Соответственно, газ движется вдоль дипольных силовых линий, форма которых задается функцией

$$r = r_{\rm m} \sin^2 \theta, \tag{1}$$

где r — расстояние до центра звезды, а θ — полярный угол, отсчитываемый от оси вращения звезды, совпадающей с осью магнитного диполя. Необходимо отметить, что здесь и далее $r_{\rm m}$ — расстояние до пересечения магнитной линией плоскости диска — измеряется в радиусах звезды и является безразмерной величиной. Соответственно, то же самое верно и для расстояния r. Предполагается, что магнитосфера ограничена двумя такими линиями с параметрами $r_{\rm m}$ равными $r_{\rm mi}$ и $r_{\rm mo}$ — внутренним и внешним радиусами магнитосферы. Схематично такая магнитосфера представлена на рис. 1.

Падение газа предполагается свободным, что позволяет рассчитать полоидальную компоненту скорости в каждой точке магнитосферы

$$v_{\rm p} = \sqrt{v_{\rm start}^2 + v_{\rm esc}^2 \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r_{\rm m}}\right)} =$$
(2)
$$= \sqrt{v_{\rm start}^2 + v_{\rm esc}^2 \frac{\cos^2 \theta}{r}},$$

где $v_{\rm esc}$ — скорость убегания у поверхности звезды, а $v_{\rm start}$ — стартовая скорость движения газа. Знание формы силовых линий позволяет найти направление движения газа в магнитосфере, и таким образом, полностью определить поле скоростей движения газа, которое необходимо для решения уравнений стационарности с использованием приближения Соболева.

Предполагая стационарную аккрецию, можно найти плотность вещества в любой точке магнитосферы. В приближении идеальной плазмы плотность газа ρ связана с магнитным полем и скоростью соотношением (Местел, 1961)

$$\rho = \frac{\eta B_{\rm p}}{v_{\rm p}} = \frac{\eta}{v_{\rm p}} \frac{B_{\star}}{2} \frac{\sqrt{4 - 3\sin^2\theta}}{r^3},\tag{3}$$

где $B_{\rm p}$ — дипольное магнитное поле, а η — параметр, контролирующий загрузку силовых линий газом. Так как в знаменателе выражения (3) стоит полоидальная скорость v_p , необходимо рассматривать модели с ненулевой $v_{\rm start}$, чтобы избежать сингулярной плотности в начале линии тока (1) при $\theta = \pi/2$. Следуя работе Хартманна и др. (1994), мы предполагаем, что параметр η постоянен во всей магнитосфере. Тогда можно найти произведение ηB_{\star} из заданного темпа аккреции \dot{M} , внешнего и внутреннего радиусов магнитосфере.

Для нахождения температуры мы используем уравнение теплового баланса для водородного газа, приравнивая функцию охлаждения, взятую из статьи Хартманна и др. (1982), к функции нагрева. Как и в работе Хартманна и др. (1994), мы принимаем, что нагрев газа осуществляется в результате диссипации альфвеновских волн, образующихся в основании аккреционной колонки (Шоерватер, Куйперс, 1988). В таком случае можно принять функцию нагрева $Q(r) \propto r^{-3}$. Множитель пропорциональности в этом соотношении выбирается путем задания максимальной температуры $T_{\rm max}$ в магнитосфере.

Таким образом, для полного описания магнитосферы в рамках такой модели нам необходимы, помимо параметров звезды, пять параметров: \dot{M} , $T_{\rm max}$, $r_{\rm mi}$, $r_{\rm mo}$ и $v_{\rm start}$. Расчеты показали, что



Рис. 2. Зависимость температуры и концентрации водорода от расстояния до звезды r в магнитосфере с параметрами $\dot{M} = 10^{-9} M_{\odot}$ /год, $T_{\rm max} = 8000$ K, $r_{\rm mi} = 2.0$, $r_{\rm mo} = 3.0$ и $v_{\rm start} = 10$ км/с для пяти линий тока с различными $r_{\rm m}$.

при $v_{\text{start}} \ll v_{\text{esc}}$ плотность и температура не чувствительны к изменению v_{start} в 1–2 раза, поэтому везде в дальнейшем мы принимаем $v_{\text{start}} =$ = 10 км/с $\approx v_t$ (тепловая скорость). На рис. 2 показана зависимость температуры и концентрации водорода в магнитосфере с параметрами $\dot{M} =$ = $10^{-9} \ M_{\odot}$ /год, $T_{\text{max}} = 8000 \ \text{K}$, $r_{\text{mi}} = 2.0$, $r_{\text{mo}} =$ = $3.0 \ \text{и} \ v_{\text{start}} = 10 \ \text{км/с}$ для пяти линий тока с различными r_{m} .

СТЕПЕНЬ ИОНИЗАЦИИ И НАСЕЛЕННОСТИ УРОВНЕЙ

Для нахождения состояния атомов водорода в движущемся аккреционном потоке необходимо решить следующую систему уравнений:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \nabla(\mathbf{v}n_i) = \sigma_i, \quad i = 1, 2, \dots,$$
(4)

$$n_{\rm H} = n_e + \sum_{i=1}^{\infty} n_i, \tag{5}$$

где n_e — концентрация электронов, n_i — населенности уровней, а σ_i — источники n_i . В стационарном случае первое уравнение принимает вид

$$\boldsymbol{\nabla}(\mathbf{v}n_i) = \sigma_i, \quad i = 1, 2, \dots$$
 (6)

Здесь в левой части остается только член $\nabla(\mathbf{v}n_i)$, который учитывает перенос состояния атомов водорода при движении газа в магнитосфере и вызывает отклонение от положения равновесия $\sigma_i = 0$.

Для нахождения σ_i мы использовали соотношения из статьи Гринина и Катышевой (1980), которые учитывают все существенные процессы ионизации и возбуждения атомов водорода, характерные для эмиссионных областей молодых звезд:

$$\sigma_{i} = \left[\sum_{k=i+1}^{\infty} n_{k}(A_{ki} + B_{ki}J_{ki}) + (7) + \sum_{j=1}^{i-1} n_{j}B_{ji}J_{ij} + n_{e}\sum_{j\neq i}^{\infty} n_{j}q_{ji}\right] - n_{i}\left[\sum_{j=1}^{i-1} (A_{ij} + B_{ij}J_{ij}) + \sum_{k=i+1}^{\infty} B_{ik}J_{ik} + n_{e}(q_{ic} + \sum_{j\neq i}^{\infty} q_{ij}) + B_{ic}WJ_{ic}^{\star}\right] + n_{e}^{2}C_{i} + n_{e}^{3}Q_{ci} \quad i = 1, 2, \dots$$

Здесь J_{ik} — средняя интенсивность излучения в линии $i \rightarrow k$, определяемая по методу Соболева с учетом нелокальности радиационного взаимодействия (Грачев, Гринин, 1975; Райбики, Хаммер, 1978). Остальные обозначения общепринятые.

В работе Хартманна и др. (1994) и последующих работах этой группы использовалось приближение стационарного состояния газа: в каждой точке магнитосферы предполагается

$$\sigma_i = 0, \quad i = 1, 2, \dots$$
 (8)

Используя результаты расчетов в этом приближении, можно показать, что для темпов аккреции
$\dot{M} \lesssim 10^{-9} \ M_{\odot}$ /год время рекомбинации оказывается больше времени падения вещества на звезду. В таком случае предположение $\sigma_i = 0$ не выполняется, и необходимо учитывать перенос состояния газа, решая систему уравнений (6). Похожий результат был получен Мартином (1996). Однако, как отмечено во Введении, в его работе не рассматривалось влияние отклонений от стационарного приближения на эмиссионный спектр магнитосферы.

Задачу можно упростить, предположив стационарность возбужденных уровней атома водорода

$$\sigma_i = 0, \quad i \ge 2. \tag{9}$$

Основанием для такого упрощения является то, что возбужденные уровни быстро релаксируют к новым состояниям путем спонтанных переходов: время жизни возбужденного уровня

$$t_i = \left(\sum_{k < i} A_{ik}\right)^{-1} \ll 1 \text{ c.}$$
(10)

Тогда

$$\boldsymbol{\nabla}(n_e \mathbf{v}) = \sigma_e = \sigma_{\rm H} - \sum_{i=1}^{\infty} \sigma_i = -\sigma_1.$$
(11)

Это выражение можно упростить и дальше, если принять $n_{\rm H} = n_1 + n_e$, что с большой точностью выполняется в магнитосфере. Тогда, сделав замену переменной $f = n_e/n_1$, получим

$$\boldsymbol{\nabla}(n_e \mathbf{v}) = \boldsymbol{\nabla}(n_{\mathrm{H}} \mathbf{v}) \frac{f}{1+f} + \boldsymbol{\nabla}\left(\frac{f}{1+f}\right) n_{\mathrm{H}} \mathbf{v} =$$
$$= n_{\mathrm{H}} \mathbf{v} \frac{\boldsymbol{\nabla}(f)}{(1+f)^2}.$$

Здесь учтено уравнение неразрывности $\nabla(n_{\rm H} \mathbf{v}) = 0.$

Если перейти в криволинейную систему координат, где одной из координат является расстояние *s* вдоль линии тока (линии магнитного поля) от плоскости диска до данной точки, то

$$\boldsymbol{\nabla}(f)\mathbf{v} = v\frac{\partial f}{\partial s},$$

так как скорость \mathbf{v} в такой системе координат будет иметь только одну ненулевую компоненту. Тогда уравнение (11) упрощается до

$$\frac{\partial f}{\partial s} = -\frac{(1+f)^2}{v n_{\rm H}} \sigma_1. \tag{12}$$

Именно это уравнение используется нами для расчета ионизации газа. Для каждого значения *s* находится $n_1 = n_H - n_e$, и решается система уравнений (7) для верхних уровней ($i \ge 2$) в предположении их стационарности (9). Важно отметить, что уравнение (12) необходимо решать по направлению потока газа, поэтому в качестве начального значения для каждой линии тока берется точка с $\theta = \pi/2$, где предполагается выполнение стационарного приближения, т.е. значения n_i вычисляются из системы уравнений (7) с $\sigma_i = 0$, а n_e вычисляется через соотношение (5).

Отдельно стоит обсудить расчет средней интенсивности внешнего излучения в континууме $J_c(\nu)$, необходимой для вычисления σ_i . В работе Муцеролле (1998) излучение горячего пятна учитывалось следующим образом:

$$J_c(\nu) = (W_{\text{phot}} + W_{\text{ring}})B_{\nu}(T_c), \quad (13)$$
$$T_c = \frac{W_{\text{phot}}}{W_{\text{phot}} + W_{\text{ring}}}T_{\text{phot}} + \frac{W_{\text{ring}}}{W_{\text{phot}} + W_{\text{ring}}}T_{\text{ring}},$$

где $B_{\nu}(T_c)$ — функция Планка, $W_{\rm phot}$ — дилюция фотосферы звезды, $W_{\rm ring}$ — дилюция горячего пятна, образующегося на поверхности звезды в местах падения на нее вещества из магнитосферы и, соответственно, имеющего форму кольца между параллелями с полярными углами $\theta_o = \arcsin\sqrt{1/r_{\rm mo}}$ и $\theta_i = \arcsin\sqrt{1/r_{\rm mi}}$, а $T_{\rm ring}$ — температура горячего пятна, рассчитываемая из соотношения (Хартманн и др. 1994)

$$4\pi R_{\star}(\cos\theta_i - \cos\theta_o)\sigma T_{\rm ring}^4 = (14)$$
$$= \frac{v_{\rm esc}^2}{2} \left(1 - \frac{2}{r_{\rm mo} - r_{\rm mi}}\right).$$

Очевидно, что такой подход может сильно занижать ионизирующее излучение горячего пятна, поэтому мы используем более точное выражение

$$J_c(\nu) = W_{\text{phot}} B_{\nu}(T_{\text{phot}}) + W_{\text{ring}} B_{\nu}(T_{\text{ring}}). \quad (15)$$

РЕЗУЛЬТАТЫ

Используя приведенные выше соотношения, мы рассчитали семейство моделей магнитосферы для следующих параметров звезды типа Т Тельца: $R_{\text{star}} = 2 R_{\odot}, M_{\text{star}} = 0.5 M_{\odot}, T_{\text{star}} = 4000 \text{ K}.$ Также рассматривалась более горячая звезда с температурой $T_{\rm star} = 5000$ К и такими же массой и радиусом. Все расчеты выполнялись с помощью написанной на языке Julia (Безансон и др., 2017) программой с использованием пакета DifferentialEquatioms.jl (Ракаукас, Не, 2017) для решения уравнения (12). Для каждой из рассмотренных комбинаций параметров мы рассчитали модели магнитосферы в двух вариантах: стационарный (8) и с учетом переноса состояния ионизации при падении газа на звезду (12). Для этих двух вариантов на рис. 3 показаны зависимости степени ионизации для трех моделей магнитосферы, отличающихся темпом аккреции.

ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 48 № 1 2022



Рис. 3. Ход степени ионизации газа вдоль нескольких линий тока в магнитосфере с $T_{\rm max} = 8000$ K, $r_{\rm mi} = 2$, $r_{\rm mo} = 3$ для трех разных значений темпа аккреции. Сплошные линии соответствуют стационарному приближению, штриховыми показаны решения с учетом переноса степени ионизации при движении газа.



Рис. 4. Профили линии Н α при разных углах наклона *i* оси магнитосферы к лучу зрения. Параметры магнитосферы: $\dot{M} = 10^{-9} M_{\odot}$ /год, $T_{\rm max} = 8000$ K, $r_{\rm mi} = 2$, $r_{\rm mo} = 3$. Сплошной линией показаны профили в стационарном приближении, штриховой — с учетом переноса степени ионизации газа.



Рис. 5. Отношение максимальных интенсивностей в линии Н α , полученных в рамках стационарной модели, к профилям, полученным с учетом переноса ионизации, в зависимости от темпа аккреции в магнитосфере с $r_{\rm mi} = 2$, $r_{\rm mo} = 3$ (слева) и с $r_{\rm mi} = 4$, $r_{\rm mo} = 6$ (справа). Разные линии соответствуют разным значениям $T_{\rm max}$, подписанным для каждой линии. Линии обрываются, когда эмиссия в стационарном случае становится слабее 0.1 единиц континуума. Пунктиром показаны точки, где эмиссия в линии в стационарном случае достигает 0.15, 0.2, 0.3, 0.5, 1, 2 и 5 в единицах континуума.

Видно, что при $\dot{M}=3 imes 10^{-7} M_{\odot}/$ год зависимости степени ионизации n_e/n_H для этих двух решений практически совпадают. При уменьшении темпа аккреции различия между этими вариантами увеличиваются: степень ионизации газа при учете ее переноса в целом уменьшается по сравнению со стационарным приближением. Это происходит из-за того, уменьшается плотность газа, соответственно, уменьшается скорость процессов рекомбинации и ионизации столкновениями, и степень ионизации газа перестает успевать адаптироваться к изменяющимся при падении на звезду условиям. Так, как газ, как правило, ионизуется при приближении к звезде, это приводит к уменьшению степени ионизации по сравнению со стационарным решением. При очень низких значениях темпа аккреции скорость процессов рекомбинации и ионизации настолько мала, что газ сохраняет начальное значение степени ионизации на всей линии тока.

На рис. 4 показана зависимость профиля линии Н α от угла наклона *i* оси магнитосферы к лучу зрения. Результаты в стационарном приближении хорошо согласуются с соответствующими результатами нашей статьи (Дмитриев и др., 2019) и работ других авторов (Хартманн и др., 1994; Муцеролле и др., 2001; Лима и др., 2010). Хотя угол наклона *i* влияет на общий вид профиля, далее фиксируем его значение *i* = 40°, так как нас прежде всего интересует влияние других параметров на различия между профилями, полученными в двух вариантах модели. В общем, можно отметить, что отказ от стационарного приближения приводит к уменьшению интенсивности линии $H\alpha$, так как в целом степень ионизации в магнитосфере становится меньше. Для оценки этого эффекта мы вводим отношение между максимумами интенсивности в линии $H\alpha$ в стационарном приближении и без него:

$$\mathcal{I} = I_{\mathrm{H}\alpha}^{\mathrm{stat}} / I_{\mathrm{H}\alpha}^{\mathrm{nostat}}.$$
 (16)

Здесь $I_{\mathrm{H}\alpha}^{\mathrm{stat}}$ — максимальная интенсивность линии Н α в стационарном приближении, а $I_{\mathrm{H}\alpha}^{\mathrm{nostat}}$ — с учетом переноса степени ионизации.

На рис. 5 показана зависимость отношения ${\cal I}$ от темпа аккреции при различных значениях температуры T_{max}. Внутренний и внешний радиусы магнитосферы принимают следующие значения: $r_{\rm mi} =$ $=2, r_{\rm mo}=3\,($ левая панель рис. 5)
и $r_{\rm mi}=4, r_{\rm mo}=$ = 6 (правая панель рис. 5). Сплошные линии соответствуют различным значениям максимальных температур в магнитосфере, которые подписаны на графике. Зависимость *I* от темпа аккреции сильно зависит от влияния ударных и радиативных процессов на состояние газа. Уменьшение темпа аккреции приводит к уменьшению роли ударных переходов, соответственно, влияние степени ионизации на населенности уровней уменьшается. Эти процессы носят сильно нелинейный характер, изза чего зависимость $\mathcal{I}(M)$ может иметь сложный вид, особенно заметный при низких температурах. Увеличение размеров магнитосферы приводит к



Рис. 6. Отношение максимальных интенсивностей в линии Н α (в рамках стационарной модели) к профилям, полученным с учетом адвекции ионизации в зависимости от темпа аккреции в магнитосфере с $r_{\rm mi} = 2$ и $r_{\rm mo} = 3$ при температуре звезды $T_{\star} = 4000$ К (слева) и $T_{\star} = 5000$ К (справа). Разные линии соответствуют разным значениям $T_{\rm max}$, подписанным для каждой линии. Линии обрываются, когда линия в стационарном случае становится слабее 0.1 единиц континуума. Пунктиром показаны точки, где эмиссия в линии в стационарном случае достигает 0.15, 0.2, 0.3, 0.5, 1, 2 и 5 в единицах континуума.

уменьшению скорости роста \mathcal{I} , так как темп аккреции уменьшается из-за увеличения характерного времени падения газа. Однако важно отметить, что время падения будет меньше для звезд с большей $v_{\rm esc}$.

На рис. 6 показано влияние температуры звезды на \mathcal{I} для магнитосферы с $r_{\rm mi} = 2$, $r_{\rm mo} = 3$. При увеличении температуры звезды \mathcal{I} уменьшается, так как ослабляется связь между населенностями уровней и концентрацией электронов из-за того, что в заселении уровней начинают играть более важную роль радиационные процессы. Этот эффект наиболее заметен при малых плотностях, поэтому сплошные линии на правой и левой частях рис. 6 сильнее всего отличаются при малых темпах аккреции.

Так как модели магнитосфер используются для определения темпа аккреции по профилям эмиссионных линий, мы рассмотрели влияние отказа от стационарного приближения на темп аккреции, полученный по линии $H\alpha$. На рис. 7 показано отличие между темпами аккреции, полученными в стационарном приближении и при учете переноса степени ионизации. Отказ от стационарного приближения приводит к уменьшению интенсивности линии $H\alpha$, и темп аккреции, полученный из стационарной модели, оказывается заниженным. Как видно из рис. 7, максимальное отклонение в темпах аккреции в \approx 4 раза достигается в моделях с небольшими магнитосферами. Но, снова важно отметить, что при большей $v_{\rm esc}$ можно получить значительное отклонение и при бо́льших значениях $r_{\rm mi}$ и $r_{\rm mo}$. Увеличение температуры звезды также приводит к уменьшению разногласия между двумя вариантами моделей.

ОБСУЖДЕНИЕ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленные выше результаты показывают, что отклонения интенсивности линии На в моделях, учитывающих запаздывание процесса рекомбинации при движении газа в магнитосфере звезды, по сравнению с моделями, рассчитанными в предположении, что в каждой точке магнитосферы рекомбинации уравновешиваются ионизациями, становятся заметными при темпе аккреции $\dot{M} \leq 10^{-9} M_{\odot}$ в год. Во всех рассмотренных моделях отклонения происходят в одну сторону: линия $H\alpha$ в стационарном случае получается более интенсивной по сравнению с нестационарным случаем (при одинаковых параметрах моделей). Причина этого состоит в том, что газ при движении в магнитосфере входит в зону с более высокой температурой, имея населенности уровней, соответствующие более низкой температуре. Вследствие этого уменьшается скорость ионизации со второго и более высоких уровней излучением звезды, играющих важную роль в ионизации газа при низких значениях Т. Именно поэтому отклонения стационарного и нестационарного решений получились

Nº 1

2022



Рис. 7. Демонстрация различий темпов аккреции, полученных из максимальных потоков в линии Н α для моделей с $T_* = 4000$ К при различных значениях T_{max} (подписаны у соответствующих сплошных линий). Слева $r_{\text{mi}} = 2$ и $r_{\text{mo}} = 3$, а справа $r_{\text{mi}} = 4$ и $r_{\text{mo}} = 6$. Серой штриховой линией показана прямая, соответствующая одинаковым значениям темпа аккреции, а серым пунктиром — отличия в 2 и 4 раза в пользу стационарной модели.

больше в моделях с более низкой эффективной температурой звезды.

Отношение интенсивностей $I_{\rm H\alpha}^{\rm stat}/I_{\rm H\alpha}^{\rm nostat}$ зависит от параметров магнитосферы: оно тем больше, чем меньше характерный размер магнитосферы, температура газа и темп аккреции, а также чем ниже эффективная температура звезды. Максимальные различия могут достигать одного порядка величины.

При определении темпа аккреции по линии $H\alpha$ отклонения в оценках \dot{M} не столь значительны. Во всех рассмотренных выше моделях они не превышают значения 4. В стационарных моделях величина \dot{M} получается всегда заниженной по сравнению с нестационарными.

Оценивая влияние эффекта запаздывания рекомбинации атомов при движении газа в магнитосфере звезды, следует иметь в виду, что оно максимально при низких значениях темпа аккреции, когда интенсивность линии $H\alpha$ мала по сравнению с интенсивностью континуума. В таких случаях заметный вклад эмиссию в линии может вносить излучение активных областей на поверхности звезд, которое часто не учитывается при оценках темпа аккреции. Таким образом, оба эти эффекта работают в одну сторону: приводят к завышению темпа аккреции на звезду при низких значениях \dot{M} .

Выполненные нами расчеты показывают, что отклонения от ионизационного равновесия в магнитосферах молодых звезд могут оказывать заметное влияние на профили линии $H\alpha$ при темпах аккреции $\dot{M} \leq 10^{-9} M_{\odot}$ /год. Такие низкие значения темпа аккреции характерны для поздних стадий эволюции молодых звезд (см., например, Потравнов и др., 2017), а также для коричневых карликов (Ергенс и др., 2013) и формирующихся протопланет (Танатибоди и др., 2019b).

Работа выполнена при поддержке гранта Министерства науки и образования РФ № 075-15-2020-780.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Безансон и др. (J. Bezanson, A. Edelman, S. Karpinski, and V.B. Shah), SIAM Rev. **59(1)**, 65 (2017).
- 2. Грачев, Гринин (S.I. Grachev and V.P. Grinin), Astrophysics **11**, 20 (1975).
- 3. Гринин, Катышева (V.P. Grinin and N.A. Katysheva), Bull. Crimean Astrophys. Observ. **62**, 52 (1980).
- 4. Гам и др. (G.F. Gahm, P.P. Petrov, L.V. Tambovsteva, V.P. Grinin, H.C. Stempels, and F.M. Walter), Astron. Astrophys. **614**, A117 (2018).
- Дмитриев Д.В., Гринин В.П., Катышева Н.А., Письма в Астрон. журн. 45, 422 (2019) [D.V. Dmitriev, V.P. Grinin, and N.A. Katysheva, Astron. Lett. 45, 371 (2019)].
- 6. Додин (A.V. Dodin), MNRAS 475, 4367 (2018).
- 7. Додин А.В., Письма в Астрон. журн. **41**, 219 (2015) [A.V. Dodin, Astron. Lett. **41**, 196 (2015)].
- 8. Ергенс и др. (V. Joergens, M. Bonnefoy, Y. Liu, A. Bayo, S. Wolf, G. Chauvin, and P. Rojo), Astron. Astrophys. **558**, L7 (2013).

- 9. Хартманн и др. (L. Hartmann, E. Avrett, and S. Edwards), Astrophys. J. **261**, 279 (1982).
- 10. Хартманн, МакГрегор (L. Hartmann and K.B. MacGregor), Astrophys. J. **257**, 264 (1982).
- 11. Хартманн, МакГрегор (L. Hartmann and K.B. MacGregor), Astrophys. J. **242**, 260 (1980).
- 12. Хартманн и др. (L. Hartmann, R. Hewett, and N. Calvet), Astrophys. J. **426**, 669 (1994).
- 13. Куросава и др. (R. Kurosawa, M.M. Romanova, and T.J. Harries), MNRAS **416**, 2623 (2011).
- 14. Куросава и др. (R. Kurosawa, T.J. Harries, and N.H. Symington), MNRAS **370**, 580 (2006).
- 15. Ламзин (S.A. Lamzin), Astron. Rep. 42, 322 (1998).
- 16. Ламзин (S.A. Lamzin), Astron. Rep. 47, 498 (2003).
- 17. Лима и др. (G.H.R.A. Lima, S.H.P. Alencar, N. Calvet, L. Hartmann, and J. Muzerolle), Astron. Astrophys. **522**, A104 (2010).
- 18. Местел (L. Mestel), MNRAS 122, 473 (1961).
- 19. Мартин (S.C. Martin), Astrophys. J. 470, 537 (1996).
- 20. Муцеролле и др. (J. Muzerolle, N. Calvet, and L. Hartmann), Astrophys. J. **550**, 944 (2001).
- 21. Муцеролле и др. (J. Muzerolle, N. Calvet, and L. Hartmann), Astrophys. J. **492**, 743 (1998).

- 22. Потравнов и др. (I.S. Potravnov, D.E. Mkrtichian, V.P. Grinin, I.V. Ilyin, and D.N. Shakhovskoy), Astron. Astrophys. **599**, A60 (2017).
- 23. Райбики, Хаммер (G.B. Rybicki and D.G. Hummer), Astrophys. J. **219**, 654 (1978).
- 24. Ракаукас, He (C. Rackauckas and Q. Nie), J. Open Res. Softw **5 (1)**, 15 (2017).
- 25. Танатибоди и др. (Т. Thanathibodee, N. Calvet, J. Muzerolle, C. Briceno, R.F. Hernández, and K. Mauco), Astrophys. J. **884**, 86 (2019а).
- 26. Танатибоди и др. (T. Thanathibodee, N. Calvet, J. Bae, J. Muzerolle, and R.M. Hernández), Astrophys. J. **885**, 94 (2019b).
- 27. Танатибоди и др. (Т. Thanathibodee, В. Molina, N. Calvet, et al.), Astrophys. J. **892**, 81 (2020).
- 28. Шоерватер, Куйперс (R. Scheurwater and J. Kuijpers), Astron. Astrophys. **190**, 178 (1988).
- 29. Эдвардс и др. (S. Edwards, P. Hartigan, L. Ghandour, J. Serna, J. Bae, M. Reynolds, J. Hernandez, J. Muzerolle, and R.F. Hernandez), Astron. J. **108**, 1056 (1994).

СИМБИОТИЧЕСКАЯ ПРИРОДА ЦИРКОНИЕВОЙ ЗВЕЗДЫ CSS 1102

© 2022 г. Н. А. Масленникова^{1,2*}, А. А. Татарникова², А. М. Татарников², Н. П. Иконникова², А. В. Додин²

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

²Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга Московского госидарственного иниверситета им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

Поступила в редакцию 28.10.2021 г.

После доработки 03.12.2021 г.; принята к публикации 03.12.2021 г.

По результатам спектральных наблюдений, проведенных на 2.5-м телескопе КГО ГАИШ, установлена симбиотическая природа малоизученной S-звезды CSS 1102. В спектре объекта наблюдается бальмеровский скачок в эмиссии и присутствуют линии, характерные для газовых туманностей (HI, HeI и [NeIII]). Анализ распределения энергии показал, что, помимо туманности и холодного компонента спектрального класса S4.5/2, в спектре CSS 1102 заметно избыточное излучение в синем и в ближнем УФ-диапазонах, которое может быть приписано аккреционному диску. Фотометрический мониторинг, выполненный на 60-см телескопе КГО ГАИШ в полосе *B*, выявил наличие быстрой переменности на временной шкале в десятки минут и амплитудой несколько процентов, что является дополнительным аргументом в пользу существования в системе аккреционного диска.

Ключевые слова: CSS 1102, симбиотические звезды, фликкер-эффект.

DOI: 10.31857/S0320010822010053

ВВЕДЕНИЕ

CSS 1102 — малоизученный объект, классифицированный как одиночная S-звезда (типа S-*Зе) МакКоннеллом (1982) и вошедший в Общий каталог галактических S-звезд, опубликованный Стивенсоном (1984). Видимый блеск звезды по данным AAVSO (Кафка, 2021) меняется в диапазоне $12.6^m - 13^m$ в полосе V. Расстояние до звезды составляет как минимум несколько килопарсек. Согласно Gaia EDR3 (Бейлер-Джонс и др., 2021), разные методы дают широкий диапазон расстояний до CSS 1102 — от 4.6 до 8 кпк (по 16 и 84 перцентилям). При этом в Gaia DR2 (Команда Гайа, Браун и др., 2018) приводится параллакс 0.0116 mas с ошибкой, существенно превышающей эту величину (0.0826 mas). Существует также оценка расстояния, приведенная в каталоге RAVE DR5 (Кандер и др., 2017) — примерно 3.9 кпк (в предыдущем релизе обзора, RAVE DR4, оценка была выше — 4.9 кпк).

С июня 2020 г. CSS 1102 — кандидат в симбиотические звезды¹. Эти звезды представляют собой особый класс взаимодействующих двойных систем, в спектрах которых наряду с линиями и полосами поглощения, характерными для холодных гигантов (например, TiO), присутствуют эмиссионные линии, характерные для спектров планетарных туманностей (HI, HeI, HeII, [OIII], [NeIII] и др). Наблюдения, проведенные в широком спектральном диапазоне, позволили установить, что симбиотические звезды — это двойные системы, состоящие из красного гиганта и компактного горячего компонента (в большинстве случаев — горячего субкарлика), окруженные газовой туманностью сложной структуры (Боярчук, 1967).

У CSS 1102 заподозрено наличие быстрой переменности блеска². Эффект быстрой переменности блеска (фликкер-эффект) — редкое явление в мире симбиотических звезд (Соколоски и др., 2001). В настоящее время при более 300 открытых симбиотических звезд известно не более двенадцати объектов, демонстрирующих этот тип переменности (у части из них амплитуда вариаций блеска сравнима с ошибками фотометричесчких наблюдений). Причем даже у этих 12 систем фликкерэффект наблюдается не все время: во время вспышек и некоторое время после них быстрая перемен-

^{*}Электронный адрес: maslennikova.na16@physics.msu. ru

¹https://www.aavso.org/aavso-alert-notice-719

²https://www.aavso.org/aavso-alert-notice-719

ность не регистрируется. Тем не менее даже такое небольшое количество объектов можно разделить на два подкласса с разными характеристиками переменности и разными физическими механизмами, вызывающими эту переменность. Малые амплитуды и узкие пики на периодограмме характерны для переменности по типу промежуточных поляров (горячие пятна, образующиеся вблизи магнитных полюсов белого карлика, вызывают осцилляции блеска с периодом, равным периоду вращения белого карлика вокруг своей оси). Тогда как амплитуды большей величины и широкий спектр мощности по полосе частот свидетельствуют о переменности, связанной с наличием в системе аккреционного диска. Примером звезды первого типа является Z And (период 28 мин, амплитуда в полосе B примерно 0.002^{*m*} — Соколоски и др., 2001). Ко второму типу относятся такие известные симбиотические звезды, как T CrB, RS Oph, CH Cyg, V407 Cyg и др. (Заманов и др., 2016, 2018; Колотилов и др., 2003). Особенно интересна в этом отношении система CH Cyg, у которой являются переменными как амплитуда фликкер-эффекта (может достигать 0.5^{m}), так и спектр мощности (на временных шкалах от секунд до часов).

Целью нашей работы являются классификация CSS 1102, определение параметров фликкерэффекта и природы компонента системы, который демонстрирует быструю переменность.

НАБЛЮДЕНИЯ

Фотометрические наблюдения CSS 1102 были проведены на 60-см телескопе RC600 КГО ГА-ИШ 1 сентября 2020 г., 27 октября 2020 г. и 10 июля 2021 г. в полосах B, V, Rc, Ic системы Крона-Кузинса (Кузинс, 1976) с использованием ПЗС-камеры Andor iKON-L форматом 2048 × $\times 2048$ пикселов (размер пиксела 13.5 мкм). Описание телескопа и приемной аппаратуры приведено в статье Бердникова и др. (2020). Первичная калибровка была выполнена стандартным для ПЗСфотометрии способом (учет кадров подложки, темнового тока и плоских полей). Помимо многоцветных оценок блеска, 1 сентября 2020 г. и 10 июля 2021 г. были проведены 75-мин и 125-мин мониторинги звезды в полосе В с экспозицией каждого кадра 40 с. В качестве звезд сравнения выбирались звезды с близкой к CSS 1102 величиной в полосе V из каталога APASS (Хенден и др., 2016).

Спектральные наблюдения CSS 1102 были выполнены 31 августа и 28 октября 2020 г. на 2.5-м телескопе КГО ГАИШ с Транзиентным Двухлучевым Спектрографом (ТДС): рабочая ширина щели 1" (при спектрофотометрических наблюдениях используется щель шириной 10"), диапазон длин волн 3600—7500 Å, разрешающая сила в коротковолновом канале (3600—5770 Å) R = 1300, в длинноволновом (5670—7500 Å) R = 2500 (Потанин и др., 2020).

CSS 1102 наблюдалась с щелью 1" и временем накопления 1200 с. S-звезда HD64332 (Кинан, Бешар, 1980), использованная в качестве звезды сравнения для холодного компонента, наблюдалась с двумя щелями: для наблюдений с щелью 1" время экспозиции составило 200 с для коротковолнового канала и 30 с для длинноволнового, с щелью 10" — 20 и 5 с соответственно.

Полученные спектры были обработаны по методике, описанной в работе Потанина и др. (2020). Спектры калибровались с помощью линейчатого спектра газоразрядной Ne-Kr-Pb-лампы с полым катодом (HCL), поправки на виньетирование и неравномерность ширины щели вычислялись по лампе с непрерывным спектром (спектральное "плоское поле"). В качестве стандарта для CSS 1102 была использована звезда BD+75d325, для HD64332 — Feige66. Кривая пропускания оптической системы исправлялась по отношению наблюдаемых спектров-стандартов к их опубликованным спектральным распределениям энергии (Оке, 1990). Для контроля качества перевода наблюдаемых потоков в абсолютные использовались фотометрические наблюдения в полосе V, полученные на телескопе RC600 в ближайшую дату. Нормировочная постоянная оказалась равна 1.03. что говорит о хорошем состоянии атмосферы и точной установке объектов на щели.

Спектры CSS 1102 и HD64332 были приведены к барицентру Солнечной системы. В красный канал спектрографа попадает большое количество ярких линий в спектре калибровочной лампы, а также большое количество ярких линий неба, что позволяет калибровать спектр с точностью ~1 км/с. Однако на практике реализовать такую точность не удается из-за ошибок позиционирования звезды на щели. При качестве изображения ~1.5" (что примерно соответствовало условиям наблюдений) и ошибках установки на щель менее 1" ошибка определения лучевой скорости ≤15 км/с для гауссовского распределения яркости поперек щели, что и определяет точность измерения лучевой скорости. Для независимого контроля точности измерения лучевых скоростей мы по двум последовательным кадрам, полученным 31.08.2020, определили их величины, которые совпали с точностью лучше нескольких км/с. Точность измерения лучевой скорости в синем канале существенно хуже, и может быть отягощена систематическими ошибками, возникающими из-за слабости спектра калибровочной лампы на момент наблюдений (это было

Nº 1

2022



Рис. 1. Кривая блеска CSS 1102 в полосе *В* (точки) по данным, полученным во время мониторинга: (a) — 1 сентября 2020 г., (b) — 10 июля 2021 г. Звездочками и треугольниками обозначены измерения блеска для звезд сравнения.

исправлено в мае 2021 г.), сильному блендированию линий калибровочной лампы, а главное отсутствию ярких линий неба (за исключением линии 5577 Å), по которым можно скорректировать ошибки, возникающие из-за деформаций прибора.

Все спектры были исправлены за межзвездное поглощение. Избытки цвета для CSS 1102 $E_{B-V} = 0.16$ и для HD64332 $E_{B-V} = 0.06$ были взяты из работы Грина и др. (2019).

АНАЛИЗ ФОТОМЕТРИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ

По данным наблюдений было сделано 285 измерений блеска CSS 1102 с фотометрическими погрешностями $0.01^m - 0.03^m$. Относительно большая погрешность наблюдений связана с малой высотой объекта во время наблюдений даже в верхней кульминации (склонение звезды -21°). Звездные величины стандартов в полосах Rc и Ic были пересчитаны из приведенных в каталоге APASS (Хенден и др., 2009) звездных величин в полосах r' и i' по формулам из работы Джестер и др. (2005). Результаты фотометрии приведены в табл. 1. Видно, что за время между наблюдениями (около 2 мес) CSS 1102 изменила блеск в полосах B, V, Rc примерно на 0.2^m , а в полосе Ic на 0.08^m .

Определение характерного времени фликкерэффекта по данным мониторинга (соответствующие кривые блеска приведены на рис. 1) проводилось с помощью фурье-анализа и вейвлет-анализа (аппарат последнего был разработан А. Гроссманом и Дж. Морле, 1984). Вейвлет-анализ лучше подходит для исследования неправильных вариаций блеска, в частности, его применили Заманов и Брух (1998) для определения параметров фликкерэффекта у симбиотической звезды Т CrB.

Быстрая переменность блеска имеет небольшую относительную амплитуду и может иметь несколько нестабильных периодов, поэтому при усреднении по всей кривой блеска спектральная плотность фликкер-эффекта мала. Также необходимо учитывать спектр окна, так как наблюдения проводились с экспозицией 40 с, а длина искомых периодов составляет от нескольких минут до 1 ч. Таким образом, в спектре появляются ложные пики, усложняющие поиск истинного периода фликкер-эффекта. Для более уверенного выделения периода он сначала определялся с помощью вейвлет-преобразования, а затем уточнялся с помощью дискретного преобразования Фурье.

Кривая блеска за период — гладкая функция, поэтому для поиска периода использовался гладкий базисный вейвлет "Мексиканская шляпа",

Таблица 1. Блеск CSS 1102 в полосах *B*, *V*, *Rc*, *Ic*

Полоса	01.09.2020	27.10.2020
В	14.45 ± 0.01	14.22 ± 0.01
V	12.87 ± 0.01	12.65 ± 0.01
Rc	12.03 ± 0.02	11.85 ± 0.01
Ic	10.89 ± 0.03	10.81 ± 0.03



Рис. 2. Спектр мощности кривой блеска CSS 1102 по данным мониторинга 10 июля 2021 г. Черные вертикальные линии — периоды фликкер-эффекта. Серые линии — найденные ложные периоды.



Рис. 3. Коэффициенты вейвлет-преобразования по данным, полученным во время мониторинга 10 июля 2021 г.: (а) — для CSS 1102 (хорошо видно характерное время изменения блеска — около 50 мин и около 10 мин), (b) — для контрольной звезды.

который описывается функцией $\psi(x) = (x^2 - 1)e^{-x^2/2}$. Фурье-анализ (рис. 2) и вейвлетанализ (рис. 3а) кривой блеска CSS 1102 показали, что 10 июля 2021 г. фликкер-эффект имел два периода: 48 и 10 мин. При этом характерная амплитуда фликкер-эффекта в полосе *B* составила 0.04^m и 0.02^m соответственно (при точности фотометрии 0.011^m, оцененной по среднеквадра-

тичному отклонению блеска контрольных звезд от среднего значения). На рис. Зb для сравнения показан результат вейвлет-анализа кривой блеска контрольной звезды, из которого следует, что данного периода у нее не наблюдается. По кривой блеска в полосе *B* 1 сентября 2020 г. у CSS 1102 был обнаружен фликкер-эффект с похожим характерным временем изменения блеска в 45–50 мин.

Nº 1

2022



Рис. 4. Исправленный за межзвездное покраснение наблюдаемый (серая линия) и смоделированный (черная линия) спектры CSS 1102 и спектры отдельных компонентов системы: пунктирная линия — холодный компонент (HD64332), штриховая линия — аккреционный диск, штрихпунктирная линия — туманность.

Амплитуда фликкер-эффекта составила 0.04^m (при точности фотометрии 0.010^m, оцененной по контрольным звездам).

АНАЛИЗ СПЕКТРА И МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭНЕРГИИ

CSS 1102 ранее была известна как одиночная S-звезда (МакКонелл, 1982). Однако наличие в спектре эмиссионных линий и коротковолнового избытка излучения (рис. 4) позволяет предположить, что звезда является симбиотической двойной (подробности см. ниже). Хорошее совпадение спектров CSS 1102 и S-звезды HD64332 на длинах волн >4500 Å позволяет нам предположить, что холодный компонент CSS 1102 относится к циркониевым звездам спектрального класса S4.5/2 (эффективная температура примерно 3400 К). Кроме того, отношение наблюдаемых потоков и хорошо известное расстояние до HD64332 (612 пк, согласно Бейлер-Джонсу и др., 2021) позволяют получить оценку расстояния до исследуемого объекта — 5 кпк. Поэтому в дальнейшем для моделирования спектра холодного компонента CSS 1102 был взят спектр HD64332, нормированный так, чтобы среднеквадратичное отклонение в диапазоне длин волн 6000-6200 Å было наименьшим, а расстояние до CSS 1102 принималось равным 5 кпк.

В абсорбционном спектре CSS 1102, помимо молекулярных полос ZrO (λ 6345, 6473 и др.),

наблюдаются сильные полосы TiO (λ 5847, 7054 и др.), которые в ранних подклассах S-звезд используются в качестве температурных критериев. Молекулярная полоса YO λ 6132 также хорошо заметна. Такой спектр свидетельствует о том, что красный гигант находится на стадии, когда происходит обогащение его атмосферы элементами sпроцесса. Что, в свою очередь, приводит к изменению спектрального класса от первоначального M через промежуточный MS класс к S классу (а в дальнейшем и к углеродной звезде спектрального класса C).

Сравнение распределения энергии в спектрах CSS 1102 и абсолютно черного тела с $T_{\rm eff} = 3400$ К в ИК-диапазоне (рис. 5) показывает отсутствие ИК-избытка излучения в спектре CSS 1102 и, следовательно, отсутствие околозвездной пылевой оболочки. Поэтому CSS 1102 следует отнести к S-типу (от "stellar") по классификации ИК-спектров C3.

Линейчатый эмиссионный спектр CSS 1102 представляется достаточно бедным. В нем доминируют линии Бальмеровской серии водорода. Измеренные потоки в данных линиях представлены в табл. 2. При измерениях континуумом для $H\alpha$, $H\beta$, $H\gamma$ считался спектр HD64332, полученный с щелью 10". Ошибки измерения потоков в линиях вызваны неопределенностью в уровне континуума, особенно они велики для слабых линий. Отметим тот факт, что у многих одиночных S-звезд также

Рис. 5. Исправленный за межзвездное покраснение спектр (сплошная линия) и потоки в ближнем и среднем ИКдиапазонах для CSS 1102 по данным из каталогов VizieR (точки). Штриховой линией показано распределение энергии в спектре абсолютно черного тела с $T_{\rm eff} = 3400$ K.

наблюдаются эмиссии водорода (особенно, если Sзвезда является миридой). Но Бальмеровский декремент в случае CSS 1102 ($H\gamma/H\beta = 0.42 \pm 0.08$, $H\delta/H\beta = 0.29 \pm 0.09$) свидетельствует о том, что линии водорода образуются именно в туманности. Помимо этого в спектре объекта присутствуют линии HeI, а также слабые запрещенные линии [NeIII], что подтверждает предположение о симбиотической природе объекта CSS 1102.

Таблица 2. Потоки в эмиссионных линиях в единицах 10^{-14} эрг/(см² с) в спектре CSS 1102, полученном 31.08.2020 г.

Линия	Поток
Ηα	181 ± 9
He I (5876 Å)	5.1 ± 1.8
${ m H}eta$	31.5 ± 1.0
$ m H\gamma$	14.4 ± 2.2
${ m H}\delta$	8.6 ± 1.9
He I (4026 Å)	2.0 ± 1.5
${ m H}\zeta$	5.3 ± 2.0
[Ne III] (3869 Å)	1.1 ± 0.8

К сожалению, в спектре отсутствуют линии ионов с высокими потенциалами ионизации (например, HeII λ 4686), что не позволяет нам определить температуру горячего компонента системы. Мы можем дать лишь грубую оценку 40000 $\leq T_{\rm hot} < 55\,000$ К (см. работу Мурсета и Нуссбаумера, 1994, по температурным критериям горячих компонентов СЗ). Отметим, что излучение горячего компонента с указанной температурой не заметно в оптическом диапазоне длин волн и может наблюдаться только в дальнем УФ-диапазоне. Это обычная ситуация для СЗ в спокойном состоянии.

На рис. 6 представлены профили наиболее сильной эмиссионной линии в спектре CSS 1102 линии Ha, полученные 31.08.2020 г. и 28.10.2020 г. Они имеют асимметричный вид: в синем крыле линии присутствует хорошо заметный дополнительный компонент. Несимметричная форма профилей эмиссионных линий часто встречается у симбиотических звезд и отражает сложную структуру туманности. Наблюдаемый профиль хорошо аппроксимируется суммой двух профилей Фойгта с добавкой 31.08.2020 г. третьего слабого компонента в красном крыле. Наблюдается некоторая переменность линии На: 28.10.2020 г. поток в линии уменьшился примерно на 25% по сравнению с предыдущей датой (табл. 2). Лучевые скорости обоих компонентов при этом в спектрах от 31.08.2020 г. и 28.10.2020 г. с точностью до ошибок измерения (15 км/с, см. раздел "Наблюдения") совпадают: скорость центрального





Рис. 6. Профили линии Н α в спектрах 31.08.2020 г. (левая панель) и 28.10.2020 г. (правая панель). Уровень непрерывного спектра соответствует нулевому значению потока. Точками представлены наблюдательные данные, сплошная линия — результат аппроксимации отдельными компонентами, представленными профилями Фойгта (штриховые линии).

компонента линии H α 197 и 199 км/с, а голубого компонента — 55 и 50 км/с. Лучевые скорости холодного компонента, определенные по абсорбционному спектру, в эти даты равны 166 и 179 км/с. Получившаяся разность скоростей центрального компонента линии H α и красного гиганта (20– 30 км/с) характерна для суммы орбитальных скоростей компонентов симбиотических двойных с периодами в несколько лет (Фекел и др., 2001).

В спокойном состоянии распределение энергии в широком спектральном диапазоне (от УФ до ИК) для большинства симбиотических систем хорошо описывается в рамках стандартной трехкомпонентной модели: холодный компонент, горячий компонент и туманность. Причем в оптическом диапазоне заметно излучение только от холодного компонента и туманности (линии и континуум). Горячий компонент, чей максимум излучения находится в далекой УФ-области, дает пренебрежимо малую добавку. Однако встречаются объекты (например, T CrB, RS Oph, CH Cyg, Заманов и др., 2016, 2018), у которых даже в промежутках между вспышками в оптическом диапазоне наблюдается дополнительный источник излучения (аккреционный диск).

На рис. 4 приведены спектр CSS 1102 и спектр звезды сравнения HD64332. Видно, что при совпадении спектров в визуальном и красном диапазонах длин волн спектры в синем и УФ-диапазонах существенно отличаются. Учет излучения туманности в непрерывном спектре не позволяет полностью объяснить это различие. Таким образом, в указанном диапазоне заметен избыток излучения. По аналогии с другими C3, в спектре которых так же наблюдается такой избыток, можно предположить, что в системе CSS 1102 вокруг горячего компонента существует аккреционный диск — так называемый теплый компонент. На рис. 4 разными линиями показаны распределения энергии в спектрах различных компонентов: холодного компонента — звезды спектрального класса S4.5/2, туманности с электронной температурой $T_e = 10\,000$ К и мерой эмиссии 1.5×10^{13} см⁻⁵ и аккреционного диска.

Модельное распределение энергии в спектре аккреционного диска рассчитывалось по формулам, представленным в работе Тайленда (1977):

$$F_{\text{disk}}(\lambda) = \frac{2hc^2}{\lambda^5 d^2} \sin(i) \int_{R_1}^{R_{\text{disk}}} \frac{2\pi R}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda kT(R)}\right) - 1} dR,$$
$$T(R) = T_0 \left(\frac{R_1}{R}\right)^{0.25} \left[1 - \left(\frac{R_1}{R}\right)^{0.5}\right]^{0.25},$$

где R_1 — радиус горячего компонента, $R_{\rm disk}$ внешний радиус диска, d — расстояние до системы, i — угол наклона к лучу зрения. Предполагалось, что внутренний радиус аккреционного диска равен радиусу горячего компонента, а внешний радиус много больше радиуса горячего компонента, поэтому верхний предел интегрирования принимался равным $50R_1$ (Татарникова и др., 2009). Модельное распределение энергии в спектре аккреционного диска, представленное на рис. 4, рассчитано при следующих параметрах: расстояние до CSS 1102 составляет d = 5 кпк, $R_1 = 0.05 R_{\odot}$, температура $T_0 = 23\,000$ K, $i = 45^\circ$. Отметим, что модельная кривая не противоречит наблюдениям при значениях параметров из достаточно широких интервалов: $R_1 = 0.01 - 0.14$ R_{\odot} , температура $T_0 = 18\,000 - 60\,000$ К, $i > 15^{\circ}$ (величина угла *i* ограничена снизу, так как у системы наблюдается фликкер-эффект, а значит, видна внутренняя часть диска). Это связано с тем, что излучение аккреционного диска у CSS 1102 заметно лишь в малом интервале длин волн полученных спектров.

При расчете светимости диска считалось, что аккреционный диск геометрически тонкий. Тогда по формуле

$$L = 2 \int_{R_1}^{R_{\rm disk}} \sigma T(R)^4 2\pi R dR$$

находим светимость диска $L \approx 20-200 L_{\odot}$ (для приведенного выше диапазона параметров).

Как было сказано ранее, ответственными за быструю переменность блеска системы могут быть горячий компонент или аккреционный диск. В случае CSS 1102 горячий компонент можно исключить из рассмотрения, так как его вклад в суммарный поток в полосе *В* мал, а амплитуда наблюдаемого фликкер-эффекта составляет как минимум несколько процентов. Кроме того, наличие широких пиков в спектре мощности на рис. 2 указывает на аккреционную природу эффекта.

По спектру, представленному на рис. 4, можно оценить вклад различных компонентов в излучение системы в полосе пропускания фильтра *B* (3900–4900 Å): аккреционный диск $5.0 \times$ $\times 10^{-13}$ эрг/(cm^2 c), туманность — $3.1 \times$ $imes 10^{-14}$ эрг/(см² с), холодный компонент — $1.4 \times$ $\times 10^{-12}$ эрг/(см² с). Согласно данным фотометрических наблюдений, амплитуда фликкерэффекта составляла примерно 0.04^m (01.09.2020 г. и 10.07.2021 г.) и примерно 0.02^m (10.07.2021 г.). Следовательно, относительное изменение потока излучения аккреционного диска составляло соответственно 16, 14 и 8%.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе спектров, полученных 31 августа и 28 октября 2020 г. на 2.5-м телескопе КГО со спектрографом TDS, можно сделать вывод, что CSS 1102 является симбиотической звездой. Данные инфракрасных наблюдений, представленные в каталогах VizieR (Оксенбейн и др., 2000), показывают отсутствие ИК-избытка в распределении энергии, что позволяет отнести CSS 1102 к подклассу симбиотических звезд S-типа ("stellar"). При моделировании распределения энергии была получена оценка расстояния до системы 5 кпк и определены параметры компонентов системы: холодный компонент — звезда спектрального класса

S4.5/2 с абсолютной звездной величиной $M_V = -1.5$, туманность с электронной температурой $T_e = 10\,000$ К и мерой эмиссии 1.5×10^{13} см⁻⁵ и аккреционный диск с $T_0 = 18\,000-60\,000$ К, внутренним радиусом $R_1 = 0.01-0.14$ R_{\odot} и $i > 15^{\circ}$ (светимость $L \approx 20-200$ L_{\odot}).

По фотометрическим наблюдениям в полосах B, V, Rc, Ic 1 сентября и 27 октября 2020 г. были получены оценки блеска CSS 1102 (результаты приведены в табл. 1). За 57 дней блеск звезды изменился в полосах B, V, Rc примерно на 0.2^m , в полосе Ic — на 0.08^m .

По мониторингам в полосе *B*, проведенным 1 сентября 2020 г. и 10 июля 2021 г., у CSS 1102 был обнаружен фликкер-эффект — редкое явление у симбиотических звезд. Характерная величина изменения блеска 1 сентября 2020 г. $0.043^m \pm 0.010^m$, при характерном времени переменности 37 мин. Фликкер-эффект имел 10 июля 2021 г. два периода: 48 мин ($\Delta B = 0.039^m \pm 0.011^m$) и 10 мин ($\Delta B = 0.022^m \pm 0.011^m$). Исследования спектра показали, что быстрая переменность CSS 1102 может быть связана с наличием аккреционного диска в системе.

Работа выполнена при частичной поддержке междисциплинарной научно-образовательной школы Московского университета "Фундаментальные и прикладные исследования космоса". Н.А. Масленникова, А.М. Татарников и А.В. Додин благодарят Российский научный фонд (грант № 17-12-01241) за финансовую поддержку настоящей работы (обработка наблюдений, моделирование). Авторы благодарят команду проекта Gaia за возможность использования данных проекта. В данной работе использовалась система доступа к каталогам VizieR, CDS, Страсбург, Франция (DOI: 10.26093/cds/vizier).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Бейлер-Джонс и др. (C.A.L. Bailer-Jones, J. Rybizki, M. Fouesneau, M. Demleitner, and R. Andrae), Astron. J. **161**, 147 (2021).
- Бердников Л.Н., Белинский А.А., Шатский Н.И., Бурлак М.А., Иконникова Н.П., Мишин Е.О., Черясов Д.В., Жуйко С.В., Астрон. журн. 97, 284 (2020).
- 3. Боярчук А.А., Астрон. журн. 44, 1016 (1967).
- Команда Gaia, Браун и др. (Gaia Collaboration, A.G.A. Brown, A. Vallenari, T. Prusti, J.H.J. de Bruijne, C. Babusiaux, C.A.L. Bailer-Jones, M. Biermann, et al.), Astron. Astrophys. 616, A1 (2018).
- 5. Грин и др. (G.M. Green, E. Schlafly, C. Zucker, J.S. Speagle, and D. Finkbeiner), Astron. J. 887, 27 (2019).
- 6. Гроссманн, Морле (A. Grossmann and J. Morlet), SIAM J. Math. Anal. **15**, 723 (1984).

- 7. Джестер и др. (S. Jester, D.P. Schneider, G.T. Richards, R.F. Green, M. Schmidt, P.B. Hall, M.A. Strauss, B. Vanden, et al.), Astron. J. **130**, 873 (2005).
- 8. Заманов, Брух (R.K. Zamanov and A. Bruch), Astron. Astrophys. **338**, 988 (1998).
- Заманов и др. (R.K. Zamanov, S. Boeva, G. Latev, J.L. Sokoloski, K.A. Stoyanov, V. Genkov, S.V. Tsvetkova, T. Tomov, et al.), MNRAS: Lett. 457, L10 (2016).
- 10. Заманов и др. (R.K. Zamanov, S. Boeva, G.Y. Latev, J. Mart, D. Boneva, B. Spassov, Y. Nikolov, M.F. Bode, et al.), MNRAS **480**, 1363 (2018).
- Кандер и др. (A. Kunder, G. Kordopatis, M. Steinmetz, T. Zwitter, P.J. McMillan, L. Casagrande, H. Enke, J. Wojno, et al.), Astron. J. 153, 75 (2017).
- 12. Kaфкa (S. Kafka), Observations from the AAVSO International Database, https://www.aavso.org (2021).
- 13. Кинан, Бешар (Р.С. Keenan and Р.С. Boeshaar), Astroph. J. Suppl. Ser. **43**, 379 (1980).
- 14. Колотилов Е.А. Шенаврин В.И., Шугаров С.Ю., Юдин Б.Ф., Астрон. журн. **80**, 845 (2003).
- 15. Кузинс (A.W.J. Cousins), Mem. Royal Astron. Soc. 81, 25 (1976).
- 16. МакКонелл (D.J. MacConnell), Astron. Astroph Suppl. Ser. 48, 355 (1982).
- 17. Мурсет, Нуссбаумер (U. Murset and H. Nussbaumer), Astron. Astrophys. **282**, 586 (1994).

- 18. Оке (J.B. Oke), Astron. J. 99, 1621 (1990).
- 19. Оксенбейн и др. (F. Ochsenbein, P. Bauer, and J. Marcout), Astron. Astrophys. Suppl. Ser. 143, 23 (2000).
- Потанин С.А., Белинский А.А., Додин А.В., Желтоухов С.Г., Ландер В.Ю., Постнов К.А., Саввин А.Д., Татарников А.М. и др., Письма в Астрон. журн. 46, 894 (2020) [S.A. Potanin et al., Astron. Lrtt. 46, 837 (2020)].
- 21. Соколоски и др. (J.L. Sokoloski, L. Bildsten, and W.C.G. Ho), MNRAS **326**, 553 (2001).
- 22. Стивенсон (C.B. Stephenson), Publications of the Warner & Swasey Observatory (1984).
- 23. Тайленда (R. Tylenda), Astrophys. Space Sci. Lib. **65**, 57 (1977).
- Татарникова А.А., Татарников А.М., Есипов В.Ф., Колотилов Е.А., Письма в Астрон. журн. 35, 206 (2009) [А.А. Tatarnikova et al., Astron. Lett. 35, 182 (2009)].
- 25. Хенден и др. (A.A. Henden, M. Templeton, D. Terrell, T.C. Smith, S. Levine, and D. Welch), VizieR Online Data Catalog: AAVSO Photometric All Sky Survey (APASS) DR9 (2016).
- 26. Фекелидр. (F.C. Fekel, K.H. Hinkle, R.R. Joyce, and M.F. Skrutskie), Astron. J. **121**, 2 219 (2001).

РАЗЛИЧИЕ ХАРАКТЕРИСТИК СОЛНЕЧНЫХ МАКРОСПИКУЛ НА НИЗКИХ И ВЫСОКИХ ШИРОТАХ

© 2022 г. С. А. Богачёв^{1,2*}, И. П. Лобода^{1,2}, А. А. Рева^{1,2}, А. С. Ульянов^{1,2}, А. С. Кириченко^{1,2}

¹ Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия ²Институт космических исследований РАН, Москва, Россия Поступила в редакцию 28.09.2021 г. После доработки 15.11.2021 г.; принята к публикации 03.12.2021 г.

Исследованы 49 солнечных макроспикул, наблюдавшихся в 2010 г., на фазе роста солнечного цикла, на высоких (околополярных) и на низких широтах вблизи солнечного экватора. Мы нашли, что темп формирования макроспикул в пределах точности измерения не зависит от широты и составляет $\sim\!0.1~{\rm граg}^{-2}~{\rm v}^{-1}$. Одновременно установлено, что средняя высота макроспикул вблизи экватора и полюсов заметно различается. После устранения эффектов проекции нами получено значение 31.7 ± 0.2 тыс. км для макроспикул на низких широтах и 39.1 \pm 0.3 тыс. км для высокоширотных макроспикул.

Ключевые слова: макроспикулы, переходный слой Солнца.

DOI: 10.31857/S0320010822010028

ВВЕДЕНИЕ

Солнечные макроспикулы — это вертикальные структуры, наблюдающиеся на краю солнечного диска в вакуумной УФ-области спектра (чаще всего в линии ионизованного гелия Неп 304 Å, а также иных линиях переходного слоя солнечной атмосферы, таких как N_{IV} 765 Å и O_V 630 Å). Название "макроспикулы" было введено Бохлином и др. (1975) и явно указывает на сходство этих явлений с обычными солнечными спикулами, хорошо известными из наблюдений в оптическом диапазоне, прежде всего в линии $H\alpha$ (см., например, Бекерс, 1968, 1972). Действительно, и в том, и в другом случае речь идет о движениях солнечного вещества, которое сначала поднимается над поверхностью Солнца в виде относительно узкого столба, а затем опускается вниз. Макроспикулы, как это следует из названия, заметно больше по размеру, чем спикулы (достигают высоты ~ 70 тыс. км против ~ 10 тыс. км у обычных спикул), происходят реже, а главное, формируются на бо́льших высотах — не вплотную к фотосфере, а выше, на границе между переходным слоем и короной Солнца. Вещество макроспикул является заметно более горячим (с температурой примерно от 5×10^4 до 3×10^5 К, против температур в несколько тысяч кельвинов у спикул), поэтому основное их излучение лежит в вакуумном УФ-диапазоне, недоступном для наблюдения с поверхности Земли. Многочисленные дополнительные сведения о характеристиках макроспискул могут быть найдены в уже упоминавшейся работе Бохлина (1975), а также в работах Уитброу и др. (1976), Дере и др. (1989), Паренти и др. (2002), Беннета и Эрдели (2015), Кисса и др. (2017). Поперечный размер макроспикул оценивается как 3–16 тыс. км (у спикул от 0.3 до 1.5 тыс. км), максимальные скорости плазмы от 10 до 150 км/с (у спикул обычно не более 20–30 км/с), а времена жизни от 3 до 45 мин (у спикул 1–10 мин).

Вопрос о пространственном соответствии макроспикул и спикул изучен плохо. Напрашивается предположение, что макроспикулы являются внешними горячими оболочками обычных спикул. Против такого представления, однако, говорит существенная разница в количестве спикул и макроспикул. Первые образуют много более плотные ансамбли над фотосферой (особенно много их на границах конвективных ячеек); макроспикулы же — это, скорее, изолированные явления. Также есть существенная разница во временах жизни. По этой причине более вероятно, что речь идет о независимых явлениях, хотя, возможно, и близкой природы. В первом случае воздействие прилагается

^{*}Электронный адрес: bogachev@lebedev.ru

к более тяжелой и холодной фотосферной плазме, а во втором — к более разреженной и горячей плазме переходного слоя, что, вероятно, и объясняет разницу в размерах. Не исключено, впрочем, что в обоих случаях работают совершенно разные механизмы.

В целом обособить ансамбль макроспикул от иных солнечных явлений не так просто. В частности. в $H\alpha$ диапазоне спектра. помимо обычных спикул, наблюдаются также гигантские спикулы, размеры и времена жизни которых перекрываются с характеристиками макроспикул (см., например, Лусиф, 1994; Жанг и др., 2000). Также существуют наблюдения макроспикул (обычно в виде слабых аналогов) в области заметно более высоких температур, например, в линиях Ne_{VIII} 770 Å и Mg_{IX} 368 Å, формирующихся при 6.3×10^5 K и 106 К соответственно. Такие макроспикулы уже вплотную примыкают к гораздо более протяженным и горячим корональным джетам (см., например, Рауафи и др., 2016). Таким образом, вопрос корректной классификации спикулоподобных образований вблизи поверхности Солнца нетривиален. Вместе с тем основной ансамбль все же уверенно разделяется на группы (прежде всего по размерам и температуре плазмы).

Интерес к обычным солнечным спикулам связан, в частности, с возможностью использовать их для изучения мелкомасштабных волновых процессов у солнечной поверхности. Речь, в частности, идет о волновых процессах, способных греть корону Солнца. Так, альфвеновские волны (одни из кандидатов на механизм нагрева; см., например, обзор Штейна, Лейбахера, 1974) при распространении вверх в корону могут вызывать колебания спикул, что делает сами волны видимыми для наблюдателя. Для макроспикул такие колебания не наблюдались, и интерес к ним имеет иную природу. Макроспикулы, в частности, могут играть заметную роль в обмене плазмой и энергией между переходным слоем и солнечной короной. Поднимающееся в корону вещество может частично рассеиваться в ней (см., например, Лобода, Богачёв, 2017). Также может происходить нагрев корональной плазмы макроспикулами, например, когда их движение является сверхзвуковым. Можно сказать, что интерес к макроспикулам является частью современного интереса к мелкомасштабным явлениям разного типа и к их возможной роли в физике Солнца (см., например, Хадсон, 1991; Рева и др., 2012; Кириченко, Богачёв, 2017а,b; обзор Богачёв и др., 2020).

Солнечные макроспикулы наиболее хорошо наблюдаются в областях открытого магнитного поля, особенно в полярных корональных дырах. По этой причине это явление часто рассматривается как характерное для солнечных полюсов и для открытых магнитных структур (см., например, Бохлин, 1975; Дере, 1989). Вместе с тем признаки соответствующих движений плазмы можно обнаружить на любых широтах, вплоть до солнечного экватора, однако макроспикулы здесь поднимаются на меньшую высоту. То, что наблюдения макроспикул на низких широтах затруднены, приводит к снижению интереса к их изучению. Действительно, зачем наблюдать явление там, где оно видно плохо, если на Солнце много мест, где оно видно хорошо. Мы, однако, хотели бы посмотреть на этот вопрос под несколько иным углом. Мы полагаем, что изучение макроспикул как единого ансамбля может быть не вполне корректным. В частности, характеристики солнечных макроспикул могут зависеть от гелиошироты, т.е. различаться для спикул на высоких и низких широтах. Поскольку наиболее достоверно измеряемой характеристикой макроспикул является их высота, то разница в характеристиках макроспикул на разных гелиоширотах может быть установлена путем сравнения их высоты. Именно это — сравнительный анализ высоты макроспикул на низких и высоких широтах — и является предметом работы.

Статья построена стандартно. В следующем разделе мы даем описание экспериментальных данных, на которых построена работа. Далее изложены методы обработки, и затем — полученные результаты. В Заключении мы подводим краткие итоги исследования.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ДАННЫЕ И МЕТОДЫ ИХ ОБРАБОТКИ

Макроспикулы являются многочисленными и относительно мелкомасштабными явлениями, для изучения которых наиболее эффективны автоматические методы обработки. Соответствующие процедуры были ранее разработаны и описаны Лободой и Богачёвым (2015, 2017). Эти методы применялись и в данной работе.

Для исследования мы использовали изображения Солнца в линии He_{II} 304 Å, полученные прибором AIA на космической обсерватории SDO. Линия 304 Å формируется преимущественно в переходном слое Солнца при температуре $4 \times 10^4 - 2 \times 10^5$ K с максимумом на температуре 8×10^4 K (Кушман, Ранс, 1978; Томпсон, Брекке, 2000). Это находится в хорошем соответствии с температурой плазмы в солнечных макроспикулах. Телескопы AIA предоставляют наблюдения полного диска Солнца с высоким пространственным разрешением 0.6" и временным шагом 12 с. Для данной работы использовался массив данных AIA в линии He_{II} 304 Å, полученный 1 декабря 2010 г. с

Рис. 1. Пример наблюдения макроспикулы и изменения ее высоты со временем: пять последовательных изображений одной макроспикулы, полученные с шагом 1 мин. По оси *X* — расстояние вдоль поверхности Солнца; по оси *Y* — высота, отсчитываемая от уровня фотосферы.

00:00 UT по 06:00 UT. Так как характерное время жизни макроспикул не превышает 1 ч, выбранная продолжительность серии (6 ч) гарантировала возможность наблюдения макроспикул в течение всего времени их жизни для большинства зарегистрированных событий. Период наблюдений соответствовал фазе роста солнечного цикла и характеризовался умеренной солнечной активностью.

Процедуре обработки подвергалась примыкающая к краю Солнца кольцеобразная область высотой 80 тыс. км, где и наблюдаются макроспикулы. Отсчет производился от уровня фотосферы, который находился расчетным путем. Высота макроспикулы, для уменьшения ошибки, определялась по нескольким соседним кадрам вблизи ее максимального значения. На каждом отдельном кадре верхним краем макроспикулы считалась точка, где достигался минимум производной от интенсивности, измеренной вдоль оси макроспикулы. Эти значения приближались полиномиальной зависимостью, по точке максимума которой определялась максимальная высота макроспикулы.

В диапазоне высот от 0 до 10–15 тыс. км над поверхностью Солнца практически невозможно различить отдельные структуры, так как макроспикулы сливаются из-за многочисленного переналожения в сплошной фон. Выше этой границы макроспикулы уже хорошо различаются на фоне окружающей разреженной короны. При сравнении серий изображений хорошо видна динамика плазмы в макроспикулах: фаза подъема и фаза опускания. Пример такого наблюдения показан на рис. 1. В целом для макроспикул характерно параболическое движение, что кажется естественным для свободного движения плазмы в однородном гравитационном поле. Вместе с тем анализ показывает наличие отклонений в траектории движения плазмы от расчетного движения для известной гравитационной силы у солнечной поверхности (см., подробнее, Лобода, Богачёв, 2019).

Всего в указанный период нами было выделено 49 макроспикул, распределенных преимущественно в полярных солнечных областях, а также на низких широтах на западном краю Солнца. Восточный край был исключен из анализа, так как на нем присутствовали крупные активные области, препятствующие исследованию мелкомасштабных структур.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Так как число изученных макроспикул, 49, является небольшим, их статистический анализ может быть проведен только с существенными погрешностями. По этой причине все полученные ниже результаты приведены со значениями погрешностей, основным источником которых является недостаток статистики. Одновременно это один из самых больших ансамблей макроспикул, обработанный в рамках одного исследования. Заметно большее число макроспикул (в обоих случаях около 350)



Рис. 2. Распределение исследованных макроспикул по гелиошироте (угол в градусах от солнечного экватора до места формирования макроспикулы). Ось *X* — широта; ось *Y* — максимальная высота макроспикулы над видимым краем солнечного диска. Продольная пунктирная линия — примерная граница, выше которой различаются отдельные макроспикулы. Показаны ширина (в градусах) и число макроспикул для четырех плотных наблюдавшихся групп. Группа вблизи полюса зарегистрирована в корональной дыре.

изучено, вероятно, только в Кисс и др. (2018) и Лободой и Богачёвым (2019), но за более продолжительный интервал наблюдений: с 2010 по 2016 г. в первой работе и с 2010 по 2015 г. — во второй. В таких случаях на результат измерений может влиять изменение уровня солнечной активности. По этой причине мы полагаем, что рост погрешности (из-за меньшего числа событий) в нашей работе компенсируется однородностью измерений, так как все они получены примерно в одно и то же время.

Ниже на рис. 2 показано распределение 49 изученных макроспикул по солнечной широте без разделения на северное/южное, а также западное/восточное полушария. Для каждого события показана его максимальная высота. Пунктирной линией отмечена приблизительная граница, ниже которой макроспикулы не различаются из-за высокой плотности фонового излучения. Разделение макроспикул на четыре ансамбля является условным и возникло в результате обработки. В интервалах, где макроспикул нет, отсутствовали условия для их регистрации из-за активных областей или иных эмиссионных структур (в основном, протуберанцев). Первые два ансамбля, расположенные в диапазонах 8.5°-10.0° и 27.8°-33.6°, а также изолированную макроспикулу на широте 14.9° мы относим к низкоширотным макроспикулам, а два последних ансамбля в диапазонах 67.7°-75.2° и 78.8°-89.9° — к высокоширотным. В первой, низкоширотной, группе содержатся 16 макроспикул; во второй, высокоширотной, — 33 макроспикулы. Отметим, что все высокоширотные события были зарегистрированы в полярных корональных дырах (северной или южной). Все низкоширотные события относились к спокойной короне. Сведения по двум выделенным нами ансамблям макроспикул приведены в табл. 1. Частота формирования макроспикул определялась делением их числа на занимаемый ими угол на солнечном лимбе. С учетом погрешности мы не обнаружили существенной разницы в частоте формирования макроспикул на низких и высоких широтах. Средняя высота макроспикул в полярных областях, напротив, кажется

Группа	Расположение	Число макроспикул	Средняя высота, тыс. км	Частота формирования, шт. град ⁻¹ ч ⁻¹
Низкоширотные (экваториальные)	8.5°-10.0° 14.9° 27.8°-33.6°	16	22.3 ± 4.2	4.1 ± 1.1
Высокоширотные (полярные)	67.7°-75.2° 78.8°-89.9°	33	27.9 ± 5.7	3.6 ± 0.6

Таблица 1. Основные группы макроспикул, исследованные в работе

заметно большей, чем для экваториальных, хотя диапазоны частично перекрываются. Результаты измерения, таким образом, предварительно оказались в соответствии с нашим предположением, что макроспикулы должны формироваться с одинаковой эффективностью на низких и высоких широтах, однако могут различаться по высоте.

Приведенная в табл. 1 средняя высота макроспикул должна быть завышенной, так как из наблюдений выпадают макроспикулы малого размера. Чтобы сделать выводы о реальных характеристиках низкоширотных и высокоширотных групп макроспикул, мы предположили, что их распределение по высоте h является распределением Гаусса со средним значением h_0 и дисперсией σ :

$$f(h) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{(h-h_0)^2}{2\sigma^2}\right].$$
 (1)

Сравнив распределение f(h) с экспериментальными значениями, можно найти наиболее вероятные значения h_0 и σ .

Чтобы снизить влияние дискретности измерений на результат, мы сделали переход от обычной к интегральной функции распределения $\Phi(h)$, которая определяет вероятность нахождения высоты макроспикулы в диапазоне высот от 0 до h. Функция $\Phi(h)$ связана с функцией (1) формулой

$$\Phi(h) = \int_{0}^{h} f(t)dt = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \int_{0}^{h} \times$$
(2)

$$\times \exp\left[-\frac{(t-h_0)^2}{2\sigma^2}\right] dt.$$

Используя замену переменных

$$x = \frac{t - h_0}{\sqrt{2}\sigma},\tag{3}$$

формула (2) может быть преобразована к виду

$$\Phi(h) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-h_0/\sqrt{2}\sigma}^{(h-h_0)/\sqrt{2}\sigma} \exp(-x^2) \, dx, \qquad (4)$$

после чего может быть выражена через функцию ошибок erf(x), присутствующую в большинстве математических программ:

$$\Phi(h) = \frac{1}{2} \left[\operatorname{erf} \left(\frac{h - h_0}{\sqrt{2\sigma}} \right) + \operatorname{erf} \left(\frac{h_0}{\sqrt{2\sigma}} \right) \right].$$
 (5)

Эта формула сравнивалась нами с экспериментальными интегральными распределениями, которые были измерены в ходе работы. Результаты приведены на рис. З. Треугольниками показано экспериментальное интегральное распределение для высокоширотных макроспикул, а крестами — распределение для низких широт. Соответствующее экспериментальное распределение нормировалось в диапазон от 0 до 1, после чего проводился поиск его наилучшего соответствия с функцией $\Phi(h)$. Краткие сведения по использовавшемуся методу оптимизации приведены в Приложении к работе. Результаты оптимизации, распределения $\Phi(h)$, для обеих групп макроспикул, показаны на верхней панели рис. З гладкими кривыми (сплошная для высокоширотных макроспикул и пунктирная для низкоширотных). На нижней панели рис. З показаны соответствующие нормальные распределения Гаусса для двух групп макроспикул. Результаты интерполяции (параметры h_0 и σ с погрешностями) для обеих групп приведены в табл. 2. Как и ожидалось, средние высоты макроспикул по результатам интерполяции оказались ниже, чем по экспериментальным данным, за счет более корректного учета событий малой высоты. Погрешности параметров h_0 и σ , приведенные в табл. 2, рассчитывались, исходя из разброса точек. Возможные погрешности индивидуальных измерений во внимание не принимались.

ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Проведенное в работе исследование показывает, что солнечные макроспикулы действительно могут быть разделены на две группы, а именно, на высокоширотные (на широте выше 45°) и низкоширотные (ниже 45°). Частота формирования макроспи-



Рис. 3. (а) — Экспериментальные интегральные распределения макроспикул, наблюдаемых на высоких (треугольники) и низких (кресты) солнечных широтах, и их приближение теоретической функцией $\Phi(h)$ (формула (2)). (б) — Распределения Гаусса для высокоширотных (сплошная линия) и низкоширотных (пунктир) макроспикул, построенные для найденных в ходе интерполяции параметров h_0 и σ .

кул в обоих группах примерно совпадает. В проекции на картинную плоскость для макроспикул на высоких широтах она составляет ~4.1 град⁻¹ ч⁻¹, а на низких ~3.6 град⁻¹ ч⁻¹. Средняя измеренная высота для высокоширотных макроспикул составила 26.1 ± 0.2 тыс. км, что заметно отличается

от средней высот макроспикул на низких широтах, 21.1 ± 0.1 тыс. км.

Так как измерения макроспикул производились в проекции на картинную плоскость, фактическая высота макроспикул должна быть выше наблюдаемой. Проведем простые оценки. Измеренная вы-

Группа	Число макроспикул	Средняя высота h_0 , тыс. км	Стандартное отклонение $\sigma,$ тыс. км
Низкоширотные (экваториальные)	16	21.1 ± 0.1	4.3 ± 0.2
Высокоширотные (полярные)	33	26.1 ± 0.2	4.5 ± 0.2

Таблица 3. Характеристики макроспикул после пересчета

Группа	Фактическая средняя высота H_0 , тыс. км	Частота формирования F , град $^{-2}$ ч $^{-1}$
Низкоширотные (экваториальные)	31.7 ± 0.2	0.12 ± 0.03
Высокоширотные (полярные)	39.1 ± 0.3	0.09 ± 0.02

сота макроспикулы h над краем солнечного диска связана с ее фактической высотой H соотношением

$$H = \frac{h+R}{\cos\alpha} - R \approx h + R\frac{\alpha^2}{2},\tag{6}$$

где R — радиус Солнца, а α — смещение макроспикулы по долготе от видимого края Солнца (малый угол). Усредним данное соотношение по углу α ; при этом обозначим $H_0 = \langle H \rangle$, а $h_0 = \langle h \rangle$ (высота h_0 равна измеренной выше, а высота H_0 представляет собой искомую фактическую высоту макроспикул):

$$H_0 = h_0 + \frac{R}{2} \langle \alpha^2 \rangle. \tag{7}$$

Усреднение угла α производится в диапазоне от 0 до предельного угла α_0 , при котором спикулы перестают быть видны над лимбом. При усреднении в таком диапазоне, $\langle \alpha^2 \rangle = \alpha_0^2/3$. Предельный угол α_0 , при котором спикулы со средней высотой H_0 перестают быть видны над краем Солнца, можно определить, положив в формуле (6) значение $H = H_0$, а h = 0. Тогда

$$\alpha_0^2 \approx 2 \frac{H_0}{R}.$$
 (8)

Собирая все вместе, получаем, что измеренная средняя высота макроспикул, h_0 , и их фактическая высота H_0 связаны соотношением

$$H_0 \approx \frac{3}{2}h_0. \tag{9}$$

Аналогично пересчитаем частоту формирования макроспикул. Обозначим ранее полученную частоту (измеренную в картинной плоскости над лимбом) как f. Соответствующие экспериментальные значения приведены в табл. 1. Учтем, что над краем Солнца видны спикулы, приблизительно формирующиеся в диапазоне углов $\pm \alpha_0$ относительно лимба (формула (8)). Отсюда можно рассчитать фактическую частоту формирования макроспикул (обозначим ее F) в пересчете на квадратный градус солнечной поверхности:

$$F = \frac{f}{2\alpha_0} = f \frac{\pi}{360} \sqrt{\frac{R}{2H_0}}.$$
 (10)

Результаты расчетов приведены в табл. 3.

В заключение оценим энергию, которая затрачивается на формирование одной макроспикулы. Положим, что макроспикулы имеют средний поперечный размер $L_0 \approx (5-10) \times 10^8$ см и концентрацию плазмы $n_0 \approx (0.5-2) \times 10^{10}$ см⁻³ (см., например, Уитброу и др., 1976; Дере и др., 1989; Херманз, Мартин, 1986). Для формирования столба плазмы с такими характеристиками и средней высотой H_0 (табл. 3) в однородном гравитационном поле $g_0 \approx$ $\approx 2.7 \times 10^4$ см с⁻², требуется затратить энергию

$$W_0 = \frac{1}{2} n_0 m_p g_0 L_0^2 H_0^2, \qquad (11)$$

где $m_p = 1.67 \times 10^{-24}$ г — масса протона. Для экваториальных макроспикул со средней высотой $H_0 = 31.7$ тыс. км получается $W_0 = (0.3-4.5) \times 10^{27}$ эрг. Для макроспикул в полярных областях, где $H_0 = 39.1$ тыс. км, вычисления дают $W_0 = (0.4-6.9) \times 10^{27}$ эрг. Полученные значения сопоставимы с энергиями слабых солнечных микровспышек и примерно на 1–2 порядка выше энергии отдельных нановспышек (см., например, Кириченко, Богачёв, 2013; Ульянов и др., 2019).

Отметим, что похожая величина может быть получена и из оценок магнитной энергии, запасае-

мой в переходном слое перед формированием макроспикулы. Полагая, что объем соответствующей области примерно равен L_0^3 , а магнитное поле $B \sim \sim 10$ Гс, получаем

$$W_B = \frac{B^2}{8\pi} L_0^3 \sim (0.5 - 4.0) \times 10^{27} \text{ spr.}$$
(12)

Разброс значений энергии соответствует естественному разбросу в поперечном размере макроспикул L_0 , а также неопределенностью в концентрации плазмы n_0 .

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект 21-72-10157).

ПРИЛОЖЕНИЕ

Приведем краткие сведения по экстраполяции экспериментальных функций $\Phi(h)$. Для экстраполяции мы использовали метод оптимизации Левенберга-Марквардта (см., например, Марквардт, 1963), который реализован в виде программных кодов во многих библиотеках. Мы использовали для расчетов язык IDL6.0 (соответствующая функция в нем называется LMFIT, код — lmfit.pro). Для применения кода требуется подготовительная работа по определению частных производных искомой функции (в нашем случае $\Phi(h)$) по каждому параметру, по которому производится оптимизация (в нашем случае это средняя высота h_0 и ее стандартное отклонение σ). Ниже приведены расчеты для этих производных, которые могут быть полезны в аналогичных исследованиях.

Исходная функция $\Phi(h)$ определена в работе как

$$\Phi(h) = \frac{1}{2} \left[\operatorname{erf} \left(\frac{h - h_0}{\sqrt{2}\sigma} \right) + \operatorname{erf} \left(\frac{h_0}{\sqrt{2}\sigma} \right) \right]. \quad (13)$$

Для определения ее производных воспользуемся известной формулой для производной функции ошибок

$$\frac{d}{dx}\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}}\exp\left(-x^2\right). \tag{14}$$

Проведем вычисления частной производной по h_0 :

$$\frac{d\Phi}{dh_0} = \frac{1}{2} \frac{2}{\sqrt{\pi}} \exp\left[-\frac{(h-h_0)^2}{2\sigma^2}\right] \left(-\frac{1}{\sqrt{2}\sigma}\right) + (15) + \frac{1}{2} \frac{2}{\sqrt{\pi}} \exp\left(-\frac{h_0^2}{2\sigma^2}\right) \left(\frac{1}{\sqrt{2}\sigma}\right).$$

Окончательно:

$$\frac{d\Phi}{dh_0}(h) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} \left[\exp\left(-\frac{h_0^2}{2\sigma^2}\right) - (16) \right]$$

$$-\exp\left(-\frac{(h-h_0)^2}{2\sigma^2}\right)\right].$$

Аналогично для частной производной по σ :

$$\frac{d\Phi}{d\sigma} = \frac{1}{2} \frac{2}{\sqrt{\pi}} \exp\left[-\frac{(h-h_0)^2}{2\sigma^2}\right] \left(-\frac{h-h_0}{\sqrt{2\sigma^2}}\right) + (17)$$
$$+ \frac{1}{2} \frac{2}{\sqrt{\pi}} \exp\left(-\frac{h_0^2}{2\sigma^2}\right) \left(-\frac{h_0}{\sqrt{2\sigma^2}}\right).$$

После незначительного упрощения имеем

$$\frac{d\Phi}{d\sigma}(h) = -\frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \left[h_0 \exp\left(-\frac{h_0^2}{2\sigma^2}\right) + (18) + (h - h_0) \exp\left(-\frac{(h - h_0)^2}{2\sigma^2}\right) \right].$$

Формулы (13), (16) и (18) в совокупности содержат всю необходимую информацию для применения метода. В качестве начального набора параметров для оптимизации использовались данные из табл. 1: для низкоширотных макроспикул $h_0 = 22.3$ и $\sigma = 4.2$ тыс. км; для высокоширотных макроспикул $h_0 = 27.9$ и $\sigma = 5.7$ тыс. км.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Бекерз (J.M. Beckers), Solar Phys. 3, 367 (1968).
- Бекерз (J.M. Beckers), Ann. Rev. Astron. Astrophys. 10, 73 (1972).
- Беннет, Эрдели (S.M. Bennett and R. Erdélyi), Astrophys. J. 808, 135 (2015).
- 4. Богачёв и др. (S.A. Bogachev, A.S. Ulyanov, A.S. Kirichenko, I.P. Loboda, and A.A. Reva), Phys. Usp. **63**, 783 (2020).
- 5. Бохлин и др. (J.D. Bohlin, S.N. Vogel, J.D. Purcell, N.R. Sheeley, Jr., R. Tousey, and M.E. Vanhoosier), Astrophys. J. Lett. **197**, L133 (1975).
- 6. Дере и др. (К.Р. Dere, J.-D.F. Bartoe, G.E. Brueckner, J.W. Cook, and D.G. Socker), Solar Phys. **119**, 55 (1989).
- 7. Жанг и др. (J. Zhang, J. Wang, C.-Y. Lee, and H. Wang), Solar Phys. **194**, 59 (2000).
- 8. Кириченко, Богачёв (A.S. Kirichenko and S.A. Bogachev), Solar Phys. **292**, 1 (2017а).
- 9. Кириченко, Богачёв (A.S. Kirichenko, and S.A. Bogachev), Astrophys. J. Lett. **840**, 45 (2017b).
- Кириченко А.С., Богачёв С.А., Письма в Астрон. журн. **39**, 884 (2013) [А.S. Kirichenko and S.A. Bogachev, Astron. Lett. **39**, 797 (2013)].
- 11. Кисс и др. (T.S. Kiss, N. Gyenge, and R. Erdélyi), Astrophys. J. 835, 47 (2017).
- 12. Кисс и др. (T.S. Kiss, N. Gyenge, and R. Erdélyi), Adv. Space Res. **61(2)**, 611 (2018).
- 13. Кушман, Ренс (G.W. Cushman and W.A. Rense), Solar Phys. **58**, 299 (1978).
- 14. Лобода, Богачёв (I.P. Loboda and S.A. Bogachev), Solar Phys. **290**, 1963 (2015).

ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 48 № 1 2022

- 15. Лобода, Богачёв (I.P. Loboda and S.A. Bogachev), Astron. Astrophys. **597**, 78 (2017).
- 16. Лобода, Богачёв (I.P. Loboda and S.A. Bogachev), Astrophys. J. **871**, 230 (2019).
- 17. Лусиф (M.L. Loucif), Astron. Astrophys. 281, 95 (1994).
- 18. Марквардт (D. Marquardt), SIAM J. Appl. Math. **11(2)**, 431 (1963).
- 19. Паренти и др. (S. Parenti, B.J.I. Bromage, and G.E. Bromage), Astron. Astrophys. **384**, 303 (2002).
- 20. Рауафи и др. (N.E. Raouafi, S. Patsourakos, E. Pariat, P.R. Young, A.C. Sterling, A. Savcheva, M. Shimojo, F. Moreno-Insertis, et al.), Sp. Sci. Rev. **201**, 1 (2016).
- 21. Рева и др. (A. Reva, S. Shestov, S. Bogachev, and S. Kuzin), Solar Phys. **276**, 97 (2012).
- 22. Томпсон, Брекке (W.T. Thompson and P. Brekke), Solar Phys. **195**, 45 (2000).
- 23. Уитброу, Нойз (G.L. Withbroe and R.W. Noyes), Ann. Rev. Astron. Astrophys. **15**, 363 (1977).

- 24. Уитброу и др. (G.L. Withbroe, D.T. Jaffe, P.V. Foukal, M.C.E. Huber, R.W. Noyes, E.M. Reeves, E.J. Schmahl, J.G. Timothy, and J.E. Vernazza), Astrophys. J. **203**, 528 (1976).
- 25. Ульянов и др. (A.S. Ulyanov, S.A. Bogachev, I.P. Loboda, A.A. Reva, and A.S. Kirichenko), Solar Phys. **294**, 1 (2019a).
- 26. Ульянов А.С., Богачев С.А., Рева А.А., и др., Письма в Астрон. журн. **45**, 290 (2019) [A.S. Ulyanov, S.A. Bogachev, A.A. Reva, A.S. Kirichenko, and I.P. Loboda, Astron. Lett. **45**, 248 (2019b)].
- 27. Хадсон (H.S. Hudson), Solar Phys. 133, 357 (1991).
- 28. Херманз, Мартин (L.M. Hermans and S.F. Martin), NASA Publ. CP **2442**, 369 (1986).
- 29. Штейн, Лейбахер (R.F. Stein and J. Leibacher), Annu. Rev. Astron. Astrophys. **12**, 407 (1974).

МЕТОДИКА РАСЧЕТА ПАРАМЕТРОВ СЕРИИ "БОЛЬШИХ" КОРРЕКЦИЙ ТРАЕКТОРИИ ПОЛЕТА КА "СПЕКТР-РГ" ДЛЯ УЛУЧШЕНИЯ ЕГО РАДИОВИДИМОСТИ

© 2022 г. Е. А. Михайлов¹, С. А. Аксенов^{2,3}, Г. С. Заславский⁴, П. В. Мжельский¹, А. В. Погодин^{1*}

¹Акционерное общество "Научно-производственное объединение им. С.А. Лавочкина", Химки, Россия

²Национальный исследовательский университет "Высшая школа экономики", Москва, Россия

³Институт космических исследований РАН, Москва, Россия ⁴Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, Москва, Россия

Поступила в редакцию 10.12.2021 г.

После доработки 28.12.2021 г.; принята к публикации 28.12.2021 г.

Представлена принятая методика расчета серий коррекций рабочей орбиты космической обсерватории "Спектр-РГ" для улучшения условий радиовидимости КА с российских наземных станций. Также описывается альтернативная, более эффективная методика. Проводится сравнение результатов применения обеих методик.

Ключевые слова: Спектр-РГ, коллинеарные точки либрации, задача трех тел, изменение параметров квазипериодической орбиты.

DOI: 10.31857/S0320010822010065

ВВЕДЕНИЕ

Рабочей орбитой космической обсерватории "Спектр-РГ" (запуск в 2019 г.) является квазипериодическая орбита (КПО) относительно точки либрации L_2 системы Солнце-Земля. Согласно техническому заданию, срок активного существования космического аппарата (КА) составляет не менее 6.5 лет.

Перенос пуска с номинальной даты старта 21.06.2019 на 13.07.2019 ухудшил условия радиовидимости КА с командно-измерительных пунктов (КИП) из состава наземного комплекса управления (HKУ), что могло привести к потере научных данных, к затруднениям в управлении КА и, следовательно, к снижению надежности миссии в целом. Поэтому было принято решение (осень 2020 г.) о проведении серии так называемых "больших" коррекций рабочей КПО КА. Целью этих коррекций является обеспечение в пределах времени гарантированного активного существования приемлемой минимальной длительности суточного сеанса связи с КА. В связи с этим стала актуальной проблема определения баллистических параметров серии "больших" коррекций при заданном ограничении сверху на величину характеристической скорости каждой коррекции. В основном решению этой проблемы посвящена настоящая статья.

При выборе параметров коррекций рассматривались два критерия: уменьшение выхода орбиты из плоскости эклиптики в сторону Южного полюса мира и увеличение суммарной минимальной ежесуточной радиовидимости КА с КИП "Уссурийск" в 2022–2023 гг.

Дата проведения коррекции существенно влияет на другие параметры коррекции, а также на приведенные выше критерии. В статье представлены две методики выбора дат "больших" коррекций. Приведены их сравнительные характеристики. Кроме того, для удобства читателя в статье с необходимой подробностью представлена номинальная траектория полета КА и характеристики его наблюдаемости с КИП НКУ.

НОМИНАЛЬНАЯ ТРАЕКТОРИЯ

Траектория движения КА "Спектр-РГ" представляется в системе координат $X_{L_2}Y_{L_2}Z_{L_2}$ с центром в точке либрации L_2 системы Солнце-Земля. Ось X_{L_2} этой системы координат направлена на

^{*}Электронный адрес: PogodinAV@laspace.ru



Рис. 1. Система координат $X_{L_2}Y_{L_2}Z_{L_2}$.



Рис. 2. Номинальная траектория КА "Спектр-РГ" в проекции на плоскость $X_{L_2}Y_{L_2}$.

Солнце, ось Z_{L_2} ортогональна плоскости эклиптики и направлена в сторону Северного полюса мира, а ось Y_{L_2} дополняет систему до правой (рис. 1).

На рис. 2 и 3 представлены номинальная траектория КА "Спектр-РГ" в окрестности точки L_2 и траектория перелета на нее в проекциях на плоскости $X_{L_2}Y_{L_2}$ и $Y_{L_2}Z_{L_2}$.

Следует отметить, что номинальная траектория

состоит из пассивных участков, между которыми имеются активные участки, где непрерывно работает бортовая двигательная установка. На каждом активном участке двигательная установка создает тягу в заданном для него направлении. Длительность каждого активного участка траектории пренебрежимо мала по сравнению с длительностью следующего за ним пассивного участка траектории.



Рис. 3. Номинальная траектория КА "Спектр-РГ" в проекции на плоскость $Y_{L_2}Z_{L_2}$.



Рис. 4. Положение точки либрации L₂, КА и Солнца в летнее солнцестояние.

Одним из основных требований к номинальной траектории КА "Спектр-РГ" является обеспечение условий ежесуточной радиовидимости КА с задействованных КИП "Медвежьи Озера" и "Уссурийск", которые располагаются на территории РФ, т.е. в северном полушарии Земли.

Размещение КА непосредственно в точке либрации L_2 нежелательно, поскольку в этом случае он затеняется Землей, что неприемлемо для работы

бортовой аппаратуры. Рабочая КПО КА "Спектр-РГ" строится таким образом, чтобы избегать зоны затенения на протяжении всего срока активного существования. Вследствие неустойчивости точки либрации L_2 (Ляпунов, 1956) длительное пребывание КА на этой орбите обеспечивается регулярным проведением коррекций поддержания (не чаще, чем один раз в 1.5 мес) (Эйсмонт и др., 2020). При этом модуль характеристической скорости коррекции не превосходит величины около 1.5 м/с (Ильин и др., 2013).

В точке L₂ наихудшие условия радиовидимости с задействованных северных КИП наступают в момент летнего солнцестояния. В это время Солнце достигает максимального выхода из плоскости земного экватора в сторону Северного полюса мира, а точка L_2 , соответственно, — в сторону Южного полюса мира. Точки выбранной КПО КА "Спектр-РГ" лежат как выше, так и ниже плоскости эклиптики. Наилучшим положением КА для его радиовидимости с задействованных КИП во время летнего солнцестояния является крайняя точка в положительном направлении по оси Z_{L_2} (рис. 4). Поскольку условный период рассматриваемой КПО составляет ~180 сут, то в момент зимнего солнцестояния положение КА будет также характеризоваться большим выходом из плоскости эклиптики в положительном направлении по оси Z_{L_2} .

Следовательно, номинальная траектория КА "Спектр-РГ" выбиралась таким образом, чтобы в моменты летнего и зимнего солнцестояния он находился в крайней точке в положительном направлении по оси Z_{L_2} .

По направлению большего выхода из плоскости эклиптики КПО можно разделить на два типа: северные орбиты (с большим выходом из плоскости эклиптики в сторону Северного полюса мира) и южные орбиты (с бо́льшим выходом в сторону Южного полюса мира) (Мжельский, Михайлов, 2018). На рис. 5 и 6 изображены проекции на плоскость $Y_{L_2}Z_{L_2}$ траекторий перелета и условнопериодических траекторий полета КА на северных и южных КПО. Красными точками обозначены проекции точек положения КА на 100-е сут от старта, что условно соответствует моментам времени его выхода на КПО в районе точки либрации. Видно, что в эти моменты КА находится близко к крайним точкам по оси Z_{L_2} в отрицательном и положительном направлениях соответственно. Следовательно, даты старта КА "Спектр-РГ" выбирались таким образом, чтобы выход КА на КПО был близок к летнему или зимнему солнцестоянию.

Поскольку "Медвежьи Озера" является самым северным из задействованных КИП и, следовательно, имеет наихудшие условия ежесуточной (на интервале 24 ч) радиовидимости, номинальная дата старта КА "Спектр-РГ" выбиралась из условия обеспечения ежесуточной радиовидимости с этого КИП в течение всего срока активного существования.

С учетом всего вышесказанного были рассчитаны соответствующие окна старта КА для северных и южных орбит (Мжельский, Михайлов, 2018). Однако по техническим причинам пуск состоялся в дату, расположенную вне этих рассчитанных окон старта, что привело к ухудшению условий радиовидимости даже для номинальной траектории полета КА в эту дату. На рис. 7 видно, что ежесуточная радиовидимость КА "Спектр-РГ" с КИП "Медвежьи Озера" имеет разрывы продолжительностью от 20 дней до полутора месяцев, повторяющиеся с периодичностью один раз в год. Кроме того, в 2022—2023 гг. минимальная ежесуточная радиовидимость с КИП "Уссурийск" может достигать значений менее 1 ч (по углу места 7°).

Для штатной работы по имеющейся технологии взаимодействия наземных служб с КА необходимо обеспечить его ежесуточную непрерывную радиовидимость (по углу места 7°) длительностью не менее ~4 ч. В этой связи было принято решение о проведении серии так называемых "больших" коррекций орбиты КА "Спектр-РГ", призванных обеспечить условия радиовидимости КА с КИП "Уссурийск".

ПРИНЯТАЯ МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ СЕРИИ "БОЛЬШИХ" КОРРЕКЦИЙ

Из рис. 4 следует, что наихудшие условия радиовидимости КА с задействованных КИП наступают тогда, когда КА достигает крайней точки своей траектории в сторону Южного полюса мира (в отрицательном направлении по оси Z_{L_2}) в момент летнего или зимнего солнцестояния. Следовательно, для улучшения условий радиовидимости необходимо проведение коррекции, уменьшающей выход орбиты из плоскости эклиптики в сторону Южного полюса мира. В связи с имеющим место ограничением на время непрерывной работы двигательной установки, а также с учетом технологии управления КА, рабочая орбита должна корректироваться несколькими включениями двигательной установки. Логично эти включения распределить по витку некоторым оптимальным образом.

По итогам ознакомления с работами (Каналиас Вила, 2007; Каналиас, Масдемонт, 2004; Гомес и др., 2001; Гомес, Маркот, 2005; Хешлер, Кобос, 2002; Ховелл, Хидэй-Джонстон, 1994; Жорба, Масдемонт, 1999; Ричардсон, 1980; Трумэн, Ворфолк, 1996) была выбрана методика, описанная Каналиас Вила (2007, с. 29) и Хешлер, Кобос (2002, с. 123). В данной методике указывается, что оптимальным моментом проведения коррекции по уменьшению амплитуды выхода из плоскости эклиптики является момент пересечения КА плоскости эклиптики. Это условие (учитывая, что период КПО составляет ~180 сут) будет выполняться примерно каждые три месяца. При этом импульс следует выдавать в направлении, противоположном составляющей скорости по оси Z_{L_2}



Рис. 5. Проекция на плоскость $Y_{L_2}Z_{L_2}$ траектории перелета и условно-периодической траектории полета КА в окрестности северной КПО.



Рис. 6. Проекция на плоскость $Y_{L_2}Z_{L_2}$ траектории перелета и условно периодической траектории полета КА в окрестности южной КПО.

в момент проведения коррекции. Соответственно, чем больше будет величина выдаваемых импульсов, тем меньшим будет выход измененной орбиты КА из плоскости эклиптики, и тем лучше будут условия радиовидимости КА "Спектр-РГ" с КИП "Уссурийск".

ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 48 № 1 2022



Рис. 7. Продолжительность ежесуточной радиовидимости КА "Спектр-РГ" на номинальной КПО с задействованных КИП (по углу места 7°).

Однако указанная методика в том виде, в котором она описана в литературе, может быть применима только к орбитам Лиссажу в рамках круговой ограниченной задачи трех тел. В действительности КА "Спектр-РГ" при движении испытывает гравитационные воздействия не только от Земли и Солнца, но и от других небесных тел. Кроме того, необходимо учитывать их реальное движение. Также заметное влияние на движение КА оказывает сила светового давления от Солнца. Поэтому предполагаемые приращения скорости в результате исполнения "больших" коррекций должны быть дополнительно уточнены с целью увеличения срока пребывания КА в окрестности точки либрации L_2 после проведения коррекции, что приводит к появлению составляющих импульсов по осям X_{L2} и Y_{L2}. Таким образом, оптимальный момент проведения коррекций будет располагаться вблизи момента пересечения орбиты плоскости эклиптики, но не совпадать с ним.

В итоге был принят следующий критерий выбора дат проведения серии "больших" коррекций: выход орбиты КА из плоскости эклиптики в сторону Южного полюса мира ($Z_{L_2}^{\min}$) на ближайшем следующем достижении $Z_{L_2}^{\min}$. Для оптимальной даты критерий должен быть минимальным. Основным направлением выдачи корректирующего импульса при этом является направление, противоположное составляющей скорости по оси Z_{L_2} , которое надо дополнительно уточнять.

СЦЕНАРИЙ ПРОВЕДЕНИЯ СЕРИИ "БОЛЬШИХ" КОРРЕКЦИЙ

Для достижения приемлемых условий радиовидимости КА в 2022–2023 гг. было рассмотрено несколько вариантов проведения серии коррекций по указанной выше методике. При этом величина приращения скорости за счет однократной непрерывной работы двигательной установки была ограничена сверху значением 12 м/с (в связи с ограничением на максимальную продол-

Таблица 1. Выбранный сценарий проведения серии "больших" коррекций

Дата выдачи импульса	Величина импульса, м/с	Основное направление выдачи импульса
05.10.2020	3	$+Z_{L_{2}}$
23.11.2020	6	$-Z_{L_{2}}$
28.02.2021	6	$+Z_{L_{2}}$
22.05.2021	6	$-Z_{L_{2}}$
02.09.2021	6	$+Z_{L_{2}}$
23.11.2021	6	$-Z_{L_{2}}$
02.03.2022	6	$+Z_{L_{2}}$
22.05.2022	6	$-Z_{L_{2}}$
02.09.2022	6	$+Z_{L_{2}}$
23.11.2022	6	$-Z_{L_{2}}$
02.03.2023	6	$+Z_{L_{2}}$



Рис. 8. Номинальная и измененная КПО КА "Спектр-РГ" в проекции на плоскость $Y_{L_2}Z_{L_2}$ для выбранного сценария.

жительность непрерывной работы двигательной установки). По итогам моделирования решением Главной оперативной группы управления (ГОГУ) космическим комплексом (КК) "Спектр-РГ" по согласованию с ИКИ РАН и Германским центром авиации и космонавтики (DLR) был выбран и принят к исполнению следующий сценарий проведения серии "больших" коррекций, приведенный в табл. 1. Величина характеристической скорости была ограничена значением 6 м/с. В этой таблице и далее в статье результат работы двигательной установки моделируется мгновенным приращением (импульсом) скорости КА в момент ее включения, называемый моментом времени выдачи импульса.

Отметим, что реализованная коррекция 05.10.2020 является тестовой. Она была проведена в неоптимальный (с точки зрения указанной методики) момент для определения влияния работы двигательной установки на детекторы и оптические элементы телескопов "eROSITA" и "ART-XC", входящих в состав KA "Спектр-РГ".

Приведенные в таблице даты являются предварительными и уточняются при подготовке к очередной коррекции.

Таким образом, оценка суммарных затрат характеристической скорости для выбранного сценария серии "больших" коррекций составляет ~ 63 м/с.

РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ ПРОВЕДЕНИЯ СЕРИИ "БОЛЬШИХ" КОРРЕКЦИЙ

На рис. 8 представлена КПО КА "Спектр-РГ" до конца заданного срока активного существования, получаемая в результате моделирования выбранного сценария проведения "больших" коррекций. Серой пунктирной линией показана номинальная КПО КА "Спектр-РГ", а сплошной черной линией — получаемая КПО. Дата начала построения обеих орбит — 05.08.2020. Зелеными точками обозначены моменты приложения "больших" импульсов, а красными стрелками — основные направления их выдачи (по или против оси Z_{L_2}).

Проведенные расчеты показали, что оптимальные моменты выдачи корректирующих импульсов по указанной методике действительно расположены близко к моменту пересечения КА плоскости эклиптики, однако, ввиду эволюции формы орбиты, несколько смещены относительно него (см. рис. 8).

На рис. 8 видно, что измененная КПО медленнее приближается к линии Солнце—Земля, чем номинальная КПО. Следовательно, КА, находясь на такой орбите, будет иметь меньшую вероятность попадания в тень от Земли или Луны при увеличении срока активного существования.

На рис. 9 представлена ежесуточная радиовидимость КА "Спектр-РГ" с задействованных

24 Медвежьи Озера 22 Уссурийск Þ 20 Ежесуточная радиовидимость, 18 16 14 12 0 8 6 4 2 0 1300 3,400 60° 10° 80° 90° 10° 10° 70° , 500 ,600 °0; °0, Сутки от старта

Рис. 9. Продолжительность ежесуточной радиовидимости КА "Спектр-РГ" на измененной КПО по выбранному сценарию (по углу места 7°).

КИП, находящегося на измененной по выбранному сценарию КПО.

Из рис. 7 и 9 следует, что в результате проведения серии "больших" коррекций минимальная ежесуточная радиовидимость с КИП "Уссурийск" увеличилась и составила ~4 ч. Это удовлетворяет необходимым требованиям НКУ для обеспечения штатной работы КА "Спектр-РГ".

К моменту времени написания статьи в соответствие указанному сценарию успешно исполнены тестовая коррекция 05.10.2020 (3 м/с) и пять "больших" коррекций 23.11.2020, 28.02.2021, 23.05.2021, 06.09.2021 и 24.11.2021 (6 м/с), а также получена оценка влияния струй двигательной установки на научную аппаратуру (негативных эффектов не обнаружено).

АЛЬТЕРНАТИВНЫЙ КРИТЕРИЙ ВЫБОРА ДАТ ПРОВЕДЕНИЯ "БОЛЬШИХ" КОРРЕКЦИЙ

В процессе реализации принятой к исполнению схемы проведения серии "больших" коррекций была разработана альтернативная методика, позволяющая дополнительно улучшить условия радиовидимости КА "Спектр-РГ".

Как видно на рис. 7, наихудшие условия радиовидимости с КИП "Уссурийск" наступают примерно на 1020-е и 1380-е сут от старта, что соответствует концу апреля в 2022 и в 2023 гг. Коррекции орбиты необходимо проводить таким образом, чтобы максимизировать ежесуточную радиовидимость с КИП "Уссурийск" в эти периоды. Ежесуточные радиовидимости в 2022—2023 гг. взаимозависимы, поэтому был рассмотрен критерий выбора дат проведения коррекций, альтернативный использованному ранее (см. выше) — величина суммарной минимальной ежесуточной радиовидимости КА с КИП "Уссурийск" в 2022—2023 гг. Для оптимальной даты критерий (обозначен как S) должен быть максимальным.

Была исследована связь между датой проведения коррекции (т.е. положением на орбите) и непосредственно величиной S. Для исследования была подготовлена КПО, гарантированно не покидающая окрестность точки либрации L_2 в течение заданного интервала времени. В качестве хорошего приближения к такой орбите использовался фактический вектор состояния после проведения "большой" коррекции 06.09.2021 с откорректированным вектором скорости. Это было сделано для чистоты эксперимента, так как уход КА под действием возмущений на неустойчивое многообразие траекторий мог повлиять на его результат.

Исследовалось влияние даты и направления выдачи корректирующего импульса величиной 6 м/с на величину S. Рассматривались моменты проведения коррекций орбиты с шагом 5 сут, начиная с 50 сут от 06.09.2021, обозначенные на рис. 10 точками. Пунктирной линией обозначена траектория движения КА до первой рассматриваемой точки.

Для каждой рассмотренной даты были найдены направления выдачи корректирующего импульса, которые обеспечивают длительное пребывание КА в окрестности точки L₂ (не менее 680 сут). Направление выдачи импульса задавалось углами прямого



Рис. 10. Рассматриваемые моменты проведения коррекции на орбите в проекции на плоскость $Y_{L_2}Z_{L_2}$.



Рис. 11. Две группы направлений выдачи корректирующего импульса.

восхождения и склонения в системе координат $X_{L_2}Y_{L_2}Z_{L_2}$. Прямое восхождение отсчитывалось в плоскости эклиптики от оси X_{L_2} , а склонение — от плоскости эклиптики в сторону Северного полюса мира (положительное направление) и Южного полюса мира (отрицательное направление). Для заданной величины прямого восхождения, которая перебиралась с шагом 5°, величина склонения определялась методом ограничивающих плоскостей, подробно описанном в (Аксенов, Бобер, 2018).

Анализ основного направления выдачи импуль-

ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 48 № 1 2022



Рис. 12. Величина S и соответствующее наилучшее направление импульса с основной частью, направленной по – Z_{L_2} .



Основное направление импульса $+Z_{L2}$

Рис. 13. Величина S и соответствующее наилучшее направление импульса с основной частью, направленной по + Z_{L2}.

са показал, что он противоположен составляющей скорости по оси Z_{L_2} , как было принято в реализуемом на данный момент сценарии проведения серии "больших" коррекций. Исходя из этого, рассмотренные даты были разбиты на две группы: с основным направлением выдачи импульса по $+Z_{L_2}$ (на рис. 11 обозначены зеленым) и по $-Z_{L_2}$ (обозначены красным).

На рис. 11 видно, что изменение основного направления выдачи происходит не в крайних точках орбиты по оси Z_{L_2} , но близко к ним. Для каждого найденного направления была рассчитана величина S. На рис. 12а и 13а представлена величина S, а на рис. 12б и 136 — найденные направления для соответствующих рассматриваемых моментов выдачи импульса.

Из представленных графиков можно сделать следующие выводы:

 наилучшие даты выдачи импульсов достигаются на 85-е или 185-е сут (30.11.2021 и 10.03.2022 соответственно), которые, как



Рис. 14. Номинальная и измененная по альтернативной методике КПО КА "Спектр-РГ" в проекции на плоскость $Y_{L_2}Z_{L_2}$.



Рис. 15. Выход орбиты из плоскости эклиптики в сторону Южного полюса мира, основное направление выдачи импульса $-Z_{L_2}$.

видно из рис. 10 и 11, расположены после пересечения орбитой КА плоскости эклиптики;

- смещение даты проведения коррекции в окрестности наилучшей даты не приводит к сильному изменению величины S;
- оптимальное направление выдачи импульса в наилучшую дату не соответствует направлению выдачи импульса, принятому в реализуемом на данный момент сценарии (по/против направления оси Z_{L_2} , что соответствует склонению 90° и -90°), и может быть отклонено от него более чем на

ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 48 № 1 2022



Рис. 16. Выход орбиты из плоскости эклиптики в сторону Южного полюса мира, основное направление выдачи импульса $+Z_{L_2}$.

15°. Следовательно, проекция прикладываемого импульса на плоскость эклиптики будет больше, чем в реализуемом на данный момент сценарии, что увеличивает влияние ошибок выдачи импульса на устойчивость орбиты;

 угол прямого восхождения для соседних рассматриваемых дат может изменяться на 180°, хотя основное направление выдачи импульса остается прежним.

В соответствии с приведенными выводами, для всего срока активного существования была рассчитана серия "больших" коррекций по альтернативной методике (см. рис. 14: зелеными точками обозначены моменты приложения импульсов, а красными стрелками — основные направления их выдачи).

Видно, что точки проведения "больших" коррекций, рассчитанные по альтернативной методике, могут располагаться достаточно далеко от точек пересечения орбитой плоскости эклиптики.

Сравним две методики с точки зрения критерия реализуемого на данный момент сценария, а именно, уменьшения выхода орбиты из плоскости эклиптики в сторону Южного полюса мира.

Для обеих рассмотренных выше групп был рассчитан выход орбиты из плоскости эклиптики в сторону Южного полюса мира после проведения коррекции. Результаты представлены на соответствующих рис. 15 и 16. Наименьший выход орбиты из плоскости эклиптики в сторону Южного полюса мира достигается при проведении коррекции на 80-е или на 175-е сут (25.11.2021 и 28.02.2022 соответственно), что соответствует критерию реализуемого на данный момент сценария, но не совпадает с наилучшими датами выдачи импульсов по альтернативному критерию (85-е или 185-е сут).

Результаты сравнения ежесуточных радиовидимостей КА с КИП "Уссурийск" на орбитах, полученных путем проведения серии "больших" коррекций по принятому и по альтернативному критериям, представлены на рис. 17а. На рис. 176 показаны интервалы времени в 2022–2023 гг. соответственно, в которые достигаются минимумы ежесуточной радиовидимости КА с КИП "Уссурийск".

Из рис. 176 следует, что использование альтернативного критерия приводит к увеличению радиовидимости КА с КИП "Уссурийск" на 2.4 мин в точке минимальной радиовидимости в 2022 г. и на 4.2 мин — в 2023 г. Эти минуты особенно важны при возникновении нештатных ситуаций во время проведения сеансов управления КА.

Проведенные исследования показали, что методика, основанная на альтернативном критерии проведения серии "больших" коррекций, приводит к лучшим результатам решения поставленной задачи, чем методика, принятая на данный момент. Новая методика рекомендуется к использованию при расчете дальнейших "больших" коррекций из серии.


Рис. 17. Сравнение ежесуточных радиовидимостей КА "Спектр-РГ" с КИП "Уссурийск" для двух вариантов орбит (по углу места 7°).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выбрана и реализована методика по уменьшению амплитуды выхода КПО КА "Спектр-РГ" из плоскости эклиптики, которая приводит к улучшению условий радиовидимости КА с КИП "Уссурийск" в 2022–2023 гг. С помощью реализованной методики было проведено моделирование и выбран сценарий проведения серии "больших" коррекций.

По согласованию с ИКИ РАН и DLR решением ГОГУ КК "Спектр-РГ" выбранный сценарий был принят к исполнению.

Реализованная методика успешно применяется на практике.

Был рассмотрен альтернативный критерий выбора дат проведения "больших" коррекций. Проведенное моделирование показало, что условия радиовидимости КА с задействованных КИП в этом случае улучшаются относительно принятого сценария.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Аксенов С.А., Бобер С.А., Космич. исслед. 56, 160 (2018); doi: 10.7868/S0023420618020097.
- Ильин И.С., Заславский Г.С., Лавренов С.М., Сазонов В.В., Степаньянц В.А., Тучин А.Г., Тучин Д.А., Ярошевский В.С., Препринт ИПМ им. М.В. Келдыша РАН № 6 (2013).

- 3. Ляпунов А.М., Общая задача об устойчивости движения (Собр. соч., т. 2, М.-Л.: Изд-во АН СССР, 1956).
- Мжельский П.В., Михайлов Е.А., Препринт ИПМ им. М.В. Келдыша РАН № 9 (2018); doi: 10.20948/prepr-2018-9.
- Каналиас Вила (E. Canalias Vila), *PhD thesis* (Universitat Politècnica de Catalunya, Barcelona, Spain, 2007); https://www.comet-cnes.fr/resourceaccess/ECanalias_0.pdf
- Каналиас, Масдемонт (E. Canalias and J.J. Masdemont), *Eclipse Avoidance for Lissajous Orbits Using Invariant Manifolds* (Universitat Politècnica de Catalunya, Barcelona, Spain, 2004); doi: 10.2514/6.IAC-04-A.6.07.
- Эйсмонт Н.А., Коваленко И.Д., Назаров В.Н. и др., Письма в Астрон. журн. 46, 292 (2020) [N.A. Eismont, I.D. Kovalenko, V.N. Nazarov, R.R. Nazirov, F.V. Korotkov, A.V. Pogodin, P.V. Mzhelskii, E.A. Mikhailov, A.V. Ditrikh, and A.I. Tregubov, Astron. Lett. 46, 263 (2020)].
- 8. Гомес и др. (G. Gómez, J. Llibre, R. Martínez, C. Simó), *Dynamics and Mission Design Near Libration Points*. V. 1. (Fundamentals: The Case of Collinear Libration Points, Singapore, et al.: World Sci. Publ. Co., 2001); URL: https://www.researchgate.net/publication/265900393_ Dynamics_ and_ mission_ design_ near_

libration_points_Vol_1_Fundamentals_ The_case_of_collinear_libration_ points/link/54bfbd4f0cf28a63249fd8a2/download

- Гомес, Маркот (G. Gómez and M. Marcote), AAS/AIAA Astrodynamics Specialists Conf. (7–11 August 2005, Lake Tahoe, California, USA, 2005); URL: https://www.researchgate.net/publication/216587225
- Хешлер, Кобос (M. Hechler and J. Cobos), Libration Point Orbits and Applications (Proceed. Conf. Aiguablava, Spain, 10–14 June 2002, Ed. G. Gómez, M.W.-Y. Lo, J.J. Masdemont, 2002), p. 115–135.
- Ховелл, Хидэй-Джонстон (К.С. Howell and L.A. Hiday-Johnston), Acta Astronautica 32, 245 (1994).
- Жорба, Масдемонт (A. Jorba and J. Masdemont), Phys. D Nonlin. Phenomena 132, 189 (1999); doi: 10.1016/S0167-2789(99)00042-1.
- Ричардсон (D.L. Richardson), Celestial Mechan. 22, 241 (1980); doi: 10.1007/BF01229511.
- Трумэн, Ворфолк (R. Thruman and P.A. Worfolk), *The geometry of halo orbits in the circular restricted three-body problem* (University of Minnesota, Minneapolis, 1996); http://www.cds.caltech.edu/archive/help/uploads/ wiki/files/39/thurman-worfolk-1996.pdf