СОДЕРЖАНИЕ

Том 48, номер 3, 2022

-

Молодые звездообразующие комплексы в кольце S0 галактики NGC 4324 И. С. Прошина, А. В. Моисеев, О. К. Сильченко	153
Принудительная фотометрия объектов обзора Pan-STARRS1 по данным обзора WISE <i>P. A. Буренин</i>	167
Сверхновая типа Ibn SN 2010al: Мощная потеря массы за полгода до взрыва <i>Н. Н. Чугай</i>	177
Оценка параметров галактической спиральной волны плотности по скоростям OB2-звезд из каталога Gaia EDR3 В. В. Бобылев, А. Т. Байкова	184
Атомные данные о неупругих процессах, происходящих при столкновениях бора с водородом А.К.Беляев, Я.В.Воронов	194
Тороидальная магнитная камера "токамак" в солнечной атмосфере: удержание и вспышечное высвобождение магнитной энергии	
А. А. Соловьев	202
Применение метода Хори—Депри к исследованию космогонической эволюции слабовозмущенных планетных систем	
Д. В. Микрюков, И. А. Баляев	212

МОЛОДЫЕ ЗВЕЗДООБРАЗУЮЩИЕ КОМПЛЕКСЫ В КОЛЬЦЕ S0 ГАЛАКТИКИ NGC 4324

© 2022 г. И. С. Прошина^{1*}, А. В. Моисеев^{2, 1}, О. К. Сильченко^{1**}

¹Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

²Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Нижний Архыз, Россия

Поступила в редакцию 27.12.2021 г.

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

Представлены результаты исследования областей звездообразования в линзовидной галактике NGC 4324. В ходе комплексного анализа многоволновых наблюдательных данных — узкополосных изображений в эмиссионных линиях, полученных на 2.5-м телескопе КГО ГАИШ МГУ, архивных изображений в фотометрических широких полосах обзоров SDSS, космических телескопов GALEX и WISE — нами обнаружены молодые звездообразующие комплексы (сгустки), расположенные во внутреннем кольце линзовидной галактики NGC 4324, и установлен регулярный характер их распределения вдоль кольца, который тем не менее меняется со временем (с возрастом областей звездообразования). Мы предлагаем несколько возможных вариантов эволюционного пути линзовидной галактики NGC 4324, из которых наиболее вероятным является поглощение богатых газом спутников или гигантских облаков (так называемый малый мержинг).

Ключевые слова: диски галактик, структура галактик, эволюция галактик.

DOI: 10.31857/S0320010822020048

ВВЕДЕНИЕ

Линзовидные галактики по определению этого морфологического типа обычно считаются дисковыми галактиками без звездообразования. Причиной отсутствия звездообразования в дисках линзовидных галактик опять же традиционно называют дефицит газа в этих галактиках раннего типа. Однако более глубокие обзоры в линиях радиодиапазона недавно показали, что на самом деле в линзовидных галактиках довольно часто есть холодный газ, как нейтральный водород (Сэйдж, Уэлч, 2006; Серра и др., 2012), так и молекулярный газ (Уэлч, Сэйдж, 2003; Уэлч и др., 2010), который может служить топливом для звездообразования. При этом звездообразование, наблюдающееся в некоторых линзовидных галактиках, богатых газом, обычно концентрируется к кольцевым структурам (Подж, Эскридж, 1993; Салим и др., 2012) и, вероятно, имеет другой триггер и несколько иную физику, чем звездообразование в рукавах спиральных галактик. Есть указания на то, что звездообразование в кольцах намного более эффективно, чем звездообразование в спиральных рукавах (Корменди, Кенникатт, 2004).

Исследуемая в данной работе близкая галактика раннего типа NGC 4324 примечательна ярким голубым кольцом (рис. 1), погруженным в крупномасштабный звездный диск, типичный для линзовидных галактик — красноватого цвета и без структурных деталей, кроме кольца. Голубой цвет кольца указывает на текущее или недавнее звездообразование в нем. Галактика NGC 4324 вошла в состав выборки проекта ATLAS-3D (Каппеллари и др., 2011) и исследовалась методами панорамной спектроскопии. Также есть и фотометрические обзоры, включавшие NGC 4324. В атласе ARRAKIS (Комерон и др., 2014), где собраны кольцевые структуры, заметные в полосах 3.6 и 4.5 мкм, она классифицирована как галактика с внутренним кольцом (L)SA(r)0+. На изображении, оставшемся после вычитания модели галактики, построенной по параметрам, полученным в ходе декомпозиции изображения из обзора S4G (Шет и др., 2010), приведенном в ARRAKIS, угадывается бар, хотя в каталоге из выделенных особенностей указано только кольцо. Но в базе данных HyperLEDA также отмечено наличие бара в этой галактике. По данным этой базы, исследуемая галактика яв-

^{*}Электронный адрес: ii.pro@mail.ru

^{**}Электронный адрес: olga@sai.msu.su



Рис. 1. Изображение NGC 4324 в комбинированных цветах из обзора SDSS, релиз номер 9 (Ан и др., 2012).

ляется членом группы NGC 4303 (Гарсиа, 1993). Основные характеристики исследуемой галактики приведены в табл. 1.

Любопытно то, что в этой галактике раннего типа присутствует газ. Так, в статье проекта ATLAS-3D Янг и др. (2011) приведена оценка массы молекулярного водорода: $\log M_{\mathrm{H}_2} = 7.69 \pm$ ± 0.05 . А в детальном исследовании молекулярного газа в рамках того же проекта (Алатало и др., 2013) показаны карты распределения СО-эмиссии и ее кинематики: молекулярный водород сосредоточен в кольце, повторяющем по морфологии и кинематике кольцо, видимое в оптическом диапазоне, и его распределение совпадает со звездным кольцом и кольцом ионизованного газа. Масса молекулярного водорода в этой статье оценивается как $\log M_{\rm H_2} = 7.97 \pm 0.02$. О совпадении морфологии и вращения молекулярного и ионизованного газа и звездного диска (в окрестностях кольца) говорят полученные в ATLAS-3D (Крайнович и др., 2011; Дэвис и др., 2011а) совпадающие значения кинематических позиционных углов линии узлов

звездного диска $\phi_{\text{star}} = 238^{\circ} \pm 1^{\circ}$, молекулярного $\phi_{\text{mol}} = 232.0^{\circ} \pm 1.8^{\circ}$ и ионизованного газа $\phi_{\text{ion}} = 239.0^{\circ} \pm 6.8^{\circ}$. В статье Дэвиса и др. (2011b) показан нормализованный профиль поверхностной яркости эмиссии молекулярного газа с максимумом на радиусе 20'' — практически на радиусе звездного кольца, учитывая худшее пространственное разрешение наблюдений в СО.

Наиболее ранние оценки массы нейтрального водорода приведены в статьях Крама и Солпитера (1979) и Джованарди и др. (1983); они составляют $6 \times 10^8 M_{\odot}$ и $5.1 \times 10^8 M_{\odot}$ соответственно. Согласно работе Кортезе и Хьюис (2009), в исследуемой галактике содержится $6.76 \times 10^8 M_{\odot}$ нейтрального водорода. Что касается распределения нейтрального водорода в галактике, то в статье Дюпри и Шнайдера (1996) сообщается, что нейтральный водород детектируется на расстояниях до двух оптических радиусов, т.е. он распределен по диску, а не сосредоточен только в кольце, что согласуется с картой "положение—скорость", приведенной в статье Хофмана и др. (1989).

Галактика	NGC 4324
Морфологический тип (NED ¹)	$SA(r)0^+$
$R_{25},''(RC3^2)$	83
B_T^0 (LEDA ³)	12.27^{m}
$M_H ({ m NED})$	-23.43^{m}
$(B-V)_e$ (LEDA)	0.92^{m}
PA_{phot} (NED)	52°
Наклон і _{phot} (NED)	63°
V_r , км/с (NED)	1667 ± 3
Расстояние ⁴ , Мпк	26.2
M_B	-19.82^{m}
Линейный масштаб	127 пк/″

Таблица 1. Основные характеристики галактики NGC 4324

¹ NASA/IPAC Extragalactic Database.

² Third Reference Catalogue of Bright Galaxies, де Вокулер и др. (1991).

³ Lyon-Meudon Extragalactic Database.

⁴ Cosmicflow-2, Талли и др. (2013).

Неудивительно, что при таком количестве газа, при том что 50-100 млн солнечных масс H_2 сосредоточено в узком диапазоне по радиусу, в кольце галактики NGC 4324 образуются молодые звезды. Галактика NGC 4324 уже исследовалась нами спектрально: это были наблюдения с длинной щелью на телескопе SALT Южно-африканской обсерватории (Прошина и др., 2019) и наблюдения со сканирующим интерферометром Фабри-Перо на 6-м телескопе БТА (Сильченко и др., 2019). Наше предыдушее исследование (Прошина и др., 2019) показало наличие ярких эмиссионных линий в спектре этой галактики и неоднородность расположения очагов звездообразования вдоль щели; максимум интенсивности эмиссии На приходится на кольцо на расстоянии 23" от центра. Кольцо галактики также отлично видно в ультрафиолете в данных обзора космического телескопа GALEX (Букен и др., 2018). Мы решили исследовать характер звездообразования в кольце NGC 4324, сочетая данные GALEX и наши собственные панорамные узкополосные фотометрические наблюдения галактики в эмиссии ионизованного газа $H\alpha$, которая характеризует темпы текущего звездообразования на временной шкале до 10 млн

лет. В следующем разделе мы описываем наши наблюдения, далее перечисляем наши результаты по характеристикам областей звездообразования в кольце и представляем обсуждение результатов и выводы.

НАБЛЮДЕНИЯ И АНАЛИЗ ДАННЫХ

Мы решили получить полные изображения галактики NGC 4324 в узких фотометрических полосах, центрированных на эмиссионные линии $H\alpha$ и [NII]λ6583, с помощью прибора MaNGaL — картировщика с перестраиваемым фильтром. Подробное описание прибора приведено в статье Моисеева и др. (2020). Малая ширина полосы пропускания перестраиваемого фильтра, ~13 Å, позволяет получить отдельно изображение в каждой эмиссионной линии, что, в свою очередь, позволяет сравнить потоки в этих линиях и на основе диагностических диаграмм определить механизмы возбуждения газа. Наблюдения проводились 17 апреля 2018 г. на 2.5-м телескопе Кавказской горной обсерватории (Шатский и др., 2020). Суммарное время экспозиций составило для изображения в линии На 1500 с. для изображения в линии [NII] $\lambda 6583 - 3000$ с, для изображения в соседнем с линиями красном континууме — 1500 с. Масштаб всех изображений — 0.66 секунд на пиксель (биннинг 2×2), качество изображений позволило построить карты с пространственным разрешением 1.5 сек. дуги. Методика вычитания из узкополосных данных MaNGaL изображений в континууме для получения "чистых" изображений в эмиссионных линиях, включая калибровку наблюдаемых потоков в энергетические единицы и коррекцию изображений за перекрывающиеся из-за конечного спектрального разрешения прибора крылья близких эмиссионных линий, описана нами в статье Сильченко и др. (2020).

Кроме того, для более полного анализа процесса звездообразования мы использовали взятые из публичного архива MAST (Mikulski Archive for Space Telescopes) ультрафиолетовые (УФ) изображения исследуемой галактики, полученные космическим телескопом GALEX, а также оптические изображения из обзора SDSS DR9 (Ан и др., 2012) и изображение в полосе W4 на 22 мкм, полученное космическим телескопом WISE, взятое нами из публичного инфракрасного научного архива NASA/IPAC. В табл. 2 приведены обозначения программы наблюдений, даты наблюдений и времена экспозиций используемых нами УФизображений.

На картах интенсивности эмиссионных линий $H\alpha$ и [NII] λ 6583 с вычтенным континуумом (рис. 2) отчетливо видны компактные области излучения в кольце — сгустки. Характерный размер сгустков оказался равным примерно 4" или 0.5 кпк.

Полоса	Идентификатор программы	Дата наблюдений	Экспозиция, с
FUV	AIS 228 0001 sg28	31.03.2004	106.5
NUV	AIS 228 0001 sg27	31.03.2004	200
NUV	MISGCSN1 13360 0229	01.04.2011	1739.7
NUV	GI6 001033 GUVIC S033	18.03.2010	1668.2

Таблица 2. Протокол УФ-наблюдений галактики NGC 4324

No	Поток в $H\alpha$,	в Н α , $\Sigma(H\alpha)$,	$FW(H\alpha)$ Å	log [NII]λ6583	$12 + \log(O/H)$		
JN≌	эрг/с/см²	эрг/с/кпк²	$L W (\Pi \alpha), A$	$H\alpha$	Петтини, Пэйджел (2004)	Марино и др. (2013)	
1	3.60E-15	1.69E+39	7.87 ± 0.20	-0.30 ± 0.01	_	_	
2	2.74E-15	1.32E+39	5.23 ± 0.20	-0.32 ± 0.01	—	—	
3	1.94E-15	1.05E+39	2.62 ± 0.20	-0.35 ± 0.01	—	—	
4	2.17E-15	1.16E+39	2.08 ± 0.14	-0.31 ± 0.01	—	—	
5	1.99E-15	1.09E+39	1.62 ± 0.10	-0.31 ± 0.01	—	—	
6	2.66E-15	1.36E+39	1.85 ± 0.11	-0.54 ± 0.01	—	—	
7	5.34E-15	2.41E+39	5.13 ± 0.10	-0.49 ± 0.01	8.62	8.51	
8	1.87E-15	1.00E+39	2.60 ± 0.10	-0.49 ± 0.01	—	—	
9	2.20E-15	1.10E+39	5.63 ± 0.15	-0.42 ± 0.01	8.66	8.55	
10	2.05E-15	0.96E+39	8.82 ± 0.20	-0.32 ± 0.01	—	—	
11	2.18E-15	1.04E+39	8.63 ± 0.20	-0.41 ± 0.01	8.67	8.55	
12	2.99E-15	1.43E+39	7.69 ± 0.20	-0.40 ± 0.01	—	—	
13	1.44E-14	5.97E+39	30.6 ± 0.2	-0.54 ± 0.005	8.59	8.49	
14	4.07E-15	1.91E+39	6.59 ± 0.16	-0.41 ± 0.01	8.67	8.55	
15	3.94E-15	1.91E+39	4.58 ± 0.10	-0.42 ± 0.01	8.66	8.55	
16	4.66E-15	2.14E+39	5.93 ± 0.20	-0.43 ± 0.01	8.65	8.54	
17	1.89E-15	1.05E+39	2.57 ± 0.10	-0.32 ± 0.01	_	_	
18	2.58E-15	1.30E+39	3.69 ± 0.15	-0.22 ± 0.01	_	_	

Таблица 3. Характеристики сгустков эмиссии в кольце NGC 4324

В апертурах такого размера и суммировался поток в эмиссии. На рис. 2 (верхний ряд) показаны изображения галактики в узких эмиссионных линиях $H\alpha$ и [NII] λ 6583 с нанесенными на них апертурами, центрированными на сгустки и пронумерованными вдоль кольца. Эти же апертуры были наложены на УФ-изображения в FUV и NUV полосах и на изображение WISE/W4. В обозначенных апертурах были измерены потоки. Для УФ-изображений перевод условных потоков в звездные величины осуществлялся с использованием калибровочных уравнений из статьи Морриси и др. (2007). Полученные звездные величины были скорректированы за поглощение пылью в нашей Галактике с использованием данных по показателям фотометрического поглощения из базы NED ($A_B = 0.087$). За поглощение в самой галактике ультрафиолетовые потоки исправлялись с помощью оценок инфракрасного излучения пыли по данным WISE.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Диагностика возбуждения газа

В табл. 3 приведены измеренные потоки в эмиссионных линиях и оценки металличности для газа областей, где мы детектируем доминирующий



Рис. 2. Изображение кольца NGC 4324: верхний ряд — данные MaNGaL, изображения в узких эмиссионных линиях Hα (слева) и [NII]λ6583 (справа), нижний ряд — данные GALEX в полосах FUV (1500 Å) и NUV (2300 Å).

вклад звездообразования в возбуждение газа. Отношение эмиссионных линий [NII] $\lambda 6583/H\alpha$ поправлено за перекрытие крыльев линий в полосе MaNGaL, согласно калибровке Моисеева и др. (2020).

Есть несколько критериев, по которым можно определить механизм возбуждения газа. Первый критерий — это предложенные в статье Болдуин и др. (1981) диагностические диаграммы, так называемые ВРТ-диаграммы, позволяющие на основе отношений интенсивностей эмиссионных линий разделить механизмы возбуждения газа ударными волнами или активными ядрами от возбуждения жестким ультрафиолетовым излучением молодых ОВ-звезд. Основываясь на модельных расчетах этих диаграмм из работы Кьюли и др. (2006), мы приняли пороговое значение log([NII] $\lambda 6583/H\alpha$) = -0.41, ниже которого можно считать, что газ возбужден исключительно излучением молодых звезд. При этом мы принимаем log([OIII] λ 5007/H β) = 0.10 в кольце, согласно результатам измерения длиннощелевого спектра NGC 4324 в нашей работе, в статье Прошиной и др. (2019). Другой критерий, предложенный в работе Жанг и др. (2017), связан с поверхностной плотностью эмиссионного потока $H\alpha$, при котором излучение считается порожденным ионизацией газа излучением молодых звезд: $\Sigma(H\alpha) > 10^{39}$ эрг/с/кпк². Еще один

критерий выделения областей звездообразования связан с эквивалентной шириной эмиссионной линии Нα. Так, в работах Бинетта и др. (1994) и Сид Фернандеса и др. (2011) предложено пороговое значение $EW(H\alpha) = 3$ Å; значения ниже 3 А считаются характерными для областей диффузного ионизованного газа (так называемых DIG-областей). Однако в работе Ласерда и др. (2018) предлагается другое пороговое значение $EW(H\alpha) = 14$ Å. Неоднозначность этого критерия обусловлена тем, что в случае проецирования областей звездообразования на яркую подложку (например, когда области звездообразования располагаются недалеко от балджа галактики) необходимо учитывать вклад этой подложки, что понижает достоверность отнесения измеренных эквивалентных ширин эмиссионных линий именно к выделенной области излучения газа. В нашем случае кольцо NGC 4324 является внутренним, с радиусом около 3 кпк, поэтому необходим учет вклада подстилающего звездного населения галактики, что нами и было сделано. И для уверенного отождествления областей (сгустков) с областями текущего звездообразования мы применяем все три критерия.

Именно для сгустков, где газ возбужден молодыми звездами, мы оценили металличность газа по отношению потоков в эмиссионных линиях [NII] $\lambda 6583$ и H α , используя для сравнения две



Рис. 3. (Анти-)корреляция металличности газа в сгустках с локальными темпами звездообразования: слева — корреляция обилия кислорода в газе, согласно калибровке Петтини и Пэйджела (2004), с мгновенными темпами звездообразования, справа — металличность против темпов звездообразования, осредненных на временой шкале 200 млн лет (по ультрафиолетовому потоку в NUV). Горизонтальная штриховая линия на обоих графиках показывает солнечную металличность.

калибровки из работ Петтини и Пэйджела (2004) и Марино и др. (2013). На рис. З показано, как меняется металличность газа от сгустка к сгустку в зависимости от темпов звездообразования. При рассмотрении 'мгновенного' темпа звездообразования, определенного по потоку в эмиссии $H\alpha$, эта зависимость для темпов звездообразования выше $10^{-2} M_{\odot}$ год⁻¹ кпк⁻² носит обратный характер. При осреднении темпов звездообразования на шкале сотен млн лет, с использованием ультрафиолетового индикатора NUV, такая антикорреляция замывается. Вероятно, это объясняется короткой длительностью локальных вспышек звездообразования: по мере продвижения химической эволюции в сгустке газ локально исчерпывается, а металличность газа выходит на насыщение (Аскасибар и др., 2015). Солнечная металличность является конечным пунктом химической эволюции: металличность газа выходит на плато вблизи солнечного значения, когда локально плотность молодого звездного населения начинает превышать плотность газа (Аскасибар и др., 2015). Заметим, что сгустки с низким темпом звездообразования на рис. З не ложатся на продолжение указанной зависимости. Скорее всего, причина в том, что на самом деле эмиссия в них во многом обусловлена ударными процессами, и эти сгустки были отнесены к звездообразующим формально, поскольку значение поверхностной плотности На-потока в них лишь немногим превосходит критическое значение 10^{39} эрг с⁻¹ кпк⁻², предложенное в работе Жанг и др. (2017).

Оценка темпов звездообразования

Используемые для построения этой зависимости (рис. 3) темпы звездообразования были рассчитаны по потокам, измеренным нами по карте MaNGaL в эмиссионной линии $H\alpha$, с помощью калибровочных уравнений из обзора Кенниката и Эванса (2012) и с учетом поглощения пылью в исследуемой галактике; для исправления за пыль мы использовали изображение галактики, полученное космическим телескопом WISE в полосе W4 (22 мкм) из открытого архива NASA/IPAC. Эмиссия $H\alpha$ является индикатором звездообразования на короткой временной шкале, не превышающей 10 млн лет. В том же обзоре Кенниката и Эванса (2012) приведены калибровки и для расчета темпов звездообразования по потокам, измеренным в УФ-диапазоне, которые являются индикаторами темпов звездообразования на более длинных временных шкалах — от 100 до 200 млн лет. Мы провели эти расчеты, используя изображения NGC 4324 из данных космического телескопа GALEX в FUV- и NUV-диапазонах (также учитывая поглощение ультрафиолета пылью в исследуемой галактике, используя изображение WISE в полосе W4). Оценки темпов звездообразования, полученные в NUV-диапазоне по трем наблюдательным программам — AIS, MIS и GI, — хорошо согласуются между собой; наличие трех независимых измерений в полосе NUV позволяет как вычислить средние значения, так и оценить погрешности полученных величин темпов звездообразования. Очень любопытным получается график изменения логарифмов плотностей темпов звездообразования вдоль кольца NGC 4324 (рис. 4): там, где сейчас наблюдается интенсивное звездообразование по потоку в эмиссионной линии На (сгустки 7 и 13), наблюдается пониженное значение поверхностной плотности темпа звездообразования, полученное по потоку в FUV. Согласно замечанию Кальцетти (2013), это характерно для более короткой временной шкалы, когда звездообразование длится на данный момент не более 2 млн лет. В этом случае расчет, проведенный по УФ-потокам по калибровкам Кенниката



Рис. 4. Изменение плотности темпов звездообразования вдоль кольца.



Рис. 5. Кинематика ионизованного газа по данным наблюдений на 6-м телескопе в эмиссионной линии Hα. Слева направо: поле наблюдаемых лучевых скоростей, поле остаточных скоростей (после вычитания модели кругового вращения), принятая кривая вращения.

и Эванса (2012), необходимо умножить на фактор 3.45. Таким образом, мы приходим к выводу, что вспышки в этих сгустках начались совсем недавно (в пределах 10 млн лет). Звезды, которые могли образоваться во время предыдущей вспышки (около 200 млн лет назад) и вносить вклад в FUVсветимость, уже взорвались, либо их максимум светимости сместился в NUV, что приводит к наблюдаемому провалу в FUV (сгустки 7, 13, 16, 17, 18, 1). Стоит отметить, что кривая, отслеживающая темпы звездообразования, вычисленные по потоку в NUV, почти горизонтальна, — поэтому средний темп звездообразования по кольцу лучше определять именно по данным NUV. Можно предположить, что звездообразование началось сперва в сгустках 2-3-4; затем 5-6, 14-15, 8-12. Потом 16-17-18-1, далее в сгустке 7, и в сгустке 13 самая недавно начавшаяся вспышка (вполне возможно, повторная, спустя пару сотен млн лет после предыдущей).

Ориентация газового диска NGC 4324 по полю скоростей вращения ионизованного газа

В нашей статье Сильченко и др. (2019) были представлены, среди выборки из 18 линзовидных галактик, данные панорамной спектроскопии NGC 4324 в эмиссионной линии $H\alpha$, полученные со сканирующим интерферометром Фабри-Перо. Сейчас более детальный анализ данных, представленный на рис. 5, показал, что газ в основном участвует в круговом вращении в плоскости, наклоненной к нашему лучу зрения под углом $65^{\circ} \pm$ $\pm 3^{\circ}$, с линией узлов, ориентированной на небе под углом $PA = 265^\circ \pm 3^\circ$ (радиальный интервал для анализа — 10"-35"). Такой угол наклона в принципе не противоречит углу наклона, оцененному из изофотного анализа для внутреннего диска галактики (Прошина и др., 2019), 63°, как и должно быть при круговом вращении газа в основной плоскости звездного диска. Однако во внешних областях диска и в ближайших окрестностях галактики видны эмиссионные сгустки, скорости



Рис. 6. Структура кольца в эмиссии Н α (слева) и в фильтре *u* (справа): вверху — депроецированное изображение кольца, внизу — расстояния между соседними сгустками в эмиссии Н α и в фильтре *u*.

которых значительно, до 70 км/с, отличаются от модели экстраполированного кругового вращения с плоской кривой V(R). Далее в Дискуссии мы будем использовать эти данные для обоснования гипотезы внешней аккреции газа на NGC 4324.

Регулярность распределения сгустков вдоль кольца

Для оценки характерных расстояний между сгустками в эмиссии $H\alpha$ и между молодыми звездными комплексами, видимыми в *u*-полосе, мы депроецировали изображение галактики в эмиссионной линии $H\alpha$, полученное с MaNGaL'ом, и SDSS-изображение в полосе *u*. Для этого мы развернули исходные изображения на угол 53 градуса, чтобы расположить линию узлов горизонтально, и затем растянули в вертикальном

направлении, приняв угол наклона $i = 65^{\circ}$, в соответствии с кинематическим углом наклона, полученным анализом двумерного поля скоростей ионизованного газа, измеренного с интерферометром Фабри-Перо. Мы применили одни и те же углы для обоих изображений, поскольку наблюдаемый нами ионизованный газ располагается в той же плоскости, что и звезды, — на это указывает согласованная кинематика газа и звезд, полученная нами в результате спектроскопических наблюдений с длинной щелью (Прошина и др., 2019). На рис. 6 показаны депроецированные изображения галактики NGC 4324 в эмиссионной линии H α и в и-полосе и расстояния между центрами соседних сгустков, выделенных по этим изображениям. На депроецированном изображении в На хорошо видно, что исследуемое газовое кольцо является внутренне эллиптическим, что характерно



Рис. 7. Гистограммы распределения расстояний между соседними сгустками: слева — На, справа — в фильтре и.



Рис. 8. Сравнение расположения областей звездообразования, видимых в эмиссии Hα (красные кружки), и молодых звездных комплексов, видимых в фильтре *u* (синие кружки); карта в эмиссии Hα построена по нашим данным MaNGaL, карта в широкополосном фильтре *u* — по данным SDSS/DR9.

для резонансных колец (Бута, 1995). Причем резонансные кольца преимущественно вытянуты перпендикулярно бару — так называемый тип R1. Интересное проявление симметрии заключается в том, что локализация областей звездообразования в кольце — попарная, через полоборота галактики (на рис. 6, левый, эти пары соединены отрезками прямой). Не является ли это проявлением динамического воздействия бара на сжатие газа в кольце и на начало звездообразования в сгустках? На рис. 7 представлены гистограммы распределения числа сгустков по расстояниям между ними. Для изображения, фиксирующего только что начавшееся звездообразование (карта в эмиссионной линии $H\alpha$), расстояния между сгустками группируются к одному значению, 0.65— 0.7 кпк; второй максимум гистограммы (вблизи 1.3 кпк), вероятно, соответствует удвоенному характерному разделению, или "пропущенному" сгустку. На карте в фильтре u, соответствующем более "старым" областям звездообразования, эта регулярность исчезает.

На рис. 8 и рис. 9 показаны SDSS-изображения галактики в u-, g- и r- полосах, с наложенными на них положениями сгустков, выделенных по изображению в u-полосе (обозначены синими апертурами) и выделенными по изображению в линии Н α (обозначены красными апертурами).



Рис. 9. Наложение на карты NGC 4324 в фильтрах *g* (слева) и *r* (справа) локализаций областей звездообразования, видимых в эмиссии Hα (красные кружки), и молодых звездных комплексов, видимых в фильтре *u* (синие кружки).

Сгустки, видимые в и-полосе, по сути, являются уже сформированными комплексами звездных скоплений. Видно, что на картах в $H\alpha$ и в uполосе совпали только сгустки 6. 7 и 13. Многие звездные комплексы, яркие в континууме, видны в промежутках *между* сгустками $H\alpha$: например, 1-2, 4-5, 12-13, 14-15, 15-16, 16-17, 17-18; или на некотором смещении от них, например, комплекс 2-3. А комплекс 19, аналога которому нет на узкополосных изображениях в линиях $H\alpha$ и [NII] λ 6583, отчетливо виден на изображениях в обоих голубых широких фильтрах и и q. Вспомним, что найденное нами выше наиболее характерное расстояние между сгустками $H\alpha$ равняется 0.7 кпк, а характерное расстояние между комплексами, наблюдаемыми в *и*-полосе, составляет 1.05 и 1.5 кпк (рис. 7). Все это вместе взятое указывает на индуцированное звездообразование, происходящее при столкновении стенок гигантских HI-оболочек вокруг молодых звездных комплексов (Ефремов, Эльмегрин, 1998; Егоров и др., 2015). Поскольку характерное расстояние между сгустками разное для разных длин волн, а "видимость" областей звездообразования в разных длинах волн связана с их возрастом (самые молодые хорошо видны в эмиссии $H\alpha$, средний возраст — в ультрафиолете, а к возрасту 1-2 млрд лет мы видим комплексы яркими в и и g), то имеет место распространение звездообразования вдоль кольца, приводящее к изменению характерных расстояний между комплексами звездообразования со временем, что и демонстрируют гистограммы на рис. 7. Аналогичную гистограмму для областей звездообразования среднего возраста мы не можем предъявить, поскольку наблюдения космического телескопа GALEX в полосе NUV имели пространственное разрешение 6", что превышает размеры сгустков и соизмеримо с ожидаемыми расстояниями между ними в ультрафиолете;

таким образом, в данных GALEX структура кольца звездообразования замыта.

ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Ранее регулярное расположение областей звездообразования уже отмечалось в линейных структурах дисковых галактик. Оно характерно, например, для приливных хвостов взаимодействующих галактик (Сотникова, Решетников, 1998). Также оно встречается в рукавах спиральных галактик (Ефремов, 2010; Гусев, Ефремов, 2013; Эльмегрин и др., 2018). Так, в работе Ефремова (2010) сообщается о звездных комплексах размером 0.6 кпк, располагающихся в виде цепочки вдоль северозападного рукава Туманности Андромеды с характерным разделением 1.1 кпк, что, по мнению автора, связано с кратной регулярностью расположения силовых линий магнитного поля. В работе Гусева и Ефремова (2013) при исследовании регулярных цепочек из звездообразующих комплексов в спиральной галактике типа "grand design" NGC 628 выявлены характерные расстояния между комплексами, кратные минимальному расстоянию 0.4 кпк. В работе Эльмегрина и др. (2018) в запыленной спиральной галактике М 100 обнаружена регулярность расположения инфракрасных сгустков вдоль филаментов с характерным расстоянием 0.41 кпк. В недавней статье Гусева и Шимановской (2020) была отмечена подобная регулярность расположения областей звездообразования в резонансном кольце спиральной галактики с баром NGC 6217 с характерным расстоянием между звездными комплексами 0.7 кпк. В той же статье сообщается, что это первый случай наблюдения регулярности расположения областей звездообразования в кольцевых структурах. Теперь мы видим, что тот случай не уникальный. Кольцо в NGC 4324 тоже может быть резонансным: хотя крупномасштабного бара в галактике не видно, но результаты изофотного анализа (Прошина и др., 2019), в частности, скачок эллиптичности изофот на радиусе 13'' - 15'', указывают на триаксиальную структуру центральной части галактики, вытянутую примерно по малой оси изофот. Регулярность расположения комплексов звездообразования в кольце NGC 4324 свидетельствует о том, что физические механизмы звездообразования на локальных масштабах одинаковы в спиральных и в линзовидных галактиках, а различия проступают, когда мы переходим к анализу крупномасштабных структур: в спиральных галактиках основное звездообразование происходит в спиральных волнах плотности, в то время как в богатых газом линзовидных галактиках оно организовано в кольцевые структуры (Подж, Эскридж, 1993; Салим и др., 2012).

Поскольку нами определенно диагностируется текущее и недавно прошедшее звездообразование в кольце линзовидной галактики, и характерный размер сгустков равен 4" или 0.5 кпк, вероятно, мы можем отождествить этот размер с масштабом неоднородностей при развитии гравитационной неустойчивости, ведущей к звездообразованию. Представляется интересным оценить значение критической поверхностной плотности газа и сравнить ее с наблюдаемой величиной. Из теоретических расчетов (Леду, 1951) получается, что неустойчивыми являются возмущения с длинами волн

$$\lambda_{\rm crit} = \frac{2\pi^2 G \Sigma_{\rm gas}}{\kappa^2},\tag{1}$$

где κ — эпициклическая частота. По рассчитанной нами кривой вращения ионизованного газа (рис. 5), которая в силу столкновительной природы газовой подсистемы близка к круговой скорости потенциала галактики, мы видим, что вплоть до внешнего края кольца, ~27", галактика вращается твердотельно. В рамках предположения о твердотельном вращении, в кольце получаем $\kappa \approx$ $\approx 1.7 \times 10^{-15} \text{ c}^{-1}$. Тогда из формулы (1), принимая $\lambda_{\rm crit} = 0.5$ кпк, получаем $\Sigma_{\rm gas}^{\rm crit} = 16 M_{\odot}/\text{пk}^2$. Теперь вычислим наблюдаемую поверхностную плотность молекулярного газа в кольце, принимая, согласно работе Алатало и др. (2013), что радиальная протяженность кольца не превышает 10 сек. дуги и log $M_{\rm H_2} = 7.97 \pm 0.02$:

$$\Sigma_{\rm gas}^{\rm obs} = \frac{M_{\rm H_2}}{\pi (R^2 - r^2)} \approx 4.3$$

 M_{\odot} на пк 2 .

Поскольку наблюдаемая поверхностная плотность газа по расчетам получается меньше, чем критическое значение, а звездообразование в кольце мы все же наблюдаем, то, значит, во-первых, в кольце помимо молекулярного газа есть нейтральный водород, который мы не учитывали при расчете из-за недостатка информации о его количественном содержании именно в кольце, и, вовторых, действуют дополнительные факторы, приводящие к гравитационной неустойчивости и началу звездообразования. Одним из дополнительных факторов может быть так называемый обратный эффект (feedback) от областей звездообразования — поджатие газа расширяющимися от областей звездообразования гигантскими газовыми оболочками. Интересно также, что части кольца, где сгустки эмиссии ионизованного газа показывают возбуждение молодыми звездами, по своей азимутальной позиции близки к концам овальной структуры (рис. 10) — такая конфигурация может ассоциироваться с так называемыми анзаэ (ansae). областями повышенной яркости на концах бара. Хотя в исследовании Мартинес-Вальпуэста и др. (2007) указано, что в анзаэ крайне редко фиксируется текущее звездообразование, но, например, в NGC 4151, которая, как и NGC 4324, не имеет бара, но имеет овал в центре, анзаэ демонстрируют голубой цвет и На эмиссию.

Мы можем оценить массу звездных комплексов, используя SDSS-изображения в u- и g-полосах, а также калибровочное уравнение и коэффициенты к нему из статьи Белла и др. (2003). Поскольку кольцо является внутренним, то необходимо при апертурной фотометрии областей звездообразования учесть вклад подстилающего диска. Так, скопление (сгусток) номер 13 является, на наш взгляд, наиболее подходящим объектом для оценки массы описанным выше образом, поскольку это скопление является наиболее молодым и компактным, как было видно из вышепроведенного анализа. Мы измерили потоки в u- и g-полосах, перевели их в звездные величины, скорректировали за поглощение в нашей Галактике, используя величины поглощений, приведенные в базе данных NED для фотометрических полос системы SDSS: $A_u =$ $= 0.102, A_q = 0.08.$ Для сгустка номер 13 получился цвет (u - q) = 0.19. Далее по табл. 7 из статьи Белла и др. (2003) определяем коэффициенты для уравнения и находим, что отношение $M/L_{q} = 0.75$, и масса молодого звездного комплекса составляет примерно $7 \times 10^6 M_{\odot}$. Еще несколько самых крупных сгустков — номер 7, 1-2, 14-15 — также имеют звездную массу порядка 10⁷ M_☉. Такая масса звездных комплексов согласуется с их размером 0.5 кпк в рамках рассмотрения гравитационной неустойчивости газа (Кови, 1981).

Открытым остается вопрос о происхождении газа, наблюдаемого в кольце этой галактики: является ли он газом, возвращенным проэволюционировавшими звездами этой галактики, или он имеет



Рис. 10. Распределение отношения потоков в эмиссионных линиях [NII]λ6583 и Hα по азимуту вдоль кольца. Характерная ошибка логарифма отношения потоков — 0.01. Угол, указанный на оси абсцисс, отсчитывается от большой оси изофот, северо-восточное окончание, против часовой стрелки. Горизонтальная штриховая линия разграничивает чисто фотоионизационное возбуждение газа (снизу от линии) от возбуждения с примесью ударных волн. Вертикальными пунктирами показана вероятная ориентация триаксиальной структуры в центре галактики.

аккреционное (внешнее) происхождение. Согласованная кинематика звездной и газовой компонент говорит в пользу первого предположения. Механизмы переноса проэволюционировавшего газа из центра галактики на периферию рассматриваются в работе Мариначи и др. (2010). Что касается взаимодействия с окружением, в статье Моралеса и др. (2018), посвященной поиску приливных признаков у близких галактик, галактика NGC 4324 отнесена к числу тех, в которых такие признаки не обнаружены. Но есть и другой вариант аккреции малые слияния. Если богатые газом спутники галактики имели сонаправленный с ее вращением орбитальный спин и их падение происходило в плоскости звездного диска NGC 4324, то такой характер движения спутников мог привести к накоплению газа в диске исследуемой галактики и без каких-либо видимых признаков взаимодействия. Натекающий таким образом газ аккумулируется в кольце, имеющем резонансную природу, связанную с вращением триаксиальной структуры в центре галактики (на наличие которого указывают косвенные свидетельства, перечисленные нами выше). Более того, дополнительный анализ карты лучевых скоростей газа в линии $H\alpha$ из работы Сильченко и др. (2019), представленный нами выше, показывает наличие областей HII, расположенных на удалении от кольца и вращающихся в той же плоскости и со скоростями, более или менее соответствующими вращению галактики на этих радиусах. Наше спектроскопическое исследование с длинной щелью (Прошина и др., 2019) показало всплески эмиссии в линиях $H\alpha$ и [NII] на больших расстояниях от центра, до 12 кпк, причем скорости газа лежат на "плато", т.е. совпадают со скоростью основного диска галактики. В то же время наблюдаются и

отличия от модели кругового вращения плоского диска для трех из четырех внешних областей HII, не лежащих на большой оси изофот — на линии узлов диска (рис. 5, средний). Это, скорее всего, указывает на некоторый наклон внешних орбит газовых облаков — изгиб (warp) газового диска, вероятно, связанный с захватом вещества из плоскости, не совсем точно компланарной звездному диску. Из внешних областей $H\alpha$, область A (рис. 5) видна и в континууме на голубых изображениях галактики из SDSS, с абсолютной звездной величиной $M_q = -9.6$; она, вероятно, является иррегулярным, богатым газом спутником NGC 4324. Отношение линий азота и $H\alpha$, по нашим данным MaNGaL, позволяет оценить обилие кислорода в газе: с калибровками Петтини и Пэйджел (2004) и Марино и др. (2013), эта оценка равна $12 + \log(O/H) =$ $= 8.44 \pm 0.04$, т.е. вдвое ниже солнечной и ниже оценок для внешних NE и SW областей HII, принадлежащих диску галактики (~8.56).

Все эти наблюдательные свидетельства подтверждают гипотезу о возможной подпитке газом диска линзовидной галактики за счет падения богатых газом спутников и/или гигантских облаков. Причем такой сонаправленный характер аккреции спутников способствует звездообразованию в аккрецированном газе, как ранее отмечалось в статье Сильченко и др. (2019). В кольце, вследствие гравитационной неустойчивости, формируются сгустки, в которых начинается звездообразование. Последующими инициаторами звездообразования в газовом кольце уже являются ударные волны от эволюционирующих комплексов массивных ОВ-звезд — первых сформировавшихся скоплений молодых звезд в газовых сгустках. Кроме того, инициатором очередной вспышки звездообразования может служить падение спутника или гигантского облака газа на диск галактики. Таким образом, наблюдаемая нами цепочка "газовых сгустков—звездных комплексов" является цепочкой распространения звездообразования как в пространстве — в кольце, — так и во времени. Для прояснения вопроса о происхождении газа необходимо детальное картирование NGC 4324 в линии 21 см нейтрального водорода как для самой галактики, так и для ее окрестностей.

Исследование колец звездообразования в S0 галактиках поддерживалось грантом Российского фонда фундаментальных исследований (проект №18-02-00094). О.К. Сильченко также благодарит за поддержку Междисциплинарную научнообразовательную Школу МГУ "Фундаментальные и прикладные исследования космоса". В работе мы пользовались данными Базы внегалактических данных NED (NASA/IPAC), которая управляется Лабораторией реактивного движения и Калифорнийским технологическим институтом по контракту с НАСА, и данными Лион-Медонской базы HyperLEDA. Также мы привлекали для нашего анализа данные космических телескопов GALEX и WISE. Данные миссии NASA GALEX были взяты из Архива Микульски для космических телескопов (MAST). Данные космического телескопа WISE, использованные нами, были взяты из Архива инфракрасной науки NASA/IPAC, который управляется Лабораторией реактивного движения Калифорнийского технологического института по контракту с Национальной Администрацией аэронавтики и космоса.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Алатало и др. (К. Alatalo, Т.А. Davis, М. Bureau, L.M. Young, L. Blitz, A.F. Crocker, E. Bayet, M. Bois, et al.), MNRAS **432**, 1796 (2013).
- 2. Ан и др. (С.Р. Ahn, R. Alexandroff, C. Allende Prieto, S.F. Anderson, T. Anderton, B.H. Andrews, E. Aubourg, S. Bailey, et al.), Astrophys. J. Suppl. Ser. **203**, Aid.21 (2012).
- Аскасибар и др. (Y. Ascasibar, M. Gavilán, M. Pinto, J. Casado, F. Rosales-Ortega, and A.I. Diaz), MNRAS 448, 2126 (2015).
- 4. Белл и др. (E.F. Bell, D.H. McIntosh, N. Katz, and M.D. Weinberg), Astrophys. J. Suppl. Ser. **149**, 289 (2003).
- 5. Бинетт и др. (L. Binette, C.G. Magris, G. Stasińska, and A.G. Bruzual), Astron. Astrophys. **292**, 13 (1994).
- 6. Болдуин и др. (J.A. Baldwin, M.M. Phillips, and R. Terlevich), Publ. Astron. Soc. Pacific **93**, 5 (1981).
- 7. Букен и др. (А.Ү.К. Bouquin, A. Gil de Paz, J.C. Munoz Mateos, S. Boissier, K. Sheth, D. Zaritsky, R.F. Peletier, J.H. Knapen, and

J. Gallego), Astrophys. J. Suppl. Ser. 234, Aid.18 (2018).

- 8. Бута (R. Buta), Astrophys. J. Suppl. Ser. 96, 39 (1995).
- 9. Гарсиа (А.М. Garcia), Astron. Astrophys. Suppl. Ser. **100**, 47 (1993).
- 10. Гусев, Ефремов (A.S. Gusev and Yu.N. Efremov), MNRAS **434**, 313 (2013).
- Гусев, Шимановская (A.S. Gusev and E.V. Shimanovskaya), Astron. Astrophys. 640, L7 (2020).
- 12. де Вокулер и др. (G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs, H.G. Corwin, Jr., et al.), *Third Reference Catalogue of Bright Galaxies. Volume I: Explanations and References* (New York: Springer, 1991).
- 13. Джованарди и др. (С. Giovanardi, G. Helou, E.E. Salpeter, and N. Krumm), Astrophys. J. **267**, 35 (1983).
- 14. Дэвис и др. (Т.А. Davis, M. Bureau, L.M. Young, K. Alatalo, L. Blitz, M. Cappellari, N. Scott, et al.), MNRAS **414**, 968 (2011a).
- 15. Дэвис и др. (Т.А. Davis, K. Alatalo, M. Sarzi, M. Bureau, L.M. Young, L. Blitz, P. Serra, A.F. Crocker, et al.), MNRAS **417**, 882 (2011b).
- 16. Дэвис и др. (T.A. Davis, K. Alatalo, M. Bureau, M. Cappellari, N. Scott, L.M. Young, L. Blitz, et al.), MNRAS **429**, 534 (2013).
- 17. Дюпри, Шнайдер (К. Duprie and S. Schneider), Astron. J. **112**, 937 (1996).
- 18. Егоров и др. (O.V. Egorov, T.A. Lozinskaya, and A.V. Moiseev), Astron. Astrophys. Trans. **29**, 17 (2015).
- 19. Ефремов (Yu.N. Efremov), MNRAS **405**, 1531 (2010).
- 20. Ефремов, Эльмегрин (Yu.N. Efremov and B.G. Elmegreen), MNRAS **299**, 643 (1998).
- 21. Жанг и др. (K. Zhang, R. Yan, K. Bundy, M. Bershady, L.M. Haffner, R. Walterbos, R. Maiolino, Ch. Tremonti, et al.), MNRAS **466**, 3217 (2017).
- 22. Кальцетти (D. Calzetti), Secular Evolution of Galaxies (Ed. J. Falcon-Barroso, J.H. Knapen, Cambridhe, UK: Cambridge Univ. Press, p. 419, 2013).
- 23. Каппеллари и др.(M. Cappellari, E. Emsellem, D. Krajnovic, R.M. McDermid, N. Scott, G.A. Verdoes Kleijn, L.M. Young, K. Alatalo, et al.), MNRAS **413**, 813 (2011).
- 24. Кенникат, Эванс (R.C. Kennicutt Jr. and N.J. Evans II), Ann. Rev. Astron. Astrophys. **50**, 531 (2012).
- 25. Кови (L.L. Cowie), Astrophys. J., 245, 66 (1981).
- 26. Комерон и др. (S. Comerón, H. Salo, E. Laurikainen, J.H. Knapen, R.J. Buta, M. Herrera-Endoqui, J. Laine, B.W. Holwerda, et al.), Astron. Astrophys. **562**, A121 (2014).
- 27. Корменди, Кенникат (J. Kormendy and R.C. Kennicutt Jr.), Ann. Rev. Astron. Astrophys. 42, 603 (2004).
- 28. Кортезе, Хьюис (L. Cortese and T.M. Hughes), MNRAS **400**, 1225 (2009).

ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 48 № 3 2022

- 29. Крайнович и др. (D. Krajnović, E. Emsellem, M. Cappellari, K. Alatalo, L. Blitz, M. Bois, F. Bournaud, M. Bureau, et al.), MNRAS **414**, 2923 (2011).
- 30. Крам, Солпитер (N. Krumm and E.E. Salpeter), Astrophys. J. **228**, 64 (1979).
- 31. Кьюли и др. (L.J. Kewley, B. Groves, R. Kauffmann, and T. Heckman), MNRAS **372**, 961 (2006).
- Ласерда и др. (E.A.D. Lacerda, R. Cid Fernandes, G.S. Couto, G. Stasinska, R. Garcia-Benito, N. Vale Asari, E. Perez, R.M. Gonzalez Delgado, S.F. Sanchez, and A.L. de Amorim), MNRAS 474, 3727 (2018).
- Леду (P. Ledoux), Annales d'Astrophysique 14, 438 (1951).
- 34. Мариначи и др. (F. Marinacci, J. Binney, F. Fraternali, C. Nipoti, L. Ciotti, and P. Londrillo), MNRAS **404**, 1464 (2010).
- 35. Марино и др. (R.A. Marino, F.F. Rosales-Ortega, S.F. Sańchez, A. Gil de Paz, J. Vilchez, D. Miralles-Caballero, C. Kehrig, E. Perez-Montero, et al.), Astron. Astrophys. **559**, A114 (2013).
- 36. Мартинес-Вальпуэста и др. (I. Martinez-Valpuesta, J.H. Knapen, and R. Buta), Astron. J. **134**, 1863 (2007).
- 37. Моисеев и др. (A. Moiseev, A. Perepelitsyn, and D. Oparin), Experiment. Astron. **50**, 199 (2020).
- Моралес и др. (G. Morales, D. Martinez-Delgado, E.K. Grebel, A.P. Cooper, B. Javanmardi, and A. Miskolczi), Astron. Astrophys. 614, A143 (2018).
- Морриси и др. (P. Morrissey, T. Conrow, T.A. Barlow, T. Small, M. Seibert, T.K. Wyder, T. Budavari, S. Arnouts, et al.), Astrophys. J. Suppl. Ser. 173, 682 (2007).
- Петтини, Пэйджел(М. Pettini and B.E.J. Pagel), MNRAS 348, L59 (2004).
- Подж, Эскридж (R.W. Pogge and P.B. Eskridge), Astron. J. 106, 1405 (1993).
- 42. Прошина и др. (I.S. Proshina, A.Yu. Kniazev, and O.K. Sil'chenko), Astron. J. **158**, 5 (2019).
- 43. Салим и др. (S. Salim, J.J. Fang, R.M. Rich, S.M. Faber, and D.A. Thilker), Astrophys. J. **755**, Aid.105 (2012).
- 44. Серра и др. (Р. Serra, T. Oosterloo, R. Morganti, K. Alatalo, L. Blitz, M. Bois, F. Bournaud, M. Bureau, et al.), MNRAS **422**, 1835 (2012).

- 45. Сид Фернандес и др. (R. Cid Fernandes, G. Stasińska, A. Mateus, and N. Vale Asari), MNRAS **413**, 1687 (2011).
- 46. Сильченко и др. (O.K. Sil'chenko, A.V. Moiseev, and O.V. Egorov), Astrophys. J. Suppl. Ser. **244**, Aid. 6 (2019).
- Сильченко О.К., Моисеев А.В., Опарин Д.В., Письма в Астрон. журн. 46, 307 (2020) [О.К. Sil'chenko, A.V. Moiseev, and D.V. Oparin, Astron. Lett. 46, 289 (2020)].
- Сотникова Н.Я., Решетников В.П., Письма в Астрон. журн. 24, 97 (1998) [N.Ya. Sotnikova, V.P. Reshetnikov, Astron. Lett. 24, 73 (1998)].
- 49. Сэйдж, Уэлч (L.J. Sage and G.A. Welch), Astrophys. J. **644**, 850 (2006).
- 50. Талли и др. (R.B. Tully, H.M. Courtois, A.E. Dolphin, J.R. Fisher, Ph. Heraudeau, B.A. Jacobs, I.D. Karachentsev, D. Makarov, et al.), Astron. J. **146**, Aid.86 (2013).
- 51. Уэлч, Сэйдж (G.A. Welch and L.J. Sage), Astrophys. J. **584**, 260 (2003).
- 52. Уэлч и др. (G.A. Welch, L.J. Sage, and L.M. Young), Astrophys. J. **725**, 100 (2010).
- 53. Хофман и др. (G.L. Hoffman, B.M. Williams, B.M. Lewis, G. Helou, and E.E. Salpeter), Astrophys. J. Suppl. Ser. **69**, 65 (1989).
- 54. Шатский и др. (N. Shatsky, A. Belinski, A. Dodin, S. Zheltoukhov, V. Kornilov, K. Postnov, S. Potanin, B. Safonov, A. Tatarnikov, and A. Cherepashchuk), *Ground-Based Astronomy in Russia. 21st Century* (2020), p. 127.
- 55. Шет и др. (K. Sheth, M. Regan, J.L. Hinz, A. Gil de Paz, K. Menendez-Delmestre, J.-C. Munoz-Mateos, M. Seibert, T. Kim, et al.), Publ. Astron. Soc. Pacific **122**, 1397 (2010).
- 56. Эльмегрин и др. (B.G. Elmegreen, D.M. Elmegreen, and Yu.N. Efremov), Astrophys. J. **863**, Aid.59 (2018).
- 57. Янг и др. (L.M. Young, M. Bureau, T.A. Davis, F. Combes, R.M. McDermid, K. Alatalo, L. Blitz, M. Bois, et al.), MNRAS **414**, 940 (2011).

ПРИНУДИТЕЛЬНАЯ ФОТОМЕТРИЯ ОБЪЕКТОВ ОБЗОРА Pan-STARRS1 ПО ДАННЫМ ОБЗОРА WISE

© 2022 г. Р. А. Буренин^{1,2*}

¹Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

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

Поступила в редакцию 07.12.2021 г.

После доработки 01.02.2022 г.; принята к публикации 01.02.2022 г.

Обсуждаются методика и результаты фотометрических измерений по данным инфракрасного обзора WISE для всех объектов обзора Pan-STARRS1 в предположении о том, что координаты объектов известны ("принудительная" фотометрия). Фотометрия проводилась с учетом полной модели функции размытия точки и уточненной модели фона в обзоре WISE. Получены измерения потоков или верхние пределы на поток в полосах 3.4 и 4.6 мкм для более чем трех миллиардов оптических объектов на северном небе на склонениях $\delta > -30^{\circ}$. Эти измерения будут использованы для отождествления скоплений галактик, активных ядер галактик и квазаров в обзорах всего неба телескопов еРОЗИТА и АРТ-ХС им. М.Н. Павлинского на борту космической обсерватории Спектр-Рентген-Гамма.

Ключевые слова: фотометрия, обзоры неба.

DOI: 10.31857/S0320010822030020

ВВЕДЕНИЕ

Обзор всего неба в инфракрасном (ИК) диапазоне с помощью телескопа на борту спутника WISE (Wide-field Infrared Survey Explorer, Paur и др., 2010) в настоящее время является наиболее чувствительным обзором неба в диапазоне 3-20 мкм и имеет очень большое значение для самых разных астрофизических исследований, в частности, для исследования галактик и квазаров на высоких красных смещениях. Обзор WISE был начат в январе 2010 г., наблюдения проводились в четырех полосах: 3.4 мкм (W1), 4.6 мкм (W2), 12 мкм (W3) и 22 мкм (W4). Основная часть обзора была завершена в конце 2010 г., когда на борту закончился хладагент (твердый водород) и стало невозможно проводить наблюдения в полосах W3 и W4. По этим данным были выпущены сборки обзора и каталоги источников (Кутри и др., 2021).

После примерно трех лет пребывания в выключенном состоянии наблюдения в полосах W1 и W2 были возобновлены и продолжаются до настоящего времени. Основной целью этих наблюдений является поиск комет, астероидов и малых планет (NEOWISE Reactivation, Мэйнцер и др., 2014). По этим данным были также составлены глубокие карты обзора всего неба (Мейснер и др., 2017, 2021) и получены фотометрические измерения для источников с известными координатами, т.е. "принудительная" фотометрия, для всех объектов Слоановского обзора (Ланг и др., 2016), а также обзора DESI LIS (Дей и др., 2019). Кроме того, по этим данным были получены каталоги источников, обнаруженных в обзоре WISE (Шлафли и др., 2019; Марокко и др., 2021).

В настоящей статье представлены результаты принудительной фотометрии по данным обзора WISE для всех объектов Pan-STARRS1 (Чамберс и др., 2016). Получены измерения потоков или верхние пределы на поток в полосах W1 и W2 для более чем трех миллиардов оптических объектов на северном небе на склонениях $\delta > -30^{\circ}$. По сравнению со Слоановским обзором и обзором DESI LIS обзор Pan-STARRS1 покрывает заметно большую часть неба. По сравнению с измерениями в каталогах источников, обнаруженных в обзоре WISE, наши измерения содержат, в том числе, измерения с низкой значимостью и верхние пределы на ИКпоток для всех оптических источников. Кроме того, угловое разрешение в обзоре WISE (около 6") является уже недостаточно высоким для обзора такой большой глубины — значительная доля источников оказывается расположенной слишком близко друг к другу. В наших измерениях ошибки должны

^{*}Электронный адрес: rodion@hea.iki.rssi.ru

быть ниже из-за отсутствия ошибок центрирования, а также из-за того, что должны быть ниже ошибки, связанные со смешиванием источников (эффект путаницы).

Предполагается, что эти измерения будут использованы для отождествления далеких скоплений галактик, активных ядер галактик и квазаров в обзорах всего неба телескопов еРОЗИТА и АРТ-ХС им. М.Н. Павлинского на борту космической обсерватории Спектр-Рентген-Гамма (СРГ) (Предель и др., 2021; Павлинский и др., 2021; Сюняев и др., 2021).

ДАННЫЕ ОБЗОРА WISE

В нашей работе были использованы общедоступные сборки unWISE¹ (Ланг, 2014; Мейснер и др., 2017), использовались последние версии сборок с семилетней полной экспозицией неба (NeoWISE-R 7, Мейснер и др., 2021). Сборки состоят из перекрывающихся площадок размером около $1.5^{\circ} \times 1.5^{\circ}$, размер области перекрытия составляет около 3'. Для наших измерений использовались изображения неба в полосах W1 и W2 с маскированными дефектами, транзиентами, следами спутников и т.п., а также соответствующие карты стандартного отклонения. Размер изображений составляет 2048 × 2048 элементов, угловой масштаб — 2".75. Астрометрическая и фотометрическая калибровки изображений выполняются в стандартном конвейере обработки данных проекта WISE и применяются к данным, на основе которых составлены сборки unWISE.

ДАННЫЕ ОБЗОРА Pan-STARRS1

Данные обзора Pan-STARRS1² (Чамберс и др., 2016) были скачаны из архива MAST³ в течение лета и осени 2019 г. Загрузка осуществлялась путем отбора данных на площадках обзора WISE из таблицы StackObjectView (см. подробнее документацию архива данных проекта Pan-STARRS1⁴). Таким образом, были получены данные о координатах объектов, результаты фотометрических измерений в виде различных величин: полученных подгонкой функции размытия точки (ФРТ), в постоянной апертуре, в адаптивной апертуре по методу Крона (Крон, 1980), а также различные флаги качества фотометрических измерений.

²https://panstarrs.stsci.edu/

ПРИНУДИТЕЛЬНАЯ ФОТОМЕТРИЯ ПО ДАННЫМ ОБЗОРА WISE

Для всех объектов обзора Pan-STARRS1 были получены измерения потоков в полосах W1 и W2 в предположении о том, что положения источников не меняются и определены их координатами в обзоре Pan-STARRS1, т.е. для всех этих объектов была получена "принудительная" фотометрия по данным обзора WISE.

Астрометрическая калибровка как обзора Pan-STARRS1 (Мэгние и др., 2020), так и обзора WISE (Кутри и др., 2013), была выполнена относительно обзора 2MASS (Скрутски и др., 2006). Основную часть данных обзора Pan-STARRS1 составляет обзор 3π (Чамберс и др., 2016), наблюдения для этого обзора проводились с 2009 по 2014 г. Обзор WISE был начат также в 2009 г. и продолжается по настоящее время с перерывом на 33 мес после февраля 2011 г. Данные в сборках всего неба обзора WISE с семилетней полной экспозицией неба (NeoWISE-R 7), которые используются в нашей работе, были получены путем усреднения всех данных обзора WISE, имеющихся в наличии в декабре 2019 г. (Мейснер и др., 2021).

Учитывая то, что астрометрическая калибровка обоих обзоров основана на данных обзора 2MASS (оба обзора выполнены в близкую эпоху), а также то, что угловое разрешение телескопа WISE составляет величину около 5", фотометрические измерения с большими ошибками будут получены только для объектов, имеющих собственное движение больше нескольких сотен миллисекунд в год. Поэтому для подавляющего большинства звезд, а также для всех галактик и квазаров имеющиеся астрометрические неопределенности не должны приводить к заметным ошибкам фотометрических измерений.

Модель ФРТ

Для подгонки модели источников на изображениях обзора WISE была использована модель функции размытия точки (ФРТ), полученная путем объединения данных наблюдений большого числа (около 4000) ярких и умеренно ярких звезд. Засвеченные области около центров наиболее ярких звезд маскировались при объединении данных. Использовались изображения звезд, расположенные на эклиптической широте не выше 60°. Также считалось, что направление на полюс эклиптики в поле зрения телескопа всегда является постоянным — это определяется стратегией наблюдений, когда угол между оптической осью телескопа и направлением на Солнце всегда составляет 90° (Райт и др., 2010). Таким образом, были получены высококачественные измерения ФРТ телескопа WISE

¹http://unwise.me/

³https://mastweb.stsci.edu/mcasjobs/

⁴https://outerspace.stsci.edu/display/PANSTARRS

ПРИНУДИТЕЛЬНАЯ ФОТОМЕТРИЯ ОБЪЕКТОВ



Рис. 1. Изображение функции размытия точки (ФРТ) в обзоре спутника WISE в полосе W1 (вверху) и в полосе W2 (внизу). На изображениях справа и слева показана одна и та же ФРТ в разных цветовых масштабах для того, чтобы можно было увидеть весь динамический диапазон измерений ФРТ, который составляет величину порядка 10⁶.

в динамическом диапазоне поверхностной яркости порядка 10⁶. Полученные ФРТ в полосах W1 и W2 показаны на рис. 1, усредненные радиальные профили ФРТ показаны на рис. 2. На высоких эклиптических широтах сборки unWISE составлены из изображений по-разному развернутых относительно направления на полюс экваториальных координат. Для того чтобы учесть это, ФРТ телескопа WISE усреднялась по всем направлениям на полюс эклиптики, которые имеются на данной площадке сборок unWISE.

Модель ФРТ была получена на более тонком разбиении, по сравнению со сборками unWISE, элемент изображения составил 1."375, т.е. половину от элемента на исходных изображениях. При расчете потоков значение ФРТ в произвольной точке определялось с помощью билинейной интерполяции (см., например, Пресс и др., 1992). Для расчета потоков галактик был получен набор ФРТ

169



Рис. 2. Усредненные радиальные профили ФРТ в обзоре спутника WISE в полосах W1, W2.

сглаженных с центрально-симметричным экспоненциальным профилем и профилем де Вокулера (Де Вокулер, 1948), и линейная интерполяция проводилась также и по соответствующему радиусу. Учет эллиптичности в моделях галактик будет проведен в последующих версиях наших расчетов.

Модель фона

В первом приближении инструментальный фон был вычтен при составлении сборок unWISE (Ланг, 2014). Однако при ближайшем рассмотрении оказывается, что из-за того, что в широких крыльях ФРТ содержится значительная часть потока источников, фон недовычитается в областях неба размером порядка нескольких угловых минут, где число источников оказывается выше среднего. По этой же причине фон перевычитается в областях неба такого же размера, где число источников относительно мало́. Кроме того, на изображениях сборок unWISE, возможно, остались следы инструментального фона на этом угловом масштабе.

Для того чтобы учесть эти изменения фона при расчете потоков источников, был проведен расчет фона с помощью вэйвлет-разложения изображений (Вихлинин и др., 1998). Для этого из изображений сборок unWISE были вычтены модели ФРТ для ярких звезд и далее с помощью ПО wvdecomp⁵ на этих изображениях сборок был убран весь сигнал значимостью выше 3σ на угловых масштабах ниже примерно 30". Остаток использовался в качестве модели фона. Пример модели фона, полученной таким образом, показан на рис. 3. Для расчета потоков использовались только данные в непосредственной близости от положения объекта. Использовались элементы изображения с центрами, расположенными ближе некоторого радиуса, который вычислялся в зависимости от потока источника на сглаженном изображении unWISE и составлял величину от 5″.5 до ≈20″ для наиболее слабых и ярких источников соответственно.

В первую очередь отдельно проводился расчет модели для очень ярких звезд, которые оказывались засвеченными на изображениях обзора Pan-STARRS1. Эти источники центрировались по изображениям обзора WISE. Модель этих ярких звезд вычиталась из изображений сборок unWISE.

Для протяженных объектов обзора Pan-STARRS1 делалась попытка определить их протяженность на изображениях unWISE. Такие объекты отбирались стандартным образом, по разнице между величинами, полученными подгонкой функции размытия точки (ФРТ), в постоянной апертуре и в адаптивной апертуре по методу Крона (Крон, 1980) по данным обзора Pan-STARRS1. Для таких объектов радиус кружка, в котором использовались данные для подгонки модели источника, дополнительно увеличивался в 1.5 раза.

Исходное изображение разбивалось на связанные области ("острова"), образованные пересекающимися кружками около объектов обзора Рап-STARRS1, в которых необходимо было рассчитать потоки для близко расположенных источников обзора Pan-STARRS1, как это показано на рис. 4, и все расчеты проводились одновременно для всех источников в каждой связанной области. В областях неба с очень высокой плотностью звезд. например, в области близко к плоскости Галатики, в некоторых редких случаях "острова" получаются слишком большими, что сильно замедляет расчеты. В таких случаях, если число объектов в острове превышает 300, расчет потоков не производится, что отмечается соответствующим флагом (см. Приложение). Этот недостаток будет устранен в последующих версиях наших расчетов. Однако это практически не сказывается на измерениях в области высоких галактических широт, $|\delta| > 15^{\circ}$.

Поскольку координаты точечных объектов обзора Pan-STARRS1 заданы заранее и требуется подогнать к данным только потоки источников, модель является линейной по параметрам. Поэтому в данном случае потоки источников могут быть измерены методом наименьших квадратов за один проход без необходимости дополнительных итераций. Для решения этой задачи использовался метод сингулярного разложения (Пресс и др., 1992).

Измерение потоков

⁵doi:10.5281/zenodo.361034



Рис. 3. Пример изображения сборки unWISE в полосе W1 (слева) и модели фона, построенной по этим данным (справа). Размер поля составляет около 20′ × 20′.



Рис. 4. Пример изображения сборки unWISE размером около 6' × 6', в полосе W1 (вверху слева), разбиения на связанные области ("острова"), в которых проводился расчет потоков для объектов обзора Pan-STARRS1 (вверху справа), модель источников (внизу слева) и остаток от вычитания модели из изображения сборки unWISE. На последнем изображении остались только ИК-источники, для которых не имеется соответствующих им объектов в обзоре Pan-STARRS1.

ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 48 № 3 2022

БУРЕНИН



Рис. 5. Пример вычитания моделей галактик из изображения сборки unWISE: слева — изображение обзора Pan-STARRS1, посередине — изображение сборки unWISE, из которого вычтены модели звезд и все оставшиеся источники являются галактиками, либо объектами, которых нет в обзоре Pan-STARRS1, справа — остаток от вычитания моделей галактики из изображения сборки unWISE. Даже в случае спиральной галактики видимой с ребра (слева внизу) систематическая ошибка измерения потока составляет не более 5%.

Для протяженных объектов обзора Pan-STARRS1 радиус протяженной модели определялся отдельно методом обратной параболической интерполяции (метод Брента), после чего проводился перерасчет потоков всех источников в острове методом сингулярного разложения. Расчет проводился как для экспоненциального профиля галактики, так и для профиля де Вокулера, для каждого объекта вид профиля определялся из значения $\Delta \chi^2$. Если модель протяженного источника не приводила к улучшению χ^2 более чем на $\Delta \chi^2 = 4$, объект считался точечным. Эти расчеты повторялись не более 10 раз и прекращались, если дальнейшая подгонка радиуса галактики не приводила к улучшению χ^2 .

Пример изображения сборки unWISE в полосе W1, разбиения на связанные области ("острова"), в которых проводился расчет потоков для объектов обзора Pan-STARRS1, модели источников и остатка от вычитания этой модели из изображения сборки unWISE приведены на рис. 4. На изображении остатка от вычитания модели остаются только ИК-источники, для которых не имеется соответствующих им объектов в обзоре Pan-STARRS1.

Так как угловое разрешение обзора WISE (около 5") является недостаточным для того, чтобы разрешить слабые галактики, подавляющее большинство объектов, изначально определенных в качестве галактик, подгоняются моделью точечного источника. Моделью протяженного источника подгоняются, в основном, только более яркие галактики, ярче примерно 17^m. Пример вычитания моделей ярких галактик из изображения сборки unWISE показан на рис. 5. Недостатки вычитания центрально симметричной модели хорошо видны на этом рисунке. Очевидно, что проявляются они тем больше, чем форма галактики оказывается дальше от центрально-симметричной. Однако можно показать, что даже в случае спиральной галактики, видимой с ребра (см. рис. 5, слева внизу), систематическая ошибка измерения потока составляет не более 5%.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Полная таблица результатов фотометрических измерений, полученных в нашей работе, содержит более 3×10^9 строк и доступна в электронном виде⁶. Эта таблица содержит следующие основные поля:

- objID Идентификатор объекта из обзора Pan-STARRS1, используя который можно с помощью SQL-запросов в базе данных в архиве MAST⁷ для любого объекта получить результаты фотометрических измерений в обзора Pan-STARRS1.
- α, δ Экваториальные координаты объекта в эпохе J2000.
- W1, δW1, W2, δW2 звездная величина в системе Веги, а также ошибка на звездную величину. Если ошибка равна —1, то соответствующая звездная величина представляет собой верхний предел на доверительном уровне 2σ. Фотометрическая калибровка является стандартной для обзора WISE (Кутри и др., 2013), потоки посчитаны напрямую из сборок unWISE.

⁶http://wise-forced.cosmos.ru/

⁷https://mastweb.stsci.edu/mcasjobs/



Рис. 6. Распределение объектов обзора Pan-STARRS1 по цветам (r - i) и (r - W1). Объекты, расположенные ниже прямой линии, отмечены в качестве звезд с помощью соответствующего флага.

- Значимость обнаружения источника в обзоре WISE в единицах стандартного отклонения (w1sig, w2sig).
- Радиус модели протяженного источника в угловых секундах (w1reff, w2reff).
- Фотометрические флаги, которые содержат сведения об условиях подгонки каждого источника, и об ошибках, возникающих при этом (w1flag, w2flag).
- star Флаг фотометрической классификации звезда—галактика.

Подробные сведения о значениях фотометрических флагов даны в Приложении.

Флаг фотометрической классификации звездагалактика получен из показателей цвета (r - i) и (r - W1), где для обзора Pan-STARRS1 взяты цвета, полученные подгонкой ФРТ. Распределение объектов обзора Pan-STARRS1 по этим цветам показано на рис. 6. Объекты, расположенные ниже прямой линии на этом рисунке, т.е. цвета которых удовлетворяют условию

$$(r - W1) > 2.1(r - i) + 2.4,$$
 (1)

отмечены в качестве звезд. Это условие действительно хорошо разделяет галактики и звезды, что можно показать, например, используя оптические изображения высокого качества.

СРАВНЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ С ДАННЫМИ ТЕЛЕСКОПА СПИТЦЕР

Для того чтобы оценить качество полученных фотометрических измерений, можно провести сравнение результатов этих измерений с данными глубоких обзоров телескопа Спитцер. Для этого были использованы данные глубокого обзора телескопа Спитцер площадок, в которых в будущем будет выполняться глубокий обзор телескопа им. Веры Рубин (Deep Drilling Fields, DDF, Лэси и др.,



Рис. 7. Результаты сравнения измерений величин в полосе W1 обзора WISE и в полосе 3.6 мкм обзора DDF для объектов в кружке радиусом 20' около координат $\alpha = 36$?0, $\delta = -4$?5 (J2000). Галактики здесь отделены от звезд по данным обзора DDF.

2021). Данные этого обзора были скачаны из архива IRSA⁸. Обзор DDF был выполнен в полосах 3.6 и 4.5 мкм и по своей глубине примерно на порядок превосходит обзор всего неба телескопа WISE, поэтому ошибками фотометрических измерений в этом обзоре для наших целей можно пренебречь. Угловое разрешение телескопа Спитцер в этих двух полосах также значительно превосходит разрешение телескопа WISE и составляет 1...66 и 1...72 соответственно (Фазио и др., 2004).

На рис. 7 показаны результаты сравнения измерений величин в полосе W1 обзора WISE и в полосе 3.6 мкм обзора DDF для объектов в кружке радиусом 20' около координат $\alpha = 36^\circ$ 0, $\delta = -4^\circ$ 5 (J2000). Для этого рисунка галактики отделялись от звезд по данным обзора DDF: звездообразными считались объекты, для которых разница между апертурной и кроновской величинами оказывалась меньше 0.3^m . На этом рисунке величины звездообразных объектов сравниваются с ФРТ величинами обзора DDF, а величины галактик — с изофотными величинами соответствующих объектов.

Видно, что наши измерения величин как звездообразных, так и протяженных объектов являются несмещенными вплоть до предела обнаружения на сборках unWISE. Для ярких звезд, W1 < 13, систематическое уменьшение цвета связано с тем,

⁸https://irsa.ipac.caltech.edu/data/SPITZER/DeepDrill/

ной со стандартным отклонением $\sigma \approx 0.137^m$ для звездообразных объектов и $\sigma \approx 0.198^m$ для галактик. Видно, что для галактик распределение хуже соответствует нормальному, имеется заметное количество выбросов на масштабе одной величины и выше.

Для сравнения отметим, что для измерений обзора CatWISE2020 (Марокко и др., 2021) разброс разницы величин для звездообразных объектов, посчитанный точно таким же образом, как это было сделано выше для наших измерений, составляет $\sigma \approx 0.163^m$, т.е. примерно на 20% больше ошибок наших измерений для этих же источников (см. выше). Дополнительные ошибки измерений появляются здесь, по-видимому, из-за того, что этот обзор выполнен по данным шести лет экспозиции обзора всего неба WISE, а также из-за того, что свой заметный вклад дают ошибки центрирования источников.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлены результаты фотометрических измерений для всех объектов обзора Рап-STARRS1 по данным ИК-обзора WISE в предположении о том, что координаты источников известны и не меняются, т.е. результаты "принудительной" фотометрии. Получены измерения потоков или верхние пределы на поток в полосах 3.4 и 4.6 мкм для более чем трех миллиардов оптических объектов на северном небе на склонениях $\delta > -30^{\circ}$.

Результаты измерений, представленных в этой работе, а также результаты предыдущих версий этих измерений, были использованы нами ранее для отождествления скоплений галактик в обзоре обсерватории им. Планка (см., например, Буренин, 2017; Буренин и др., 2018; Зазнобин и др., 2021а). В будущем мы предполагаем использовать эти измерения для отождествления скоплений галактик, активных ядер галактик и квазаров в обзорах всего неба телескопов еРОЗИТА и АРТ-ХС им. М.Н. Павлинского на борту космической обсерватории СРГ (Предель и др., 2021; Павлинский и др., 2021; Сюняев и др., 2021). Эта работа в настоящее время уже началась (Зазнобин и др., 20216; Буренин и др., 2021). Отметим, что данные обзора Pan-STARRS1 равномерно покрывают почти всю "российскую" половину неба обзора СРГ/еРОЗИТА.

Результаты наших измерений сделаны общедоступными на странице в сети по адресу http://wise-forced.cosmos.ru/.

Автор благодарен Р.А. Кривоносу за помощь в организации доступа к данным измерений в сети. В этом исследовании использовались данные общедоступного архива обзора Pan-STARRS1, а также данные Архива инфракрасной науки НАСА/ІРАС. Работа выполнена при поддержке гранта РНФ 21-12-00343

ПРИЛОЖЕНИЕ

Значение флагов, представленных в нашей таблице фотометрических измерений, получается суммированием значений флагов, которые даны ниже. Значение каждого отдельного флага можно получить, как обычно, из побитного сравнения с суммарным флагом.

 $NOT_IN_FIELD = 1 - Объект находится вне по$ ля изображения сборки unWISE.

DUPLICATE = 2 - Oбъект является дубликатом другого объекта в данных обзора Pan-STARRS1. Фотометрических измерений для такого объекта не проводится.

BAD_PHOT = $4 - \Phi$ отометрическое измерение отсутствует из-за слишком большой населенности поля, либо в первом проходе получается отрицательный поток (в этом случае измерения не проводится, поток объекта устанавливается равным нулю).

 $DO_NOT_FIT = 8$ — На изображениях unWISE угловом на масштабе ФРТ телескопа WISE не имеется сигнала значимостью выше 1.5 , измерения потока объекта не проводятся, в таблице дается 2σ верхний предел на поток.

EXT_SELECTED = 16 — Объект отобран в качестве протяженного по данным обзора Рап-STARRS1, для него делается попытка определить протяженность по данным обзора WISE.

 $FIT_EXT = 32 - Объект подгонялся моделью$ протяженного источника.

64 — Объект FIT_DEVAUC = подгонялся центрально-симметричной моделью с профилем де Вокулера. При положительном значении ключа FIT_EXT и отрицательном значении ключа FIT_DEVAUC — центрально-симметричной моделью с экспоненциальным профилем.

PHOTO_STAR = 128 - Obsect является звездой,согласно показателям цвета (r-i) и (r-W1) (см. текст).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Буренин Р.А., Бикмаев И.Ф., Хамитов И.М., Зазнобин И.А., Хорунжев Г.А., Еселевич М.В., Афанасьев В.Л., Додонов С.Н., Рубино-Мартин Х.-А., Агханим Н., Сюняев Р.А., Письма в Астрон. журн. 44, 317 (2018) [R.A. Burenin, et al., Astron. Lett. 44, 297 (2018)].
- 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, 461 (2021) [R.A. Burenin, et al., Astron. Lett. 47, 443 (2021)].
- 3. Буренин Р.А., Письма в Астрон. журн. **43**, 559 (2017) [R.A. Burenin, Astron. Lett. **43**, 507 (2017)].
- 4. Вихлинин и др. (A. Vikhlinin, B.R. McNamara, W. Forman, C. Jones, H. Quintana, and A. Hornstrup), Astrophys. **502**, 558 (1998).
- 5. Де Вокулер (G. de Vaucouleurs), Annales d'Astrophysique 11, 247 (1948).
- 6. Дей и др. (A. Dey, D.J. Schlegel, D. Lang, R. Blum, K. Burleigh, X. Fan, et al.), Astron. J. **157**, 168 (2019).
- Зазнобин И.А., Буренин Р.А., Ляпин А.Р., Хорунжев Г.А., Афанасьев В.Л., Гроховская А.А., Додонов С.Н., Еселевич М.В., Уклеин Р.И., Бикмаев И.Ф., Хамитов И.М., Гильфанов М.Р., Лыскова Н.С., Медведев П.С., Сюняев Р.А., Письма в Астрон. журн. 47, 174 (2021а) [I.A. Zaznobin, et al., Astron. Lett. 47, 141 (2021а)].
- Зазнобин И.А., Буренин Р.А., Ляпин А.Р., Хорунжев Г.А., Афанасьев В.Л., Гроховская А.А., Додонов С.Н., Еселевич М.В., Уклеин Р.И., Бикмаев И.Ф., Хамитов И.М., Гильфанов М.Р., Лыскова Н.С., Медведев П.С., Сюняев Р.А., Письма в Астрон. журн. 47, 155 (20216) [I.A. Zaznobin, et al., Astron. Lett. 47, 61 (2021b)].
- 9. Крон (R.G. Kron), Astrophys. J. Suppl. Ser. **43**, 305 (1980).
- 10. Кутри и др. (R.M. Cutri, E.L. Wright, T. Conrow, J.W. Fowler, P.R.M. Eisenhardt, C. Grillmair, et al.), *Explanatory Supplement to the AllWISE Data Release Products*, Explanatory Supplement to the AllWISE Data Release Products (2013).
- 11. Кутри и др. (R.M. Cutri, E.L. Wright, T. Conrow, J.W. Fowler, P.R.M. Eisenhardt, C. Grillmair, et al.), VizieR Online Data Catalog, p. II/328 (2021).
- 12. Ланг и др. (D. Lang, D.W. Hogg, and D.J. Schlegel), Astron. J. **151**, 36 (2016).

- 13. Ланг (D. Lang), Astron. J. 147, 108 (2014).
- 14. Лэси и др. (M. Lacy, J.A. Surace, D. Farrah, K. Nyland, J. Afonso, W.N. Brandt, et al.), MNRAS **501**, 892 (2021).
- 15. Марокко и др. (F. Marocco, P.R.M. Eisenhardt, J.W. Fowler, J.D. Kirkpatrick, A.M. Meisner, E.F. Schlafly, et al.), Astrophys. J. Suppl. Ser. **253**, 8 (2021).
- 16. Мейснер и др. (А.М. Meisner, D. Lang, and D.J. Schlegel), Astron. J. **153**, 38 (2017).
- 17. Мейснер и др. (A.M. Meisner, D. Lang, E.F. Schlafly, and D.J. Schlegel), Res. Not. Am. Astron. Soc. **5**, 200 (2021).
- 18. Мэгние и др. (E.A. Magnier, E.F. Schlafly, D.P. Finkbeiner, J.L. Tonry, B. Goldman, S. Röser, et al.), Astrophys. J. Suppl. Ser. **251**, 6 (2020).
- 19. Мэйнцер и др. (A. Mainzer, J. Bauer, R.M. Cutri, T. Grav, J. Masiero, R. Beck, et al.), Astrophys. **792**, 30 (2014).
- 20. Павлинский и др. (M. Pavlinsky, A. Tkachenko, V. Levin, N. Alexandrovich, V. Arefiev, V. Babyshkin, et al.), Astron. Astrophys. **650**, A42 (2021).
- 21. Предель и др. (P. Predehl, R. Andritschke, V. Arefiev, V. Babyshkin, O. Batanov, W. Becker, et al.), Astron. Astrophys. **647**, A1 (2021).
- 22. Пресс и др. (W.H. Press, S.A. Teukolsky, W.T. Vetterling, and B.P. Flannery), *Numerical recipes in FORTRAN. The art of scientific computing* (1992).
- 23. Райт и др. (E.L. Wright, P.R.M. Eisenhardt, A.K. Mainzer, M.E. Ressler, R.M. Cutri, T. Jarrett, et al.), Astron. J. **140**, 1868 (2010).
- 24. Скрутски и др. (M.F. Skrutskie, R.M. Cutri, R. Stiening, M.D. Weinberg, S. Schneider, J.M. Carpenter, et al.), Astron. J. **131**, 1163 (2006).
- 25. Сюняев и др. (R. Sunyaev, V. Arefiev, V. Babyshkin, A. Bogomolov, K. Borisov, M. Buntov, et al.), arXiv e-prints, p. arXiv:2104.13267 (2021).
- 26. Фазио и др. (G.G. Fazio, J.L. Hora, L.E. Allen, M.L.N. Ashby, P. Barmby, L.K. Deutsch, et al.), Astrophys. J. Suppl. Ser. **154**, 10 (2004).
- 27. Чамберс и др. (К.С. Chambers, E.A. Magnier, N. Metcalfe, H.A. Flewelling, M.E. Huber, C.Z. Waters, et al.), arXiv e-prints, p. arXiv:1612.05560 (2016).
- 28. Шлафли и др. (E.F. Schlafly, A.M. Meisner, and G.M. Green), Astrophys. J. Suppl. Ser. **240**, 30 (2019).

2022

СВЕРХНОВАЯ ТИПА Ibn SN 2010al: МОЩНАЯ ПОТЕРЯ МАССЫ ЗА ПОЛГОДА ДО ВЗРЫВА

© 2022 г. Н. Н. Чугай^{1*}

¹Институт астрономии РАН, Москва, Россия Поступила в редакцию 26.01.2022 г. После доработки 31.01.2022 г.; принята к публикации 01.02.2022 г.

Сверхновая типа Ibn SN 2010al исследована с целью определения параметров сверхновой и околозвездной оболочки. Модель взаимодействия сверхновой с околозвездным веществом в сочетании со спектральным моделированием эмиссионной бленды 4600 Å приводит к картине взрыва WR-звезды с энергией $(1-1.5) \times 10^{51}$ эрг внутри плотной компактной околозвездной оболочки с массой ~0.1 M_{\odot} и кинетической энергией ~ 10^{48} эрг. Околозвездная оболочка была сформирована за 0.4 года перед гравитационным коллапсом.

Ключевые слова: звезды, сверхновые, SN 2010al.

DOI: 10.31857/S0320010822030032

ВВЕДЕНИЕ

Сверхновая SN 2010аl принадлежит к категории SNe Ibn, порождаемых гравитационным коллапсом (CCSN). Это фактически взрывающиеся звезды Вольфа—Райе (WR) класса WN, которые однако показывают признаки плотной околозвездной среды (Пасторелло и др., 2015). Кривая блеска SNe Ibn вблизи максимума блеска обусловлена взаимодействием оболочки сверхновой с плотным околозвездным газом (Мория, Маеда, 2016), как в случае SN 2006jc, также типа Ibn (Чугай, 2009).

Недавнее исследование кривых блеска SN Ibn приводит к выводу (Маеда, Мория, 2022), что быстрое падение блеска после максимума свечения отражает крутое падение плотности с $\omega \sim 3$ в степенном распределении плотности околозвездной оболочки $ho \propto r^{-\omega}$ и малую массу ⁵⁶Ni в оболочке сверхновой. Крутое падение плотности околозвездного газа означает, что темп потери массы нарастает по мере приближения предсверхновой к взрыву (Маеда, Мория, 2022). Присутствие компактной (~10¹⁵ см) плотной оболочки ранее было обнаружено (Чугай, 2001) в SN 1998S (IIL) и SNe IIP, например, SN 2013fs (Ярон и др., 2017). Это означает, что некоторый универсальный механизм вызывает интенсивную потерю массы массивной предсверхновой за год-десятилетие перед коллапсом ядра.

Отсутствие ясности в понимании природы бурной потери массы незадолго до взрыва CCSN, наряду с признаками компактной околозвездной оболочки в сверхновых SN Ibn, является важным поводом для того, чтобы исследовать хорошо наблюдавшуюся SN 2010al (Ibn) для оценки параметров околозвездной оболочки и самой сверхновой. Одним из инструментов такого исследования является моделирование взаимодействия сверхновой с околозвездным веществом (см., например, Чугай, 2001). При этом важно опираться на описание не только кривой блеска, но и скорости раширения; последний аспект отсутствует в опубликованной недавно модели SN 2010al. Более того, можно получить важные ограничения на параметры модели, опираясь на анализ эмиссионной бленды линий Не II 4686 Å, N III 4634, 4641 Å, которая присутствует в первом спектре (Пасторелло и др., 2015). Профили линий — узкое ядро с широкими крыльями — указывают на то, что они формируются излучением и последующим томсоновским рассеянием в оптически плотной оболочке (Чугай, 2001). Моделирование такой линии позволяет получить величину оптической толщины околозвездной оболочки по томсоновскому рассеянию и таким образом верифицировать модель околозвездной оболочки.

Изложение начинается с описания модели взаимодействия с околозвездным веществом, включая расширение модели на случай адиабатической внешней ударной волны в околозвездной среде с крутым падением плотности $\omega > 3$. Затем описана модель формирования эмиссионной бленды

^{*}Электронный адрес: nchugai@inasan.ru

4600 Å. В итоге будут представлены результаты моделирования с обсуждением следствий.

Исследование основано на спектрах SN 2010al (Пасторелло и др., 2015), которые взяты из базы данных WISeREP (Ярон, Гал-Ям, 2012).

МОДЕЛЬ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ С ОКОЛОЗВЕЗДНЫМ ГАЗОМ

Приближение тонкого слоя

Гидродинамика взаимодействия оболочки сверхновой с околозвездным веществом рассматривается в приближении тонкого слоя, в котором сгребенное вещество между внешней и обратной ударными волнами считается тонкой оболочкой, ускоряемой динамическим давлением вещества сверхновой (Джулиани, 1981; Шевалье, 1982; Чугай, 2001). В рассматриваемых условиях подавляющая часть тонкой оболочки является относительно холодной (~10⁴ K) и далее именуется холодной плотной оболочкой (ХПО).

Кинетическая светимость внешней ударной волны $L_{k,f}$ и обратной ударной волны $L_{k,r}$ конвертируется в рентгеновское излучение, которое будучи поглощенным невозмущенной оболочкой сверхновой, веществом ХПО и околозвездным газом перерабатывается в наблюдаемое оптическое излучение. Рентгеновская светимость ударной волны, например, внешней ударной волны, составляет $L_{X,f} =$ $= \eta_f L_{k,f}$ с радиационной эффективностью $\eta_f =$ $= t/(t + t_{c,f})$, где $t_{c,f}$ — время охлаждения горячего газа ударной волны. Время охлаждения вычисляется в предположении равенства электронной и ионной температур $T_e = T_i$ при плотности газа за ударной волной, равной, 4 × (плотность перед ударной волной), с функцией высвечивания при содержании водорода X = 0.2, типичном для WN-звезд (Хаманн и др., 1991). Доля рентгеновской светимости внешней ударной волны с радиусом r_f, которая перехватывается оболочкой сверхновой и тонкой оболочкой с радиусом r_{cds} , равна фактору дилюции W = 0.5[1 - 1000] $-(1-(r_{cds}/r_f)^2)^{1/2}]$. Поглощенная доля рентгеновской светимости вычисляется с использованием спектра тормозного излучения при температуре газа в ударной волне и коэффициента поглощения $k_X = 100(h\nu/1 \text{ кэB})^{-8/3} \text{ см}^2 \text{ г}^{-1}.$

Модельная болометрическая светимость в момент t предполагает мгновенную переработку поглощенного рентгеновского излучения в выходящее оптическое излучение при условии, что диффузионное время околозвездной оболочки $t_{\rm dif}(t) < t$, в противном случае болометрическая светимость полагается равной 10^{40} эрг с⁻¹ по аналогии с величиной светимости предсверхновой SN 2020tlf с интенсивной потерей массы (Якобсон-Галан и др., 2022). Типичный возраст сверхновой в нашей модели, удовлетворяющий равенству $t_{\rm dif}(t) = t$ составляет ~ 2 дня.

Плотность околозвездного вещества меняется вдоль радиуса по степенному закону $\rho(r) = Ar^{-\omega}$ с $\omega < 3$ при $r < R_k$ и $\omega > 3$ при $r > R_k$. Возможная клочковатость распределения вещества игнорируется. Расширение оболочки сверхновой предполагается гомологическим (v = r/t), а распределение плотности задано соотношением $\rho(v) = \rho_0/[1 + (v/v_0)^8]$, где ρ_0 и v_0 определяются массой оболочки M и ее кинетической энергией E.

Свечение. обусловленное взаимодействием сверхновой с околозвездным газом, определяется кинетической энергией внешних слоев сверхновой, и в случае степенного распределения плотности ho(v) эта энергия может быть одинаковой для неограниченного набора величин М и Е. При $\rho \propto 1/v^n$ эффект взаимодействия оказывается неизменным, если М и Е связаны соотношением $E \propto M^{(n-5)/(n-3)}$, что сводит вырождение по Mи E к одному параметру, например M. Принимая некоторое значение М и основываясь на описании кривой блеска и скорости расширения ХПО, можно найти соответствующую величину Е. Для любой иной величины M соответствующая величина Eможет быть определена с помощью приведенного выше масштабного соотношения. Для стандартной модели мы примем $M=5~M_{\odot}$, что соответствует гелиевому ядру звезды с массой 21 M_☉ на Главной последовательности (Вусли и др., 2002).

Внешняя ударная волна при $\omega > 3$. Моделирование в приближении тонкого слоя показывает, что для описания крутого падения светимости SN 2010al на стадии $t > t_{\rm cr} \sim 40$ дней необходимо допустить крутое падение плотности в околозвездной оболочке ($\omega > 5$) во внешней зоне $r > 10^{15}$ см. В случае существенно радиативной внешней ударной волны модель тонкого слоя в данном случае по-прежнему применима. Однако, если внешняя ударная волна становится адиабатической, модель тонкого слоя не применима, поскольку в случае $\omega > 3$ адиабатическая ударная волна ускоряется (Седов, 1977), тогда как ХПО нет.

В случае адиабатической внешней ударной волны при $\omega > 3$ предлагается гибридная модель. Она состоит в том, что обратная ударная волна и динамика ХПО по-прежнему описываются в модели тонкого слоя, тогда как внешняя ударная волна описывается автомодельным решением Седова для сильного взрыва в неоднородной среде: $\rho = Ar^{-\omega}$. В этом случае радиус ударной волны $r = Bt^{2/(5-\omega)}$ (Седов, 1977), где *В* зависит от энергии, параметра плотности *А* и индекса адиабаты. Мы, однако, определим *В* из условия сшивки светимости в модели тонкого слоя и в модели свечения внешней ударной волны при автомодельном режиме расширения на стадии $t = t_{\rm cr} \sim 40$ дней, когда отделившаяся ударная волны входит в адиабатический режим.

Рентгеновская светимость ускоряющейся внешней ударной волны может быть найдена следующим образом. В случае $\omega > 3$ масса сгребенной оболочки во внешней ударной волне практически не изменяется по мере распространения (число частиц $N \approx \text{const}$), поскольку подавляющая доля массы внешней зоны околозвездной оболочки уже сгребена на ранней стадии ускорения внешней ударной волны. Это означает, что средняя электронная температура $T_e \propto E/N \sim {\rm const}$ и функция охлаждения $\Lambda(T_e) \approx \text{const.}$ Таким образом, рентгеновская светимость внешней ударной волны $L_{X,f} \propto r^{-3} N^2 \Lambda \propto r^{-3} \propto t^{-6/(5-\omega)}$, а мощность, поглощенная ХПО и невозмущенной оболочкой сверхновой, составит $L_f \propto W L_{X,f}$. Это максимально возможный вклад внешней ударной волны в болометрическую светимость.

При $r_f/r_{cds} \gg 1$ фактор дилюции $W = (1/4)(r_{cds}/r_f)^2$ и, учитывая, что скорость массивной ХПО на рассматриваемой стадии практически постоянна, получаем $W \propto t^{(6-2\omega)/(5-\omega)}$ и асимптотически $L_f \propto t^{-2\omega/(5-\omega)}$. При $\omega = 4.5$, например, $L_f \propto t^{-18}$ и на поздней стадии вклад внешней ударной волны в болометрическую светимость оказывается пренебрежимо малым. Такое поведение болометрической светимости можно описать посредством гильотинного фактора: g(t) == 1 при $t < t_{cr}$ и g(t) = 0 в ином случае. Болометрическую светимость, обусловленную внешней ударной волной, можно представить произведением g и светимости, обусловленной внешней ударной волной в модели тонкого слоя. Разумно использовать гладкую версию фактора g(t):

$$g(t) = 1/[1 + (t/t_{\rm cr})^s],$$
 (1)

где мы полагаем s = 15, а $t_{\rm cr}$ – момент, когда время охлаждения t_c удовлетворяет условию $t_c/t_{\rm cr} = 0.5$.

Модель эмиссионной бленды 4600 Å

Эмиссионная бленда 4600 Å в спектре SN 2010al на 10-й день после взрыва образована линиями He II 4686 Å, N III 4634, 4641 Åu, возможно, C III 4647, 4650 Å (Пасторелло и др., 2015). Эта бленда моделируется как суперпозиция линий с одинаковым нормированным профилем. Спектр отдельной линии вычисляется методом Монте-Карло. Предполагается излучение и томсоновское рассеяние фотонов в околозвездной оболочке с внутренним радиусом $r_1 = 1$, который совпадает с ХПО, и внешним радиусом $r_2 = 2.5r_1$. Фотосфера совпадает с ХПО и способна диффузно отражать фотоны с альбедо Ω . Распределение околозвездной плотности соответствует модели взаимодействия с $\omega = 1$ во внутренней зоне $r < R_k$. При этом принимается, что электронная концентрация $n_e \propto \infty \rho$, а коэффициент излучения в линии $j \propto \rho^2$. Электронная температура в оболочке полагается постоянной: $T_e = 25\,000$ К.

Скорость околозвездного газа, определяемая из абсорбционных компонентов узких линий на 12, 16 и 26-й день после обнаружения, составляет соответственно 1000—1100, 1050—1150 и 1300— 1400 км с⁻¹ (Пасторелло и др., 2015). Систематическое увеличение скорости со временем очевидно отражает ее увеличение с радиусом. Радиальную зависимость скорости зададим линейным соотношением

$$u = (u_2 - u_1)(r - r_1)/(r_2 - r_1) + u_1,$$
 (2)

где u_1 — скорость газа на радиусе r_1 , а u_2 — скорость газа на радиусе r_2 .

Томсоновское рассеяние учитывает доплеровский сдвиг между последующими рассеяниями, а также перераспределение по частоте в сопутствующей системе из-за теплового движения электронов. Последнее рассматривается в терминах усредненной по углам функции перераспределения частоты при томсоновском рассеянии на тепловых электронах (Хаммер, Михалас, 1967).

ПАРАМЕТРЫ СВЕРХНОВОЙ И ОКОЛОЗВЕЗДНОЙ ОБОЛОЧКИ

Болометрическая кривая блеска и скорости расширения описаны оптимальной моделью (рис. 1) с параметрами, представленными в табл. 1. Таблица включает массу и кинетическую энергию оболочки сверхновой, показатель степени распределения плотности околозвездной оболочки во внутренней ($r < R_k$) и во внешней зонах, величину Rk, массу околозвездной оболочки в интервале $r \leq R_k$ и ее оптическую толщину по томсоновскому рассеянию перед ХПО на 10-й день. На стадии $t \leq$ ≤ 40 дней светимость определяется сопоставимым вкладом прямой и обратной ударных волн, тогда как на более поздней стадии светимость полностью определяется обратной ударной волной. Примечательно, что модельная скорость ХПО и граничная скорость невозмущенной оболочки сверхновой согласуются с максимальной скоростью, полученной по линиям He I 10830 Å и триплета Ca II 8600 Å в спектре на 60-й день.

Описание кривой блеска в комбинации со скоростью расширения ХПО позволяет найти энергию взрыва при массе оболочки сверхновой 5 *M*_☉. Уже



Рис. 1. (а) — Модельная болометрическая кривая блеска (толстая линия) в сравнении с двумя версиями наблюдательной кривой блеска: псевдо-болометрической кривой блеска, полученной из оптических и инфракрасных потоков (кресты) и кривой блеска с учетом ультрафиолетового потока (круги). Тонкая линия — модельная болометрическая светимость, обусловленная внешней ударной волной в приближении тонкого слоя, тогда как штриховая линия — эта же светимость, но умноженная на гильотинный фактор. Диффузионная светимость сверхновой без учета взаимодействия с околозвездным веществом показана пунктиром. Вставка показывает распределение плотности околозвездного газа. (б) — Модельная скорость ХПО (толстая линия) и граничная скорость невозмущенной оболочки сверхновой (тонкая линия). Максимальная скорость, найденная по линиям триплета Са II и He I 10830 Å в спектре на 60-й день, показана кружком. На вкладке показан модельный радиус ХПО.

отмечено, что при степенном распределении плотности в оболочке сверхновой $ho \propto 1/v^n$ имеет место соотношение $E \propto M^{(n-5)/(n-3)}$. В частности, при n = 8 и в 2 раза большей массе оболочки энергия должна быть в 1.516 раза больше, т.е. при оболочке в $M=10~M_{\odot}$ и энергии $E=1.52 imes 10^{51}$ эрг эффект взаимодействия с околозвездной оболочкой будет таким же, как и в оптимальной модели с массой 5 M_{\odot} , что подтверждено численным расчетом. Оболочка сверхновой с массой 10 М_☉ соответствует массе предсверхновой 11.5 М_о или массе звезды $\approx 40~M_{\odot}$ на Главной последовательности (Вусли и др., 2002). Поскольку успешный взрыв с образованием нейтронной звезды имеет место для звезд с начальными массами <40 M_{\odot} , а интервал масс $\leq 25 \ M_{\odot}$ порождает SNe IIP (Хегер и др., 2003), то прародители SNe Ibn занимают интервал $25 \lesssim M < 40 \; M_{\odot}$ и, следовательно, энергия взры-

Таблица 1. Параметры модели взаимодействия сверхновой с околозвездным газом

M, M_{\odot}	$E, 10^{51}$ эрг	$\omega_{ m in}/\omega_{ m out}$	$R_k, 10^{15}{ m cm}$	M_{cs}, M_{\odot}	au, 10 d
5	1	1/4.9	1.4	0.14	3.4

ва SN 2010
al оказывается в пределах (1–1.5) × $\times \, 10^{51} \, {\rm эрг.}$

В контексте происхождения сверхновых SN Ibn представляет интерес масса ⁵⁶Ni в SN 2010al. В рамках оптимальной модели взаимодействия сверхновой с околозвездной оболочкой верхний предел массы ⁵⁶Ni составляет $M_{\rm Ni} < 0.01~M_{\odot}$. Модельно независимая оценка следует из наблюдаемой болометрической светимости на поздней стадии, $M_{\rm Ni} \leq 0.015~M_{\odot}$, что согласуется с недавней оценкой предела $M_{\rm Ni} < 0.02~M_{\odot}$ (Маеда, Мория, 2022).

Модель взамодействия сверхновой с околозвездной оболочкой подтверждается моделированием бленды 4600 Å (модель A, рис. 2, табл. 2). Помимо He II 4686 Å, N III 4637 Å, модель включает линии N III 4515, 4544 и 4592 Å, С III 4647, 4650 Å и H β . Таблица 2 содержит оптическую толщину околозвездной оболочки, отношение потоков С III 4648/N III 4637, обозначаемое С/N, скорость расширения околозвездного газа на внутренней границе на радиусах r_1 и r_2 . Распределение плотности ($\omega = 1$) и оптическая толщина околозвездной оболочки на 10-й день вне ХПО ($\tau = 3.4$) соответ-



Рис. 2. Модельный спектр бленды образованной линиями He II, N III и возможно С III в сравнении с наблюдаемым спектром (пунктир). На панелях (а), (b), (c), (d) показаны соответственно модели A, B, C, D (см. табл. 2).

ствуют модели ударного взаимодействия сверхновой с околозвездной оболочкой.

Профиль линии слабо зависит от электронной температуры в пределах 20 000–30 000 К; в представленных моделях $T_e = 25\,000$ К. Спустя 3.6 дня чернотельная температура излучения составила 21 000 К (Де ля Роса и др., 2016), что согласуется с принятой температурой на более ранней стадии. Альбедо фотосферы не влияет заметно на результат; мы приняли $\Omega = 0.5$. Модель В с $\tau = 1$ демонстрирует существенную роль томсоновского рассеяния. Модель С без вклада С III не показывает явного присутствия линий

Таблица 2. Параметры модели бленды 4600 Å

Модель	au	C/N	u_1 , км/с	u_2 , км/с
А	3.4	0.19	400	1300
В	1	0.19	400	1300
С	3.4	0	400	1300
D	3.4	0.19	1000	1000

С III, хотя без их учета согласие с наблюдаемым спектром в области 4650 Å несколько хуже в сравнении с моделью А. Модель D с постоянной скоростью 1000 км с⁻¹ хуже описывает красное крыло линии He II.

В итоге модель ударного взаимодействия сверхновой с околозвездным газом (табл. 1) и модель А формирования профиля эмиссионной бленды 4600 Å (табл. 2) предполагают существование вокруг предсверхновой компактной оболочки радиусом $R_k \approx 1.4 \times 10^{15}$ см, массой 0.14 M_{\odot} и скоростью расширения $u_{cs} \approx 1000$ км с⁻¹. Характерное время формирования оболочки $t_{cs} = R_k/u_{cs} \sim 0.4$ года, а средний темп потери массы составляет 0.3 M_{\odot} год⁻¹. Кинетическая энергия околозвездной оболочки $E_{cs} \approx 1.4 \times 10^{48}$ эрг предполагает среднюю кинетическую светимость механизма потери массы $E_{cs}/t_{cs} \sim 10^{41}$ эрг с⁻¹.

ОБСУЖДЕНИЕ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Цель работы состояла в исследовании хорошо наблюдавшейся сверхновой типа Ibn SN 2010al

ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 48 № 3 2022

SN тип	SN	M_{cs}, M_{\odot}	u_{cs} , км/с	E_{cs} , эрг	56 Ni, M_{\odot}	t_{cs} , год
SN IIP	2013fs	0.003^{a}	50	7×10^{43}	0.05^{d}	~ 10
SN IIL	1998S	0.1^{b}	40	2×10^{45}	0.15^{e}	~ 10
SN Ibn	2010al	0.14^{c}	1000	10^{48}	$< 0.015^{c}$	0.4

Таблица 3. Компактная околозвездная оболочка в CCSNe

^а Ярон и др. (2017), ^ь Чугай (2001), ^с данная работа, ^d Чугай (2020), ^е Фассия и др. (2000).

для оценки параметров сверхновой и компактной околозвездной оболочки. Модель ударного взаимодействия сверхновой с околозвездным газом и модель формирования профиля эмиссионной бленды 4600 Å приводят к картине взрыва WR-предсверхновой с энергией $(1-1.5) \times 10^{51}$ эрг внутри компактной оболочки ($\sim 10^{15}$ см) с массой 0.14 M_{\odot} . Примечательно, что найденный диапазон энергии взрыва находится в согласии с нейтринным механизмом взрыва с максимальной энергией $E \leq 2 \times 10^{51}$ эрг (Янка, 2017).

SN 2010al показывает максимальную энергию компактной околозвездной оболочки среди известных CCSNe, которые обладали подобными околозвездными оболочками (мы не рассматриваем здесь явления класса SN 1994W и SN 2006gy). Таблица 3 содержит параметры трех хорошо изученных CCSNe разных типов с компактными околозвездными оболочками. В таблице последовательно представлены масса околозвездной оболочки, скорость расширения, кинетическая энергия околозвездной оболочки, масса ⁵⁶Ni в оболочке сверхновой и характерное время мощной потери массы, сформировавшей околозвездную оболочку. Эти сверхновые образуют возрастающую последовательность вдоль шкалы энергии околозвездной оболочки SN IIP \rightarrow SN IIL \rightarrow SN Ibn, причем с довольно большим инкрементом. Естественно предположить, что указанный порядок соответствует увеличению начальной массы предсверхновой вдоль последовательности. Если это так, то центральный источник, отвечающий за мощную потерю массы, функционирует в соответствии с правилом: чем больше начальная масса предсверхновой, тем большая энергия гидродинамических возмущений генерируется в ядре и вкладывается в оболочку.

Теория эволюции массивных звезд предсказывает, что время горения кислорода в ядре тем меньше, чем больше начальная масса предсверхновой. Для звезды с массой 25 M_{\odot} кислород сгорает за 0.4 года до коллапса ядра (Вусли и др., 2002), что сравнимо с временем формирования компактной околозвездной оболочки SN 2010al. Таким образом, высокая энергия околозвездной оболочки SN 2010al могла быть связана с фазой горения кислорода предсверхновой с начальной массой $\sim 25 M_{\odot}$.

Процессы, вовлеченные в генерацию гидродинамических возмущений, приводящих к мощной потере массы, не вполне ясны. Интересная возможность состоит в генерации мощного потока акустических волн, вызванного бурной конвекцией в ядре (Кватаэрт, Шиода, 2012). Случай SN 2010al — взрыва компактной WR-звезды с огромной энергией сброшенного вещества — указывает на то, что медленная потеря массы в режиме ветра крайне маловероятна. Более естественным режимом потери массы представляется сброс вещества ударной волной с энергией порядка 10^{48} эрг. Это накладывает важные ограничения на механизм генерации мощного гидродинамического возмущения в ядре предсверхновой.

Если энергия возмущений, приводящих к мощной потере массы перед коллапсом, действительно возрастает с увеличением начальной массы, то малая масса ⁵⁶Ni в оболочке SN 2010al, скорее всего, связана с обратным падением (fallback) при взрыве, поскольку величина аккрецируемой массы, обусловленная обратным падением, возрастает с увеличением начальной массы предсверхновой (Вусли и др., 2002). Заметим, что аккреция на нейтронную звезду достаточно большого количества вещества <0.4 M_{\odot} согласуется с фактом существования массивных нейтронных звезд с массой до 2.1 M_{\odot} (Фонсека и др., 2021).

Автор выражает благодарность Л.Р. Юнгельсону за полезные обсуждения. Работа частично финансировалась грантом РФФИ и DFG 21-52-12032.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Вусли и др. (S.E. Woosley, A. Heger, and T.A. Weaver), Rev. Mod. Phys. **74**, 1015 (2002).
- 2. Де ля Роса и др. (J. De la Rosa, P. Roming, T. Pritchard, and C. Fryer), Astrophys. J. **820**, 74 (2016).
- 3. Джулиани (J.L. Giuliani), Astrophys. J. **245**, 903 (1981).

- 4. Кватаэрт, Шиоде (E. Quataert and J. Shiode), MNRAS **423**, L92 (2012).
- 5. Маеда, Мория (К. Maeda and T. Moriya) eprint arXiv:2201.00955 (2022).
- 6. Мория, Маеда (Т. Morya and K. Maeda), Astrophys. J. **824**, 100 (2016).
- 7. Пасторелло и др. (A. Pastorello, S. Benetti, P.J. Brown, D.Y. Tsvetkov, C. Inserra, S. Taubenberger, L. Tomasella, M. Fraser, et al.), MNRAS **449**, 1921 (2015).
- 8. Седов Л.И., Методы подобия и размерности в механике (Наука, Москва, 1977).
- Фассиа и др. (A. Fassia, W.P.S. Meikle, W.D. Vacca, S.N. Kemp, N.A. Walton, D.L. Pollacco, S. Smartt, A. Oscoz, et al.), MNRAS 318, 1093 (2000).
- 10. Фонсека и др. (E. Fonseca, H.T. Cromartie, T.T. Pennucci, P.S. Ray, A.Yu. Kirichenko, S.M. Ransom, P.B. Demorest, I.H. Stairs, et al.), Astrophys. J. **915**, L12 (2021).
- 11. Хаманн и др. (W.-R. Hamann, G. Duennebeil, L. Koesterke, U. Wessolowski, and W. Schmutz), Astron. Astrophys. **249**, 443 (1991).
- 12. Хаммер, Михалас (D.G. Hummer and D. Mihalas), Astrophys. J. **150**, L57 (1967).
- 13. Хегер и др. (A. Heger, C.L. Fryer, S.E. Woosley, N. Langer, and D.H. Hartmann), Astrophys. J. **591**, 288 (2003).

- 14. Хаммер, Михалас (D.G. Hummer and D. Mihalas), Astrophys. J. **150**, L57 (1967).
- 15. Чугай (N.N. Chugai), MNRAS **494**, L86 (2020).
- 16. Чугай (N.N. Chugai), MNRAS 400, 866 (2009).
- 17. Чугай и др. (N.N. Chugai, S.I. Blinnikov, A. Fassia, P. Lundqvist, W.P.S. Meikle, and E.I. Sorokina), MNRAS **330**, 473 (2002).
- 18. Чугай (N.N. Chugai), MNRAS 326, 1448 (2001).
- 19. Шевалье (R.A. Chevalier), Astrophys. J. **259**, 302 (1982).
- Якобсон-Галан и др. (W.V. Jacobson-Galán, L. Dessart, D.O. Jones, R. Margutti, D.L. Coppejans, G. Dimitriadis, R.J. Foley, C.D. Kilpatrick, et al.), Astrophys. J. 924, 15 (2022).
- 21. Янка (H.-T. Janka), *Handbook of Supernovae* (Springer, Inter. Publ. AG, p. 1575, 2017).
- 22. Ярон, Гал-Ям (О. Yaron and A. Gal-Yam), Publ. Astron. Soc. Pacific **124**, 668 (2012).
- 23. Ярон и др. (O. Yaron, D.A. Perley, A. Gal-Yam, J.H. Groh, A. Horesh, E.O. Ofek, S.R. Kulkarni, J. Sollerman, et al.), Nature Phys. **13**, 510 (2017).

ОЦЕНКА ПАРАМЕТРОВ ГАЛАКТИЧЕСКОЙ СПИРАЛЬНОЙ ВОЛНЫ ПЛОТНОСТИ ПО СКОРОСТЯМ ОВ2-ЗВЕЗД ИЗ КАТАЛОГА GAIA EDR3

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

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

Поступила в редакцию 26.11.2021 г.

После доработки 05.12.2021 г.; принята к публикации 28.12.2021 г.

Проведен анализ кинематики 9750 OB2-звезд с собственными движениями и параллаксами, отобранными Сюем и др. из каталога Gaia EDR3. Относительные ошибки параллаксов этих звезд не превышают 10%. По всей выборке звезд найдены скорости $(U, V)_{\odot} = (7.17, 7.37) \pm (0.16, 0.24)$ км/с, а также компоненты угловой скорости вращения Галактики: $\Omega_0 = 29.700 \pm 0.076$ км/с/кпк, $\Omega'_0 = -4.008 \pm \pm 0.022$ км/с/кпк² и $\Omega''_0 = 0.671 \pm 0.011$ км/с/кпк³, где линейная скорость вращения Галактики на околосолнечном расстоянии составляет $V_0 = 240.6 \pm 3.0$ км/с для принятого значения $R_0 = 8.1 \pm \pm 0.1$ кпк. Имеются 1812 OB2-звезд с измеренными лучевыми скоростями, и по ним вычислены пространственные скорости V_R и $\Delta V_{\rm circ}$. На основе спектрального анализа независимо радиальных и остаточных тангенциальных скоростей получены следующие оценки: $f_R = 4.8 \pm 0.7$ км/с, $f_{\theta} = 4.1 \pm 0.9$ км/с, $\lambda_R = 2.1 \pm 0.2$ кпк и $\lambda_{\theta} = 2.2 \pm 0.4$ кпк, $(\chi_{\odot})_R = -116 \pm 12^\circ$ и $(\chi_{\odot})_{\theta} = -156 \pm 14^\circ$, для принятой модели четырехрукавного (m = 4) спирального узора. Таким образом, обе амплитуды возмущенной скорости отличны от нуля на высоком уровне значимости.

Ключевые слова: ОВ-звезды, кинематика, спиральная волна плотности, вращение Галактики.

DOI: 10.31857/S0320010822020024

ВВЕДЕНИЕ

Звезды спектрального класса О и ранние В — это очень молодые (несколько млн лет) массивные (более $10M_{\odot}$) звезды высокой светимости. Благодаря этим свойствам, они представляют большой интерес для изучения структуры и кинематики Галактики на различных масштабах.

В настоящей работе наш основной интерес связан с оценкой параметров галактической спиральной волны плотности. Оценки этих параметров мы делаем в рамках линейной теории спиральной структуры Линя, Шу (1964). Различные выборки OB-звезд, зон HII (где центральными возбуждающими являются звезды спектрального класса O) и OB-ассоциаций неоднократно служили для решения такой задачи (Крезе, Меннесье, 1973; Бил, Oвенден, 1978; Мельник и др., 2001; Фернандес и др., 2001; Заболотских и др., 2002; Руссейль, 2003; Бобылев и др., 2018).

Есть, конечно, и другие индикаторы спиральной структуры в Галактике. Это, например, долгопериодические цефеиды, молодые рассеянные звездные скопления (РЗС) или источники мазерного излучения. Такие молодые объекты также часто используют для определения структурных и кинематических параметров галактической спиральной волны плотности (Бертон, 1971; Мишуров и др., 1997; Мишуров, Зенина, 1999; Лепине и др., 2001; Попова, Локтин, 2005; Сиберт и др., 2012; Грив и др., 2014; Грив, Жанг, 2015; Расторгуев и др., 2017; Рид и др., 2019; Локтин, Попова, 2019; Сюй и др., 2018; 2021; Баррос и др., 2021).

Результаты кинематического анализа OB-звезд сильно зависят от качества измерительных данных. Точности собственных движений звезд непрерывно улучшаются и измерены в настоящее время для большого количества OB-звезд. Лучевые скорости для OB-звезд измерены для существенно меньшего их количества. Обычно при анализе пространственного распределения и кинематики OB-звезд использовались их фотометрические расстояния. Ситуация изменилась совсем недавно с публикацией более точных и более надежных тригонометрических параллаксов миллионов звезд, измеренных

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

в результате выполнения космического эксперимента Gaia (Прусти и др., 2016).

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) примерно на 30% уточнены значения тригонометрических параллаксов и собственных движений для около 1.5 млрд звезд. Тригонометрические параллаксы для примерно 500 млн звезд измерены с ошибками менее 0.2 миллисекунд дуги (мсд). Для звезд со звездными величинами $G < 15^m$ случайные ошибки измерения собственных движений лежат в интервале 0.02–0.04 миллисекунд дуги в год (мсд/год), и они сильно возрастают у более слабых звезд. В целом собственные движения около половины звезд каталога измерены с относительной ошибкой менее 10%. Новых измерений лучевых скоростей в каталоге Gaia EDR3 нет.

В работе Сюя и др. (2021) сформирована большая выборка OB2-звезд с собственными движениями и тригонометрическими параллаксами из каталога Gaia EDR3. Целью настоящей работы является переопределение параметров галактической спиральной волны плотности с использованием новейших данных о звездах спектральных классов О и В.

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. Все три скорости выражены 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. 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 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:

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

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 солнечном расстоянии R_0 .

Для определения параметров кривой галактического вращения используем одно условное уравнение с компонентой скорости V_l в левой части. Это уравнение получено из формул Боттлингера, где проведено разложение угловой скорости вращения Галактики Ω в ряд до членов второго порядка малости r/R_0 :

$$V_{l} = U_{\odot} \sin l - V_{\odot} \cos l - r\Omega_{0} \cos b +$$
(3)
+ $(R - R_{0})(R_{0} \cos l - r \cos b)\Omega'_{0} +$
+ $0.5(R - R_{0})^{2}(R_{0} \cos l - r \cos b)\Omega''_{0} +$
+ $\tilde{v}_{R} \sin(l + \theta) + \tilde{v}_{\theta} \cos(l + \theta),$

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. Так как только по компонентам V_l нельзя хорошо определить скорость W_{\odot} , то ее значение мы принимаем равным 7 км/с; Ω_0 является угловой скоростью вращения Галактики на солнечном расстоянии R_0 , параметры Ω'_0 и Ω''_0 — соответствующие производные угловой скорости, $V_0 = R_0 \Omega_0$.

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. Отметим также наиболее высокоточное современное индивидуальное измерение R_0 , полученное Абутером и др. (2019) из анализа шестнадцатилетнего ряда наблюдений движения звезды S2 вокруг массивной черной дыры Sgr A* в центре Галактики, $R_0 = 8.178 \pm \pm 0.013$ (стат.) ± 0.022 (сист.) кпк.

Учет влияния галактической спиральной волны плотности в уравнении (3) основан на линейной теории, в которой возмущение потенциала имеет вид бегущей волны (Линь, Шу, 1964; Линь и др., 1969). Учет этого влияния осуществляется в форме, предложенной Крезе, Меннесье (1973). Влияние спиральной волны плотности в радиальных V_R скоростях определяется скоростью \tilde{v}_R , а в остаточных тангенциальных скоростях $\Delta V_{\rm circ}$ скоростью \tilde{v}_{θ} :

$$\tilde{v}_R = -f_R \cos \chi,$$

$$\tilde{v}_\theta = f_\theta \sin \chi,$$
(4)

ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 48 № 3 2022

186

где

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

— фаза спиральной волны, m — количество спиральных рукавов, i — угол закрутки спирального узора (i < 0 для закручивающейся спирали), χ_{\odot} — радиальная фаза Солнца в спиральной волне; f_R и f_{θ} — амплитуды возмущений радиальных и тангенциальных скоростей, которые считаются положительными.

Знак минус при $\cos \chi$ в первом уравнении (4) показывает, что в центре спирального рукава в области внутри солнечного круга скорость f_R направлена к центру Галактики. Это соответствует известной иллюстрации Рольфса (1980), где указаны направления скоростей возмущений в спиральной волне плотности в области, расположенной внутри солнечного круга.

Знак фазового угла Солнца χ_{\odot} может быть как положительным, так и отрицательным в зависимости от точки отсчета. При отсчитывании этого угла от спирального рукава Киля—Стрельца ($R \sim 7$ кпк) он будет отрицательным. При отсчитывании от рукава Персея ($R \sim 9.5$ кпк) угол фазы Солнца будет положительным.

Длина волны λ (расстояние между соседними отрезками спиральных рукавов, отсчитываемое вдоль радиального направления) вычисляется на основе соотношения

$$2\pi R_0 / \lambda = m \operatorname{ctg}(|i|). \tag{5}$$

Решая методом наименьших квадратов (МНК) систему условных уравнений вида (3), можем определить значения скоростей $(U, V)_{\odot}$, Ω_0 , Ω'_0 , Ω''_0 , \tilde{v}_R и \tilde{v}_{θ} . Чтобы оценить амплитуды скоростей возмущения f_R и f_{θ} , необходимо знать значения угла закрутки *i* и фазу Солнца χ_{\odot} (либо, согласно соотношению (5), длину волны λ и χ_{\odot}).

Такой подход был осуществлен, например, Мишуровым, Зениной (1999) при анализе цефеид. Для определения f_R и f_{θ} путем минимизации функции χ -квадрат проводилось варьирование в достаточно широких пределах двух переменных *i* и χ_{\odot} . Примерно так же был осуществлен поиск значений f_R и f_{θ} в работах Мельник и др. (2001) при изучении кинематики OB-ассоциаций, а также Поповой, Локтина (2005) при анализе рассеянных звездных скоплений и OB-звезд.

Имеется и другой подход для определения таких параметров спиральной волны плотности, как f_R , f_{θ} , λ (или *i*) и χ_{\odot} , из анализа радиальных V_R и остаточных тангенциальных $\Delta V_{\rm circ}$ скоростей звезд. Подход основан на применении модифицированного спектрального анализа (Байкова, Бобылев, 2012). Здесь остаточные скорости $\Delta V_{\rm circ}$ получены из тангенциальных скоростей $V_{\rm circ}$ путем вычитания кривой вращения с предварительно найденными параметрами.

Пусть имеется ряд измеренных скоростей V_{R_n} (это могут быть как радиальные V_R , так и тангенциальные $\Delta V_{\rm circ}$ скорости), $n = 1, 2, \ldots, N$, 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):

$$\bar{V}_{\lambda_k} = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^{N} V'_n(R'_n) \exp\left(-j\frac{2\pi R'_n}{\lambda_k}\right), \quad (6)$$

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

$$R'_n = R_0 \ln(R_n/R_0), \qquad (7)$$

$$V'_n(R'_n) = V_n(R'_n) \exp(jm\theta_n).$$

Пиковому значению спектра мощности S_{peak} соответствует искомая длина волны λ . Угол закрутки спиральной волны плотности находится из выражения (5). Амплитуду и фазу возмущений мы находим в результате подгонки гармоники с найденной длиной волны к измеренным данным. Для оценки амплитуды возмущений может быть использовано соотношение

$$f_R(f_\theta) = 2\sqrt{S_{\text{peak}}}.$$
 (8)

В настоящей работе используются оба описанных метода. Для этого применяем следующий подход. На первом шаге ищем МНК-решение системы условных уравнений вида (3) с целью оценки шести параметров $(U, V)_{\odot}$, Ω_0 , Ω'_0 и Ω''_0 . С найденными значениями этих скоростей формируем радиальные V_R и остаточные скорости вращения $\Delta V_{\rm circ}$.

На втором шаге проводим спектральный анализ скоростей V_R и $\Delta V_{\text{сirc}}$ и находим значения f_R , f_{θ} , λ и χ_{\odot} . Этот метод учитывает как логарифмический характер спиральной структуры Галактики, так и позиционные углы объектов, что позволяет проводить точный анализ скоростей объектов, распределенных в широком диапазоне галактоцентрических расстояний. Кроме того, этим методом можем получить оценки как только по радиальным скоростям λ_R и (χ_{\odot})_R, так и по остаточным тангенциальным скоростям λ_{θ} и (χ_{\odot})_{θ}.


Рис. 1. Распределение OB2-звезд с лучевыми скоростями на галактической плоскости *XY*, показан четырехрукавный спиральный узор с углом закрутки $i = -13^{\circ}$.

На третьем шаге ищем МНК-решение системы условных уравнений вида (3) с целью оценки семи параметров $(U, V)_{\odot}$, Ω_0 , Ω'_0 , Ω''_0 , \tilde{v}_R и \tilde{v}_{θ} . Зная λ и χ_{\odot} , найденные на втором шаге, получаем новые оценки f_R и f_{θ} .

ДАННЫЕ

Используем выборку OB-звезд, для которых собственные движения и тригонометрические параллаксы были взяты Сюем и др. (2021) из каталога Gaia EDR3. Для этого с каталогом Gaia EDR3 этими авторами были отождествлены спектрально подтвержденные Скифом (2014) 9750 звезд спектральных классов от O до B2. Причем были отобраны звезды с относительными ошибками тригонометрических параллаксов менее 10%. Звезды, расположенные выше 300 пк над галактической плоскостью, в выборку не включались.

В работе Сюя и др. (2018) была сформирована выборка из 5772 звезд спектральных классов О– В2 с кинематическими параметрами из каталога Gaia DR2. Отбирались звезды с относительными ошибками тригонометрических параллаксов менее 10%. Для более 2500 OB-звезд эти авторы взяли значения лучевых скоростей из электронной базы SIMBAD ¹.

Мы отождествили выборки OB-звезд из работ Сюя и др. (2018) и Сюя и др. (2021), и в новой выборке обнаружили 1812 звезд с лучевыми скоростями. Лучевые скорости OB-звезд в каталоге Сюя и др. (2018) даны относительно местного стандарта покоя, поэтому мы переводим их обратно в гелиоцентрические с известными параметрами стандартного движения Солнца $(U, V, W)_{\odot} =$ = (10.3, 15.3, 7.7) км/с.

На рис. 1 дано распределение 1812 OB2-звезд в проекции на галактическую плоскость XY. Использована система координат, в которой ось Xнаправлена 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, 2014а), построенный со значением $R_0 =$ = 8.1 кпк, римскими цифрами пронумерованы следующие отрезки спиральных рукавов: I — Щита,

¹http://simbad.u-strasbg.fr/simbad/



Рис. 2. Радиальные скорости V_R в зависимости от расстояния R выборки OB2-звезд с лучевыми скоростями (a), спектр мощности этой выборки (б), остаточные скорости вращения ΔV_{circ} звезд этой выборки (в) и их спектр мощности (г).

II — Киля-Стрельца, III — Персея и IV — Внешний рукав.

РЕЗУЛЬТАТЫ

На первом шаге система условных уравнений вида (3) решается относительно пяти неизвестных методом наименьших квадратов с весами вида $w_l =$ $= S_0/\sqrt{S_0^2 + \sigma_{V_l}^2}$, где S_0 — "космическая" дисперсия, σ_{V_l} — дисперсия ошибок наблюдаемых скоростей. Значение S_0 сопоставимо со среднеквадратической невязкой σ_0 (ошибка единицы веса) при решении условных уравнений вида (3). Мы приняли $S_0 = 10$ км/с. Система уравнений решалась в несколько итераций с применением критерия 3σ для исключения звезд с большими невязками.

По всей выборке из 9750 OB2-звезд с собственными движениями и параллаксами найдены две скорости $(U, V)_{\odot} = (7.17, 7.37) \pm (0.16, 0.24)$ км/с, а также следующие компоненты угловой скорости вращения Галактики:

$$Ω0 = 29.700 \pm 0.076 \text{ км/с/кпк},$$
(9)

$$\Omega_0' = -4.008 \pm 0.022$$
 км/с/кпк²,

 $\Omega_0'' = 0.671 \pm 0.011$ км/с/кпк³.

Здесь $V_0 = 240.6 \pm 3.0$ км/с для принятого значения $R_0 = 8.1 \pm 0.1$ кпк.

На втором шаге формируем скорости V_R и $\Delta V_{\rm circ}$ с использованием найденных в решении (9) параметров. Далее проводим спектральный анализ скоростей V_R и $\Delta V_{\rm circ}$. Результаты отражены на рис. 2, где даны скорости V_R и $\Delta V_{\rm circ}$ в зависимости от расстояния R для выборки OB2-звезд с лучевыми скоростями, а также соответствующие спектры мощности. По этим данным получены следующие оценки: $f_R = 4.8 \pm 0.7$ км/с, $f_{\theta} = 4.1 \pm 0.9$ км/с, $\lambda_R = 2.1 \pm 0.2$ кпк $(i_R = -9.4 \pm 0.9^\circ$ для m = 4) и $\lambda_{\theta} = 2.2 \pm 0.4$ кпк $(i_{\theta} = -9.8 \pm 1.8^\circ$ для m = 4), $(\chi_{\odot})_R = -116 \pm 12^\circ$ и $(\chi_{\odot})_{\theta} = -156 \pm 14^\circ$.

На третьем шаге используем всю выборку из 9750 OB2-звезд с собственными движениями и параллаксами. С учетом соотношений (4)–(5), а также того, что уже известны значения λ и χ_{\odot} , уравнение (3) можно записать в более удобной для непосредственного определения параметров f_R и f_{θ} форме

$$V_l = U_{\odot} \sin l - V_{\odot} \cos l - r\Omega_0 \cos b + \tag{10}$$

$$+ (R - R_0)(R_0 \cos l - r \cos b)\Omega'_0 + + 0.5(R - R_0)^2(R_0 \cos l - r \cos b)\Omega''_0 - - f_R \cos \chi \sin(l + \theta) + f_\theta \sin \chi \cos(l + \theta)$$

где

$$\chi = \frac{2\pi R_0}{\lambda} \ln(R/R_0) - m\theta + \chi_{\odot}.$$

В результате МНК-решения условных уравнений вида (10) найдены две скорости $(U, V)_{\odot} =$ = (6.18, 6.40) ± (0.25, 0.51) км/с, а также

$$Ω_0 = 30.98 \pm 0.17 \text{ км/с/кпк}, \quad (11)$$

$$Ω'_0 = -4.175 \pm 0.027 \text{ км/с/кпк}^2, \quad Ω''_0 = 0.697 \pm 0.011 \text{ км/с/кпк}^3, \quad f_R = 4.43 \pm 0.56 \text{ км/c}, \quad f_\theta = 1.30 \pm 0.62 \text{ км/c}$$

с принятыми значениями $\lambda = 2.1$ кпк и $\chi_{\odot} = -120^{\circ}$. В этом решении $V_0 = 250.9 \pm 3.4$ км/с для $R_0 = 8.1 \pm 0.1$ кпк.

Отметим, что скорости f_R и f_{θ} очень сильно зависят от принятого значения фазы Солнца χ_{\odot} . Эффект проиллюстрирован данными табл. 1, где даны кинематические параметры модели (10), полученные при четырех значениях χ_{\odot} . Хорошо видна связь найденных значений f_R и f_{θ} со скоростями U_{\odot} и V_{\odot} . Это обусловлено близостью (см. уравнение (10)) значений sin l и sin $(l + \theta)$, а также cos l и cos $(l + \theta)$ при малых углах θ . Довольно подробно такая связь между этими параметрами была изучена в работе Бобылева, Байковой (2014б).

Дадим еще решение, полученное в результате МНК-решения условных уравнений вида (10) с принятыми значениями $\lambda = 2.1$ кпк и $\chi_{\odot} = -125^{\circ}$. В нем найдены две скорости $(U, V)_{\odot} = (5.69, 7.28) \pm (0.26, 0.46)$ км/с, а также

$$Ω_0 = 31.03 \pm 0.16 \text{ км/с/кпк}, \quad (12)$$

$$Ω'_0 = -4.183 \pm 0.027 \text{ км/с/кпк}^2, \quad \Pi''_0 = 0.699 \pm 0.011 \text{ км/с/кпк}^3, \quad f_R = 5.07 \pm 0.55 \text{ км/c}, \quad f_\theta = 0.11 \pm 0.58 \text{ км/c}.$$

В качестве наилучших мы выбрали решения (11) и (12) по следующим соображениям. Во-первых, в этих решениях были использованы наиболее близкие к реальности для этой выборки звезд значения фазы Солнца $\chi_{\odot} = -120^{\circ}$ и $\chi_{\odot} = -125^{\circ}$. Действительно, на основе спектрального анализа точнее значение этого угла определяется по радиальным скоростям, $(\chi_{\odot})_R = -116^{\circ}$. В уравнении (10) должно входить значение, которое удовлетворяет как радиальным, так и тангенциальным

компонентам скоростей, т.е. близкое к среднему $[(\chi_{\odot})_R + (\chi_{\odot})_{\theta}]/2 = -136^{\circ}$. Для спирального узора, показанного на рис. 1, значение фазы Солнца известно точно, $\chi_{\odot} = -140^{\circ}$ (Бобылев, Байкова, 2014а). Таким образом, значение χ_{\odot} необходимо выбирать из интервала $[-116^{\circ}, -136^{\circ}]$.

Во-вторых, важно иметь правильное соотношение скоростей U_{\odot} и V_{\odot} . Мы ориентируемся на те, что получены в решении (9). Как видно из табл. 1, значения скоростей U_{\odot} и V_{\odot} могут очень сильно изменяться в зависимости от принятой фазы χ_{\odot} . Главный вывод из анализа таблицы заключается в том, что в этом методе при использовании ошибочного значения угла фазы Солнца можем получить очень далекие от реальности значения скоростей возмущения. Отметим, что параметры, полученные с фазой $\chi_{\odot} = -130^{\circ}$, все еще удовлетворяют нашим требованиям.

Анализ результатов решения условных уравнений вида (10) позволяет сделать ряд заключений. Наиболее вероятное значение фазы Солнца χ_{\odot} для рассматриваемой выборки OB2-звезд лежит в интервале [$-120^{\circ}, -130^{\circ}$]. Значение амплитуды радиальных возмущений f_R лежит в интервале [4.4, 5.9] км/с и определяется с ошибками ± 0.6 км/с.

Что касается угловой скорости вращения Галактики Ω_0 и ее производных Ω'_0 , Ω''_0 , то они хорошо определяются как без параметров f_R и f_θ , так и с их включением в список определяемых неизвестных. Отметим, что по сравнению с решением (9) в решении (11) и в табл. 1 существенно возросла ошибка определения Ω_0 .

ОБСУЖДЕНИЕ

Параметры вращения Галактики

Значения параметров галактического вращения Ω_0 и ее производных Ω'_0 , Ω''_0 , найденные в решении (9), характерны для очень молодых объектов тонкого диска Галактики и находятся в очень хорошем согласии с их оценками, полученными другими авторами.

Например, Расторгуевым и др. (2017) по данным о 130 галактических мазерах с измеренными тригонометрическими параллаксами были найдены компоненты скорости Солнца (U_{\odot}, V_{\odot}) = = (11.40, 17.23) ± (1.33, 1.09) км/с и следующие значения параметров кривой вращения Галактики: $\Omega_0 = 28.93 \pm 0.53$ км/с/кпк, $\Omega'_0 = -3.96 \pm \pm 0.07$ км/с/кпк² и $\Omega''_0 = 0.87 \pm 0.03$ км/с/кпк³, $V_0 = 243 \pm 10$ км/с, для найденного значения $R_0 = = 8.40 \pm 0.12$ кпк.

В работе Рида и др. (2019) по выборке из 147 мазеров были найдены следующие значения

БОБЫЛЕВ, БАЙКОВА

Параметры	$\chi_{\odot} = -100^{\circ}$	$\chi_{\odot} = -110^{\circ}$	$\chi_{\odot} = -130^{\circ}$	$\chi_{\odot} = -140^{\circ}$
U_{\odot} , км/с	7.79 ± 0.18	7.15 ± 0.22	5.07 ± 0.27	4.30 ± 0.29
V_{\odot} , км/с	-0.34 ± 0.68	3.61 ± 0.60	8.02 ± 0.42	8.61 ± 0.35
Ω_0 , км/с/кпк	30.02 ± 0.17	30.65 ± 0.17	31.22 ± 0.15	31.18 ± 0.14
Ω_0^\prime , км/с/кпк 2	-4.089 ± 0.027	-4.149 ± 0.028	-4.198 ± 0.027	-4.193 ± 0.025
Ω_0'' , км/с/кпк 3	0.669 ± 0.011	0.688 ± 0.011	0.703 ± 0.011	0.701 ± 0.011
f_R , км/с	-0.39 ± 0.57	2.55 ± 0.58	5.86 ± 0.54	6.32 ± 0.51
$f_{ heta}, \kappa$ м/с	9.13 ± 0.76	4.69 ± 0.70	-1.03 ± 0.55	-2.36 ± 0.49

Таблица 1. Кинематические параметры, найденные по ОВ2-звездам на основе уравнения (10)

Таблица 2. Оценки параметров галактической спиральной волны плотности, найденные различными авторами

Выборка	Ref	f_R , км/с	$f_{ heta},$ км/с	λ , кпк	<i>і</i> , град.	χ_{\odot} , град.	m
ОВ-зв., цеф., РЗС	[1]	3.6 ± 0.4	4.7 ± 0.6		-4.2 ± 0.2	-165 ± 1	2
Цефеиды	[2]	6.3 ± 2.4	4.4 ± 2.4		-6.8 ± 0.7	-70 ± 16	2
Цефеиды	[3]	3.5 ± 1.7	7.5 ± 1.8		-11.4 ± 12	-20 ± 9	4
ОВ-ассоциации	[4]	6.6 ± 1.4	1.8 ± 1.4	2.0 ± 0.2			
Цефеиды	[5]	6.7 ± 2.3	1.4 ± 1.6		-6.0 ± 0.7	-85 ± 15	2
РЗС	[5]	5.5 ± 2.3	0.2 ± 1.6		-12.2 ± 0.7	-88 ± 15	4
ОВ-звезды	[5]	6.6 ± 2.5	0.4 ± 2.3		-6.6 ± 0.9	-97 ± 18	2
РЗС, НІ, НІІ	[6]	5.9 ± 1.1	4.6 ± 0.5	2.1 ± 0.5		-119	
Мазеры	[7]	7.7 ± 1.6		2.2 ± 0.3	-5.0 ± 0.5	-147 ± 10	2
Мазеры	[8]	6.9 ± 1.4	2.8 ± 1.0		-10.4 ± 0.3	-125 ± 10	4
ОВ-звезды	[9]	7.1 ± 0.3	6.5 ± 0.4	2.8 ± 0.2		-128 ± 6	4
РЗС	[10]	4.6 ± 0.7	1.1 ± 0.4				4
Настоящая работа І		4.8 ± 0.7	4.1 ± 0.9	2.1 ± 0.2	-9.4 ± 0.9	-116 ± 12	4
Настоящая работа II		4.4 ± 0.6	1.3 ± 0.6	2.1		[-120, -130]	4

Примечание. [1] — Бил, Овенден (1978); [2] — Мишуров и др. (1997); [3] — Мишуров, Зенина (1999); [4] — Мельник и др. (2001); [5] — Заболотских и др. (2002); [6] — Бобылев и др. (2008); [7] — Байкова, Бобылев (2012); [8] — Расторгуев и др. (2017); [9] — Бобылев и др. (2018); [10] — Локтин, Попова (2019).

двух важнейших кинематических параметров: $R_0 = 8.15 \pm 0.15$ кпк и $\Omega_{\odot} = 30.32 \pm 0.27$ км/с/кпк, где $\Omega_{\odot} = \Omega_0 + V_{\odot}/R$. Значение скорости $V_{\odot} = 12.2$ км/с было взято из работы Шонриха и др. (2010). Эти авторы использовали разложение в ряд линейной скорости вращения Галактики.

По собственным движениям около 6000 OBзвезд из списка Сюя и др. (2018) с собственными движениями и параллаксами из каталога Gaia DR2 в работе Бобылева, Байковой (2019) найдены $(U_{\odot}, V_{\odot}) = (6.53, 7.27) \pm (0.24, 0.31)$ км/с, $\Omega_0 = 29.70 \pm 0.11$ км/с/кпк, $\Omega'_0 = -4.035 \pm 0.031$ км/с/кпк² и $\Omega''_0 = 0.620 \pm \pm 0.014$ км/с/кпк³, где $V_0 = 238 \pm 5$ км/с для принятого $R_0 = 8.0 \pm 0.15$ кпк.

Параметры волны плотности

В табл. 2 даны параметры галактической спиральной волны плотности, найденные различными авторами с использованием разнообразных измерительных данных.

Бил, Овенден (1978) определили значения этих параметров по выборке из 797 звезд спектральных классов от О7 до А5, они привлекли также 145 цефеид и 76 РЗС. Всего было использовано 1018 лучевых скоростей этих молодых объектов.

В работах Мишурова и др. (1997), Мишурова, Зениной (1999) была рассмотрена выборка из примерно 120 цефеид. Использовались как их лучевые скорости, так и собственные движения. Здесь для определения скоростей возмущений f_R и f_{θ} осуществлялся поиск минимума функции χ -квадрат, и при этом проводилось варьирование сразу двух переменных i и χ_{\odot} . В оригинальных работах отсчет фазы Солнца проводился от рукава Персея, но мы привели эти значения к нашему способу отсчета.

Мельник и др. (2001) проанализировали кинематику выборки из 70 ОВ-ассоциаций, расположенных в околосолнечной области радиуса 3 кпк. Использовались как лучевые скорости, так и собственные движения этих ассоциаций.

В работе Заболотских и др. (2002) были рассмотрены разнообразные молодые галактические объекты. В кинематическую выборку вошли 113 классических цефеид с периодами пульсации более 9 сут, 89 молодых ($\log t < 7.6$) РЗС, 102 голубых сверхгиганта, а также лучевые скорости облаков водорода НІ в тангенциальных точках и лучевые скорости зон НІІ.

В работе Бобылева и др. (2008) были использованы данные о молодых (≤50 млн лет) РЗС, лучевые скорости облаков нейтрального водорода НІ в тангенциальных точках и лучевые скорости зон НІІ. В итоге было получено довольно хорошее покрытие внутренней области Галактики. Применялся фурье-анализ, немного отличающийся от используемого в настоящей работе.

В работе Байковой, Бобылева (2012) использовалась выборка из 44 галактических мазеров с измеренными тригонометрическими параллаксами. В работе Расторгуева и др. (2017) уже рассмотрена выборка из 131 мазерного источника. Кинематические параметры спиральной структуры были определены так же, как и в настоящей работе, на основе спектрального анализа. Как и в настоящей работе, Бобылев и др. (2018) рассмотрели выборку 495 ОВ-звезд с данными из каталога Gaia DR2, где на основе спектрального анализа был осуществлен поиск параметров раздельно по радиальной и тангенциальной составляющими скоростей. Поэтому в таблице указаны усредненные значения λ и χ_{\odot} .

В работе Локтина, Поповой (2019) проанализирована кинематика около 1000 РЗС из "Однородного каталога параметров рассеянных звездных скоплений" (Локтин, Попова, 2019) с собственными движениями звезд из каталога Gaia DR2. Лучевые скорости измерены для 522 РЗС из этой выборки.

В нижних двух строках табл. 2 даны параметры, которые в настоящей работе а) определены по радиальным скоростям звезд на основе спектрального анализа — обозначены как метод I; и б) получены на основе решения уравнения (10) — обозначены как метод II. В целом можем видеть, что имеется хорошее согласие найденных в настоящей работе значений f_R и λ , углов *i* и χ_{\odot} с другими их определениями. Плохое согласие имеется только в определении f_{θ} . Но из таблицы видно, что эта скорость неуверенно определяется любыми методами.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для изучения кинематики Галактики использована выборка OB2-звезд из работы Сюя и др. (2021) с собственными движениями и тригонометрическими параллаксами из каталога Gaia EDR3. Для 1812 звезд из этой выборки имеются значения лучевых скоростей, взятые из литературных источников.

По собственным движениям и параллаксам всей выборки из 9750 OB2-звезд найдены скорости $(U, V)_{\odot} = (7.17, 7.37) \pm (0.16, 0.24)$ км/с, а также компоненты угловой скорости вращения Галакти-ки: $\Omega_0 = 29.700 \pm 0.076$ км/с/кпк, $\Omega'_0 = -4.008 \pm 0.022$ км/с/кпк² и $\Omega''_0 = 0.671 \pm 0.011$ км/с/кпк³, где линейная скорость вращения Галактики на околосолнечном расстоянии составляет $V_0 = 240.6 \pm 3.0$ км/с для принятого значения $R_0 = 8.1 \pm 0.1$ кпк. Значения этих параметров характерны

для молодых объектов тонкого диска Галактики и находятся в очень хорошем согласии с их оценками, полученными другими авторами. Но в нашем случае, благодаря использованию огромного количества звезд, они определены с очень маленькими ошибками.

По данным о 1812 ОВ2-звездах с лучевыми скоростями вычислены пространственные скорости V_R и $\Delta V_{\rm circ}$. Проведен спектральный анализ независимо радиальных и остаточных тангенциальных скоростей. Получены следующие оценки: $f_R = 4.8 \pm 0.7$ км/с, $f_{\theta} = 4.1 \pm 0.9$ км/с, $\lambda_R = 2.1 \pm 0.2$ кпк ($i_R = -9.4 \pm 0.9^{\circ}$ для m = 4) и $\lambda_{\theta} = 2.2 \pm 0.4$ кпк ($i_{\theta} = -9.8 \pm 1.8^{\circ}$ для m = 4), (χ_{\odot})_R = $-116 \pm 12^{\circ}$ и (χ_{\odot})_θ = $-156 \pm 14^{\circ}$. Видим, что более надежно эти параметры определяются по радиальным скоростям звезд.

Основное кинематическое уравнение было решено также с включением в качестве дополнительных неизвестных скоростей возмущений f_R и f_{θ} . В итоге мы пришли к заключению о том, что наиболее вероятное значение фазы Солнца χ_{\odot} для рассматриваемой выборки OB2-звезд лежит в интервале $[-120^{\circ}, -130^{\circ}]$. Значение амплитуды радиальных возмущений f_R лежит в интервале [4.4, 5.9] км/с и определяется этим методом с ошибками ± 0.6 км/с.

В целом мы заключили, что имеется хорошее согласие найденных в настоящей работе двумя методами значений f_R и λ , углов *i* и χ_{\odot} как между собой, так и с результатами их определения другими авторами. Меньшее согласие имеется в определении f_{θ} . Мы больше доверяем подходу с использованием спектрального анализа, $f_{\theta} = 4.1 \pm \pm 0.9$ км/с. Таким образом, обе найденные амплитуды скоростей возмущения отличны от нуля на высоком уровне значимости.

Отметим, что метод оценки скоростей возмущений f_R и f_{θ} , основанный на использовании кинематической модели (10), предложен Крезе, Меннесье (1973) при ряде упрощений, которые ограничивают размер области применения метода. В частности, отношение R/R_0 было разложено в ряд с использованием только первого члена ряда.

Метод, основанный на периодограммном фурьеанализе (Байкова, Бобылев, 2012), учитывает как логарифмический характер спиральной структуры Галактики, так и позиционные углы объектов. В нем не используются какие-либо упрощения и допущения, что позволяет проводить наиболее точный анализ скоростей объектов, распределенных в широком диапазоне галактоцентрических расстояний. Таким образом, этот метод более надежный.

Авторы благодарны Ю.Н. Мишурову за полезное и глубокое обсуждение результатов работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Абутер и др. (GRAVITY Collaboration, R. Abuter, A. Amorim, N. Bauböck, J.P. Berger, H. Bonnet, W. Brandner, Y. Clénet, V. Coudé du Foresto, et al.), Astron. Astrophys. 625, L10 (2019).
- Байкова А.Т., Бобылев В.В., Письма в Астрон. журн. 38, 617 (2012) [А.Т. Вајкоvа, V.V. Bobylev, Astron. Lett. 38, 549 (2012)].
- 3. Баррос и др. (D.A. Barros, A. Perez-Villegas, T.A. Michtchenko, and J.R.D. Lepine), Front. Astron. Space Sci. **8**, 48 (2021).
- 4. Бертон (W.B. Burton), Astron. Astrophys. 10, 76 (1971).
- 5. Бил, Овенден (J. Byl and M.W. Ovenden), Astrophys. J. **225**, 496 (1978).
- 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), MNRAS 437, 1549 (2014а).
- 8. Бобылев, Байкова (V.V. Bobylev and A.T. Bajkova), MNRAS **441**, 142 (20146).
- Бобылев В.В., Байкова А.Т., Письма в Астрон. журн. 44, 739 (2018) [V.V. Bobylev, et al., Astron. Lett. 44, 676 (2018)].
- Бобылев В.В., Байкова А.Т., Письма в Астрон. журн. 45, 379 (2019) [V.V. Bobylev, et al., Astron. Lett. 45, 331 (2019)].
- Бобылев В.В., Байкова А.Т., Астрон. журн. 98, 497 (2021а) [V.V. Bobylev, А.Т. Вајкоva, Astron. Rep. 65, 498 (2021а)].
- 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, D.W. Evans, et al.), Astron. Astrophys. 616, 1 (2018).
- 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).
- 14. Грив и др. (Е. Griv, С.-С. Lin, С.-С. Ngeow, and I.-G. Jiang), New Astron. **29**, 9 (2014).
- 15. Грив, Жанг (E. Griv and I.-G. Jiang), Astron. Nachr. **336**, 196 (2015).
- 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)].
- 17. Крезе, Меннесье (M. Crézé and M.O. Mennessier), Astron. Astrophys. 27, 281 (1973).
- 18. Лепине и др. (J.R.D. Lépine, Yu. Mishurov and S.Yu. Dedikov), Astrophys. J. **546**, 234 (2001).
- 19. Линь, Шу (С.С. Lin and F.H. Shu), Astrophys. J. **140**, 646 (1964).
- 20. Линь и др. (С.С Lin, С. Yuan, and F.H. Shu), Astrophys. J. 155, 721 (1969).
- Локтин А.В., Попова М.Э., Астрофиз. Бюлл. 72, 282 (2017) [A.V. Loktin, М.Е. Ророva, Astrophys. Bull. 72, 257 (2017)].

- Локтин А.В., Попова М.Э., Астрофиз. Бюлл. 74, 289 (2019) [A.V. Loktin, M.E. Popova, Astrophys. Bull. 74, 270 (2019)].
- Мельник А.М., Дамбис А.К., Расторгуев А.С., Письма в Астрон. журн. 27, 611 (2001) [А.М. Mel'nik, et al., Astron. Lett. 27, 521 (2001)].
- 24. Мишуров и др. (Yu.N. Mishurov, I.A. Zenina, A.K. Dambis, A.M. Mel'nik, and A.S. Rastorguev), Astron. Astrophys. **323**, 775 (1997).
- 25. Мишуров, Зенина (Yu.N. Mishurov and I.A. Zenina), Astron. Astrophys. **341**, 81 (1999).
- Попова М.Э., Локтин А.В., Письма в Астрон. журн. 31, 743 (2005). [М.Е. Ророvа, А.V. Loktin, Astron. Lett. 31, 663 (2005)].
- 27. 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. Бюллетень 72, 134 (2017) [A.S. Rastorguev, et al., Astrophys. Bulletin 72, 122 (2017)].
- 29. Рид и др. (M.J. Reid, K.M. Menten, A. Brunthaler, X.W. Zheng, T.M. Dame, Y. Xu, J. Li, N. Sakai, et al.), Astrophys. J. **885**, 131 (2019).

- 30. Рольфс К., *Лекции по теории волн плотности* (М.: Мир, 1980).
- 31. Руссейль (D. Russeil), Astron. Astrophys. **397**, 133 (2003).
- 32. Сиберт и др. (A. Siebert, B. Famaey, J. Binney, B. Burnett, C. Faure, I. Minchev, M.E.K. Williams, O. Bienaymé, et al.), MNRAS **425**, 2335 (2012).
- 33. Скиф (B.A. Skiff), VizieR Online Data Catalog, B/mk (2014).
- 34. Сюй и др. (Y. Xu, S.B. Bian, M.J. Reid, J.J. Li, B. Zhang, Q.Z. Yan, T.M. Dame, K.M. Menten, et al.), Astron. Astrophys. **616**, L15 (2018).
- 35. Сюй и др. (Y. Xu, L.G. Hou, S. Bian, C.J. Hao, D.J. Liu, J.J. Li, and Y.J. Li), Astron. Astrophys. **645**, L8 (2021).
- 36. Фернандес и др. (D. Fernández, F. Figueras, and J. Torra), Astron. Astrophys. **372**, 833 (2001).
- 37. Шонрих и др. (R. Schönrich, J.J. Binney, and W. Dehnen), MNRAS **403**, 1829 (2010).

АТОМНЫЕ ДАННЫЕ О НЕУПРУГИХ ПРОЦЕССАХ, ПРОИСХОДЯЩИХ ПРИ СТОЛКНОВЕНИЯХ БОРА С ВОДОРОДОМ

© 2022 г. А. К. Беляев^{1*}, Я. В. Воронов¹

¹ Российский государственный педагогический университет им. А.И. Герцена, Санкт-Петербург, Россия Поступила в редакцию 30.12.2021 г.

После доработки 30.12.2021 г.; принята к публикации 01.02.2022 г.

Исследованы неупругие процессы, происходящие при столкновениях атомов и катионов бора с атомами и анионами водорода, а именно, процессы взаимной нейтрализации, образования ионной пары, возбуждения и девозбуждения, всего 56 процессов. Рассчитаны парциальные сечения и константы скоростей в диапазонах энергий столкновения 10^{-4} —100 эВ и температур 1000—10 000 К соответственно. Квантовые расчеты проведены в рамках асимптотического подхода для электронной структуры и многоканальной формулы для исследования ядерной динамики. Показано, что наибольшая константа скорости соответствует процессу взаимной нейтрализации B⁺ + H⁻ \rightarrow B($2s^23p$) + H(1s) со значением 5.51 × 10⁻⁸ см³/с. Полученные данные позволят провести моделирование фотосфер звезд в условиях отклонения от локального термодинамического равновесия с большей точностью, чем предыдущие расчеты, базировавшиеся на использовании классической формулы Дравина.

Ключевые слова: константы скорости, неупругие процессы, столкновения с атомами водорода.

DOI: 10.31857/S0320010822030019

ВВЕДЕНИЕ

Бор представляет значительный интерес для астрофизических приложений. Вместе с водородом, гелием, литием и бериллием бор образует так называемую группу легких элементов. Основным механизмом образования бора являются столкновения высокоэнергетичных космических лучей с частицами межзвездного газа (см., например, Ривза, 1970, 1973; Минигуззи, 1971). При этом в эпоху первичного нуклеосинтеза образование бора практически не происходило. Однако в звездах при температурах порядка 5×10^6 К происходило и происходит в настоящее время разрушение бора. По этим причинам информация о содержании бора, а также лития и бериллия, в фотосферах звезд позволяет получить информацию о распределении вещества внутри звезды, о процессах перемешивания вещества (Примас, 2000, 2009; Боесгаард и др., 2016; Рандич, Магрини, 2021, и ссылки в них). В то же время информация о распространенности бора позволяет уточнить стандартную теорию первичного нуклеосинтеза и получить более ясную картину эволюции легких элементов (см., например, Примас, 2000, 2009).

Исследования бора в основном базируются на резонансной линии В I 249.7 (см., например, Киселман, 1994; Киселман, Карлссон, 1996; Дункан и др., 1997; Тан и др., 2010). Интерес также представляет вторая резонансная линия 209.0 нм (см., например, Йоханссон и др., 1993; Ребулл и др., 1998), в частности, для более точного определения соотношения изотопов ¹⁰В/¹¹В. Также используют линии ионов бора В II 136.2 нм (Ритчей и др., 2010) и В III 206.6 нм (Лемке и др., 2000). В связи с тем, что не-ЛТР поправки для бора большие при высоких температурах звезд и низкой металличности (Киселман, 1994; Киселман, Карлссон, 1996; Дункан и др., 1997; Проффитт, Куиглей, 2001), исследования указанных выше линий необходимо проводить в условиях отклонения от локального термодинамического равновесия, не-ЛТР.

В работе Киселмана 1994 высказано предположение, что основными механизмами, ответственными за не-ЛТР поправки для спектральных линий 249.7 и 209.0 нм, являются сверхионизация и оптическая накачка этих резонансных линий, что было неоднократно подтверждено (Киселман, 1994; Киселман, Карлссон, 1995, 1996; Тан и др., 2010). Оба механизма приводят к ослаблению линий относительно ЛТР. Итоговые не-ЛТР поправки могут

^{*}Электронный адрес: andrey.k.belyaev@gmail.com

превышать +0.5 dex (Киселман, 1994). В то же время для звезд солнечного типа эти поправки существенно меньше и не превышают 0.05 dex (Асплунд, 2005). В работе Киселмана и Карлссона (1996) представлено исследование не-ЛТР эффектов для нейтрального бора для различных звезд с различными параметрами. В этой же работе представлены значения поправок к ЛТР, которые использовались во множестве других исследований (см., например, Дункан и др., 1997; Кунха и др., 2000; Кинг, 2001; Боесгаард и др., 2004, и др.).

В работе Киселмана (1994) выдвигается предположение, что учет столкновений с водородом важен для более высоколежащих состояний, однако вряд ли влияет на низколежащие уровни, переходы между которыми и соответствуют линиям 249.7 и 209 нм, или может немного увеличить не-ЛТР поправки. Однако Тан и др. (2010) показали, что учет таких столкновений уменьшает не-ЛТР поправки. Тан и др. (2010) учитывали столкновения с водородом по формуле Дравина (Дравин, 1968, 1969; Стинбок, Холвегер, 1984) с применением масштабирующего фактора. Результаты работы Тан и др. (2010) согласовывают тренд В относительно Fe и O с результатами, полученными ранее для Ве (Примас, 2009; Тан и др., 2009).

С другой стороны, неоднократно было показано, что формула Дравина дает некорректные значения величин констант скоростей (см., например, Беляев, Барклем, 2003; Беляев и др., 2010; Барклем, Беляев, 2011). Константы скоростей отличаются на несколько порядков для процессов возбуждениядевозбуждения, а для процессов перезарядки формула Дравина дает нулевые значения, в то время как именно для этих процессов характерны самые большие по величине константы скоростей (см., например, Беляев и др., 2010, 2019а,б; Бергеманн и др., 2021, и ссылки в них).

Для построения более точной модели атома бора необходимо физически корректно учесть столкновения с водородом, что невозможно в рамках подхода Дравина. Наилучший вариант – полный строгий квантовый расчет, как потенциальных энергий и матричных элементов неадиабатической связи, так и ядерной динамики (посредством решения системы связанных уравнений методом перепроецирования). Однако при проведении подобных расчетов до сих пор возникают различные трудности, такие как проблема сходимости решения, выбор базисных функций и прочие. В такой ситуации применение физически обоснованных квантовых модельных подходов дает возможность с хорошей точностью оценить величины констант скоростей тех неупругих процессов столкновений бора с водородом, учет которых наиболее важен для не-ЛТР моделирования.

В данном исследовании впервые проведены расчеты сечений и констант скоростей процессов, происходящих при столкновениях атомов и катионов бора с атомами и анионами водорода. Расчеты проведены квантовым модельным подходом, а именно, асимптотическим методом (Беляев, 2013) для определения адиабатических молекулярных потенциальных энергий и многоканальной формулой (Яковлева и др., 2016) для расчетов вероятностей неадиабатических переходов. Сечения и константы скоростей неупругих процессов рассчитаны для диапазона энергий столкновения 10^{-4} – 100 эВ и диапазона температур 1000-10000 K соответственно.

КРАТКАЯ ТЕОРИЯ

Данное исследование проведено в рамках квантового модельного подхода: электронная структура молекулы ВН рассчитана в рамках асимптотического подхода (Беляев 2013), а неадиабатическая ядерная динамика исследована с помощью многоканальной формулы (см., например, Яковлева и др., 2016) и модели Ландау–Зинера.

Исследование электронной структуры молекулы ВН было проведено в нескольких работах (Броекхове и др., 1993; Гаглиарди и др., 1997; Милиордос, Мавридис, 2008) различными квантовохимическими методами. В работе Броекхове и др. (1993) расчет проводился до величины межъядерного расстояния 25 атомных единиц (≈13 Å), в других работах межъядерное расстояние ограничено значением 10 атомных единиц (≈5.3 Å).

Как было показано в разных работах (см., например, в работах Олсона и др., 1971; Чибисова, Янева, 1988; Беляева и др., 1999; Гиту и др., 2011), наибольший вклад в величину полного парциального сечения неупругого процесса¹ при низких энергиях столкновения вносят неадиабатические переходы в областях неадиабатичности, обусловленных ионно-ковалентным взаимодействием и расположенных на относительно больших межъядерных расстояниях. Эти области неадиабатичности обычно располагаются на расстояниях, превышающих 10–15 атомных единиц. Области неадиабатичности, относящиеся к так называемому оптимальному окну, располагаются на расстояниях 20–40 атомных единиц.

По этим причинам адиабатические молекулярные потенциальные энергии, рассчитанные в работах Броекхове и др. (1993), Гаглиарди и др. (1997), Милиордоса и Мавридиса (2008), не могут быть

¹Подразумевается сечение, проинтегрированное по всем углам рассеяния.

БЕЛЯЕВ, ВОРОНОВ

Таблица 1. Молекулярные состояния молекулы BH, соответствующие им каналы рассеяния, асимптотические энергии, отсчитанные от основного состояния, и статистические заселенности p_i^{stat} для молекулярной симметрии ${}^{1}\Sigma^{+}$

j	Канал рассеяния	Асимптотическая энергия, эВ	p_i^{stat}
1	$B(2s^22p\ ^2P^\circ) + H(1s\ ^2S)$	0.0000	0.0833
2	$B(2s^23s\ ^2S) + H(1s\ ^2S)$	4.9630	0.25
3	$B(2s2p^2 {}^2D) + H(1s {}^2S)$	5.9322	0.05
4	$B(2s^23p\ ^2P^\circ) + H(1s\ ^2S)$	6.0260	0.0833
5	$B(2s^23d\ ^2D) + H(1s\ ^2S)$	6.7891	0.05
6	$B(2s^24s\ ^2S) + H(1s\ ^2S)$	6.8191	0.25
7	$B(2s^24p\ ^2P^\circ) + H(1s\ ^2S)$	7.1634	0.0833
ion	$B^+(2s^2 {}^1S) + H^-(1s^2 {}^1S)$	7.5428	1.0

использованы при исследовании ядерной динамики, поскольку в этих данных отсутствует важная информация об областях неадиабатичности, обусловленных ионно-ковалентным взаимодействием. В данном исследовании применен асимптотический метод построения адиабатических молекулярных потенциальных энергий для определения параметров областей неадиабатичности, обусловленных ионно-ковалентным взаимодействием.

Исследование ядерной динамики проводилось только для молекулярной симметри
и $^1\Sigma^+,$ так как ионное состояние В⁺ + Н⁻ порождает только одну молекулярную симметрию ${}^{1}\Sigma^{+}$. В табл. 1 перечислены молекулярные состояния молекулы ВН, соответствующие им каналы рассеяния, асимптотические энергии и статистические населенности для симметрии ${}^{1}\Sigma^{+}$. Всего учтено семь ковалентных и одно ионное состояние. Значения асимптотических энергий взяты из базы данных NIST (Крамида и др., 2021). На рис. 1 представлены адиабатические молекулярные потенциальные энергии как функции межъядерного расстояния, полученные в рамках асимптотического метода (сплошные линии). Также на этом рисунке представлены молекулярные термы, полученные в работе Броекхове и др. (1993) для четырех нижних состояний симметрии $^{1}\Sigma^{+}$.

Матричный элемент неадиабатичности, рассчитываемый по формуле Олсона-Смита-Байера, между основным и первым возбужденным состояниями приводит к меньшему энергетическому расщеплению по сравнению с квантово-химическими расчетами (примерно, в полтора раза меньше). По этой причине для молекулярных потенциальных энергий, полученных асимптотическим методом, матричный элемент Олсона-Смита-Байера для области между молекулярными состояниями 1 и 2 H_{12}^{OSB} был увеличен в 2.15 раза, чтобы параметры областей неадиабатичности, полученные в данной работе и в работе Броекхове и др. (1993), имели близкие значения.

Исследование ядерной динамики проведено с помощью многоканальной формулы с учетом осцилляций в энергетически закрытых каналах (подробнее см. в работе Яковлевой и др., 2016). Вероятности однократного прохождения областей неадиабатичности рассчитывались по модели Ландау-Зинера (Ландау, 1932а, б; Зинер, 1932), переписанной в терминах энергетического расщепления (Беляев, Лебедев, 2011). Полные вероятности неадиабатических переходов рассчитаны по многоканальной формуле. По полным вероятностям неадиабатических переходов были рассчитаны сечения и константы скоростей неупругих процессов по известным формулам (подробнее см., например, в работе Яковлевой и др., 2016).

НЕУПРУГИЕ ПРОЦЕССЫ ПРИ СТОЛКНОВЕНИЯХ БОРА С ВОДОРОДОМ

В данной работе исследованы неупругие процессы возбуждения, девозбуждения, образования ионной пары и взаимной нейтрализации, происходящие при столкновениях атомов и катионов бора с атомами и анионами водорода, всего 56 процессов.



Рис. 1. Молекулярные адиабатические потенциальные энергии молекулы ВН: сплошные линии соответствуют результатам, полученным асимптотическим методом в данной работе, штриховые линии — данные, полученные строгими квантовохимическими расчетами в работе Броекхове и др. (1993).



Рис. 2. Графическое представление величин констант скорости процессов возбуждения, девозбуждения, образования ионной пары и взаимной нейтрализации при температуре *T* = 6000 K.



Рис. 3. Зависимость величин констант скорости от энергии возбуждения атома бора. Символами обозначены константы скоростей, соответствующие процессам нейтрализации В⁺ + H⁻ → B^{*} + H, штриховая линия — константы скоростей, рассчитанные по упрощенной модели.

Для всех процессов рассчитаны сечения и константы скоростей. Сечения рассчитаны в диапазоне энергий столкновения 10^{-4} —100 эВ, константы скоростей — в диапазоне температур 1000—10000 К.

На рис. 2 изображено графическое представление констант скоростей для температуры T = 6000 К в виде теплокарты. Видно, что наибольшее значение константы скорости (превышающее величину 10^{-8} см³/с) соответствует процессу взаимной нейтрализации B⁺ + H⁻ \rightarrow B $(2s^23p)$ + + H(1s). Также можно видеть, что все процессы с участием основного состояния B $(2s^22p)$ имеют малые значения констант скоростей. Это связано с тем, что в молекулярной симметрии ${}^{1}\Sigma^{+}$ энергетическое расщепление в области неадиабатичности между основным и первым возбужденным состояниями составляет около З эВ. Соответственно вероятность неадиабатического перехода в этой области имеет малое значение.

На рис. З представлена зависимость констант скоростей процессов взаимной нейтрализации от

энергии возбуждения атома бора в конечных каналах рассеяния для температуры T = 6000 К. Видно, что почти все константы скоростей хорошо согласуются с предсказаниями упрощенной модели (штриховая линия), за исключением константы процесса взаимной нейтрализации $B^+ + H^- \rightarrow B(2s2p^2) + H(1s)$. Процессы $j = 8 \rightarrow 3, 4, 5, 6$ попадают в область так называемого "оптимального окна", максимум которого приходится для атома бора на значение ≈ 6.3 эВ.

Обратим внимание на константу скорости процесса нейтрализации $B^+ + H^- \rightarrow B(2s2p^2) +$ + H(1s). Несмотря на то что этот процесс находится в области "оптимального окна", значение константы скорости имеет величину меньшую, чем величины константы скоростей процессов нейтрализации в состояния j = 2, 4. Это обусловлено тем, что данный процесс соответствует двухэлектронному переходу. Как видно на рис. 1, область неадиабатичности между состояниями j = 3, 4 имеет довольно малое энергетическое расщепление, что приводит к диабатическому характеру прохождения данной области. Это

Состояния	$B(2s^22p)$	$B(2s^23s)$	$\mathbf{B}(2s2p^2)$	$B(2s^23p)$	$B(2s^23d)$	$B(2s^24s)$	$\mathbf{B}(2s^24p)$	$B^+ + H^-$
$\mathbf{B}(2s^22p)$	_	1.30E-34	1.10E-38	5.83E-36	2.11E-38	1.30E-38	3.47E-43	1.13E-35
$B(2s^23s)$	5.74E-30	_	8.87E-14	1.54E-11	5.41E-14	3.41E-14	7.36E-19	2.02E-12
$\mathbf{B}(2s2p^2)$	6.34E-34	1.17E-13	_	2.10E-11	2.03E-14	1.24E-14	1.56E-19	3.13E-13
$\mathbf{B}(2s^23p)$	6.72E-31	4.01E-11	4.32E-11	_	1.45E-11	8.89E-12	1.17E-16	2.44E-10
$\mathbf{B}(2s^23d)$	6.38E-33	3.75E-13	1.07E-13	3.83E-11	—	5.23E-12	2.76E-17	5.28E-11
$B(2s^24s)$	2.08E-32	1.25E-12	3.48E-13	1.24E-10	2.79E-11	_	9.61E-17	1.86E-10
$\mathbf{B}(2s^24p)$	3.61E-37	1.74E-17	2.82E-18	1.06E-15	9.63E-17	6.33E-17	—	1.01E-14
$\mathrm{B^{+} + H^{-}}$	2.94E-28	1.19E-09	1.44E-10	5.51E-08	4.66E-09	3.10E-09	2.55E-13	—

Таблица 2. Константы скоростей неупругих процессов при температуре *T* = 6000 К. Строка определяет начальное состояние, столбец — конечное

уменьшает полную вероятность неадиабатического перехода в канал рассеяния $B(2s2p^2) + H(1s)$ в симметрии ${}^{1}\Sigma^{+}$. Следовательно, параметры областей неадиабатичности, полученные в рамках асимптотического метода, хорошо согласуются с данными, полученными посредством квантово-химических расчетов электронной структуры молекулы ВН в работах Броекхове и др. (1993), Гаглиарди и др. (1997), Милиордоса и Мавридиса (2008).

В табл. 2 приведены значения констант скоростей всех исследованных процессов для температуры T = 6000 К. Все исследованные неупругие процессы могут быть разделены на три группы в соответствии с величинами констант скоростей:

- процессы с величиной константы скорости, превышающей 10⁻⁸ см³/с;
- процессы с величиной константы скорости, лежащей в диапазоне 10⁻⁸-10⁻¹² см³/с;
- процессы, величина константы скорости для которых меньше 10⁻¹² см³/с.

К первой группе относится один процесс, а именно, $B^+ + H^- \rightarrow B(2s^23p) + H(1s)$ с величиной константы скорости 5.51×10^{-8} см³/с. Этот процесс отмечен красным цветом на рис. 2.

Ко второй группе относится множество процессов возбуждения, девозбуждения, образования ионной пары и взаимной нейтрализации. Наибольшие величины констант скоростей из этой группы имеют процессы взаимной нейтрализации $B^+ + H^- \rightarrow B(2s^23s) + H(1s), \quad B(2s^23d) + H(1s)$

ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 48 № 3 2022

и $B(2s^24s) + H(1s)$ со значениями 1.19×10^{-9} , 4.66×10^{-9} и 3.10×10^{-9} см³/с соответственно. Такие процессы обозначены оранжевым, желтым, зеленым и голубым цветом на рис. 2.

К третьей группе относятся все процессы с участием состояний $B(2s^22p)$ и $B(2s^24p)$, а также некоторые процессы возбуждения и девозбуждения. Такие процессы обозначены синим цветом на рис. 2. Учет процессов из первой и второй групп наиболее важен при моделировании фотосфер звезд в условиях отклонения от локального термодинамического равновесия.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данном исследовании проведены расчеты сечений и констант скоростей неупругих процессов возбуждения, девозбуждения, образования ионной пары и взаимной нейтрализации, происходящих при столкновениях атомов и катионов бора с атомами и анионами водорода. Адиабатические молекулярные потенциальные энергии для восьми нижних состояний молекулярной симметрии ${}^{1}\Sigma^{+}$, соответствующих семи ковалентным состояниям и одному ионному, получены асимптотическим методом. Ядерная динамика исследована с помощью многоканальной формулы с учетом осцилляций в энергетически закрытых каналах.

Показано, что наибольшая по величине константа скорости соответствует процессу взаимной нейтрализации $B^+ + H^- \rightarrow B(2s^23p) + H(1s)$. Также константы скоростей процессов взаимной нейтрализации $B^+ + H^- \rightarrow B(2s^23s) + H(1s)$, $B(2s^23d) + H(1s)$ и $B(2s^24s) + H(1s)$ по величине превосходят значение 10⁻⁹ см³/с. Эти процессы соответствуют так называемой области "оптимального окна". Процесс $B^+ + H^- \rightarrow$ \rightarrow B(2s²3p) + H(1s), несмотря на то что также относится к области "оптимального окна", имеет величину константы скорости немногим большую, чем 10^{-10} см 3 /с. Это обусловлено тем, что данному процессу соответствует двухэлектронный переход. Тем не менее можно ожидать, что учет областей неадиабатичности на малых расстояниях будет способствовать увеличению сечения данного процесса и, следовательно, увеличению константы скорости. Для более точных расчетов сечений и констант скоростей необходимы строгие квантовохимические расчеты адиабатических молекулярных потенциальных энергий до значений межъядерного расстояния порядка 75 атомных единиц, причем не только для молекулярной симметрии $^{1}\Sigma^{+}$, но и для $^{3}\Sigma^{+}$, $^{1,3}\Pi$, $^{1,3}\Delta$.

Полученные в этом исследовании данные о неупругих процессах позволят физически корректно учесть столкновения с водородом при моделировании фотосфер звезд в условиях отклонения от локального термодинамического равновесия.

Авторы благодарят за финансовую поддержку Министерство просвещения (проект № 2020-0026).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Барклем и др. (P.S. Barklem, A.K. Belyaev, M. Guitou, N. Feautrier, F.X. Gadéa, and A. Spielfiedel), Astron. Astrophys. 530, A94 (2011).
- Беляев и др. (А.К. Belyaev, J. Grosser, J. Hahne, and T. Menzel), Phys. Rev. A 60, 2151 (1999).
- 3. Беляев, Барклем (А.К. Belyaev and P.S. Barklem), Phys. Rev. A **68**, 062703 (2003).
- 4. Беляев и др. (A.K. Belyaev, P.S. Barklem, A.S. Dickinson, and F.X. Gadéa), Phys. Rev. A **81**, 032706 (2010).
- 5. Беляев, Лебедев (А.К. Belyaev and O.V. Lebedev), Phys. Rev. A 84, 014701 (2011).
- 6. Беляев (А.К. Belyaev), Phys. Rev. A **88**, 052704 (2013).
- Беляев, Яковлева (А.К. Belyaev and S.A. Yakovleva), Astron. Astrophys. 606, A147 (2017).
- Беляев и др. (А.К. Belyaev, Ya.V. Voronov, A. Mitrushchenkov, M. Guitou, and N. Feautrier), MNRAS 487, 5097 (2019а).
- Беляев и др. (А.К. Belyaev, D.V. Vlasov, A. Mitrushchenkov, and N. Feautrier), MNRAS 490, 3384 (20196).

- Бергеманн и др. (M. Bergemann, R. Hoppe, E. Semenova, M. Carlsson, S.A. Yakovleva, Ya.V. Voronov, M. Bautista, A. Nemer, A.K. Belyaev, J. Leenaarts, L. Mashonkina, A. Reiners, and M. Ellwarth), MNRAS 508, 2236 (2021).
- 11. Боесгаард и др. (А.М. Boesgaard, E.J. McGrath, D.L. Lambert, and K. Cunha), Astrophys. J. **606**, 306 (2004).
- 12. Боесгаард и др. (А.М. Boesgaard, M.G. Lum, C.P. Deliyannis, J.R. King, M.H. Pinsonneault, and G. Somers), Astrophys. J. **830**, 49 (2016).
- 13. Броекхове и др. (J. Broeckhove, B. Feyen, P. Van Leuven, R.Cimiraglia, and M. Persico), Int. J. Quant. Chem. **48(S27)**, 517 (1993).
- 14. Гаглиарди и др. (B.L. Gagliardi, G.L. Bendazzoli, and S. Evangelisli), Mol. Phys. **91**, 861 (1997).
- 15. Гиту и др. (M. Guitou, A.K. Belyaev, P.S. Barklem, A. Spielfiedel, and N. Feautrier), J. Phys. B 44, 035202 (2011).
- 16. Дравин (H.W. Drawin), Z. Physik 211, 404 (1968).
- 17. Дравин (H.W. Drawin), Z. Physik 225, 483 (1969).
- Дункан и др. (D.K. Duncan, F. Primas, L.M. Rebull, A.M. Boesgaard, C.P. Deliyannis, L.M. Hobbs, J.R. King, and S.G. Ryan), Astrophys. J. 488, 338 (1997).
- 19. Зинер (C. Zener), Proc. Roy. Soc. A 137, 696 (1932).
- 20. Йоханссон и др. (S.G. Johansson, U. Litzen, J. Kasten, and M. Kock), Astrophys. J. 403, L25 (1993).
- 21. Кинг (J.R. King), Astronom. J. 122, 3115 (2001).
- 22. Киселман (D. Kiselman), Astron. Astrophys. **286**, 169 (1994).
- 23. Киселман, Карлссон (D. Kiselman and M. Carlsson), Astron. Astrophys. **311**, 680 (1996).
- 24. Крамида и др. (A. Kramida, Yu. Ralchenko, J. Reader, NIST ASD Team), NIST Atomic Spectra Database (version 5.9), https://physics.nist.gov/asd (2021).
- 25. Кунха и др. (K. Cunha, V.V. Smith, A.M. Boesgaard, and D.L. Lambert), Astrophys. J. **530**, 939 (2000).
- 26. Ландау (L.D. Landau), Phys. Z. Sowietunion 1, 88 (1932).
- 27. Ландау (L.D. Landau), Phys. Z. Sowietunion 2, 46 (1932).
- 28. Лемке и др. (M. Lemke, K. Cunha, and D.L. Lambert), Proceed. 35th Liege Inter. Astrophys. Colloq. 507, 223 (2000).
- 29. Милиордос, Мавридис (E. Miliordos and A. Mavridis), J. Chem. Phys. **128**, 144308 (2008).
- 30. Минигуззи и др. (M. Meneguzzi, J. Audouze, and H. Reeves) Astron. Astrophys. **15**, 337 (1971).
- 31. Олсон и др. (R.E. Olson, F.T. Smith, and E. Bauer), Appl. Optics **10**, 1848 (1971).
- 32. Примас (F. Primas), Symp.—Inter. Astron. Union **198**, 405 (2000).
- 33. Примас (F. Primas), Proceed. Inter. Astron. Union **268**, 221 (2009).
- 34. Проффитт, Куиглей (C.R. Proffitt and M.F. Quigley), Astrophys. J. **548**, 429 (2001).
- 35. Рандич, Магрини (S. Randich and L. Magrini), Front. Astron. Space Sci. 8, 6 (2021).

- 36. Ребулл и др. (L. Rebull, D. Duncan, S. Johansson, J. Thorburn, and B. Fields), Astrophys. J. **507**, 387 (1998).
- 37. Ривз и др. (H. Reeves, W.A. Fowler, and F. Hoyle), Nature **226**, 727 (1970).
- 38. Ривз и др. (H. Reeves, J. Audouze, W.A. Fowler, and D.N. Schramm), Astrophys. J. **179**, 909 (1973).
- 39. Ритчей и др. (A.M. Ritchey, S.R. Federman, Y. Sheffer, and D.L. Lambert), Proceed. Inter. Astron. Union **268**, 237 (2009).
- 40. Стинбок, Холвегер (W. Steenbock and H. Holweger), Astron. Astrophys. **130**, 319 (1984).

- 41. Тан и др. (K.F. Tan, J.R. Shi, and G. Zhao), MNRAS **392**, 205 (2009).
- 42. Тан и др. (K. Tan, J. Shi, and G. Zhao), Astrophys. J. **713**, 458 (2010).
- 43. Чибисов, Янев (M.I. Chibisov and R.K. Janev), Phys. Rep. **166**, 1 (1988).
- 44. Яковлева и др. (S.A. Yakovleva, Ya.V. Voronov, and A.K. Belyaev), Astron. Astrophys. **593**, A27 (2016).

ТОРОИДАЛЬНАЯ МАГНИТНАЯ КАМЕРА "ТОКАМАК" В СОЛНЕЧНОЙ АТМОСФЕРЕ: УДЕРЖАНИЕ И ВСПЫШЕЧНОЕ ВЫСВОБОЖДЕНИЕ МАГНИТНОЙ ЭНЕРГИИ

© 2022 г. А. А. Соловьев^{1,2*}

¹Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия ²Калмыцкий государственный университет, Элиста, Россия

> Поступила в редакцию 14.10.2021 г. После доработки 11.01.2022 г.; принята к публикации 01.02.2022 г.

Исследованы свойства осесимметричной магнитогидростатической конфигурации, напоминающей по своей геометрии лабораторный "токамак". На Солнце эта структура расположена горизонтально во внешнем магнитном поле, которое предполагается однородным и вертикальным, не искажающим внешней гидростатической среды — солнечной атмосферы. Рассчитаны равновесные распределения плотности, давления плазмы и электрического тока внутри такой системы, показаны возможности накопления магнитной энергии и ее вспышечного выделения при достижении на магнитной оси тороида критических значений плотности электрического тока. Получены оценки масштаба области диссипации тока, величины электрического поля в ней, значительно превышающей дрейсеровское, и энергии ускоренных заряженных частиц (до сотни Мэв).

Ключевые слова: солнечная активность, вспышки, магнитное поле, ионно-звуковая турбулентность плазмы.

DOI: 10.31857/S0320010822030056

ВВЕДЕНИЕ

Ряд активных образований на Солнце, таких как солнечные пятна, спокойные протуберанцы, хромосферные волокна, корональные петли, корональные дыры и др., имеют времена жизни, значительно превышающее характерное время установления магнитогидродинамического равновесия в системе. Для теоретического моделирования таких магнитных структур может быть использовано приближение магнитной гидростатики (см., например, Паркер, 1979; Прист, 1982; Лоу, 1975, 1985; Соловьев, Киричек, 2016, 2019). Даже в таком относительно быстром процессе, как солнечная вспышка, вспышечное волокно (если оно не вылетает сразу в корону и межпланетное пространство в виде коронального выброса массы, КВМ) можно считать квазистатическим образованием (см. обсуждение в Соловьев, Киричек, 2015). Вспышечное магнитное волокно даже во время начавшегося в нем бурного энерговыделения, относительно быстро эволюционируя во времени вследствие больших омических потерь, проходит, тем не менее, непрерывную последовательность равновесных состояний, поскольку характерное время изменения его

физических параметров во вспышечном процессе заметно больше характерного альвеновского времени (Соловьев, Муравский, 2014).

Несмотря на то что исследованию магнитостатического равновесия посвящено огромное количество работ, остается еще много нерешенных проблем. Так, например, одним из вариантов вспышечной конфигурации являются так называемые кольцевые вспышки, когда возгорающееся вспышечное волокно имеет вид яркого замкнутого кольца (Соловьев, Киричек, 2015; Кашапова и др., 2020). Видимо, соответствующая магнитная структура в этом случае имеет форму магнитного тороида.

Мы хотим исследовать свойства тороидальной магнитогидростатической конфигурации, напоминающей по геометрии ее магнитного поля лабораторный "токамак", но помещенной горизонтально в солнечную атмосферу с однородным внешним вертикальным магнитным полем. Токамак тороидальная магнитная камера — перспективная установка для осуществления управляемого термоядерного синтеза. В настоящее время активно развивается международный проект ITER (International Thermonuclear Experimental Reactor) (см. рис. 1).

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



Рис. 1. Принципиальная схема лабораторного "токамака".

Нас интересуют следующие вопросы:

- Насколько благоприятной для удержания плазмы и поля может быть такая тороидальная конфигурации, расположенная горизонтально в разреженной солнечной хромосфере, где газовое давление уже относительно мало, чтобы играть значительную роль в балансе магнитного и газового давления в системе.
- При каких условиях достижимы в такой конфигурации критически малые значения плотности плазмы и соответственно критически высокие плотности электрического тока, приводящие к возбуждению плазменных неустойчивостей и, как следствие, к вспышечному энерговыделению?

УРАВНЕНИЯ МАГНИТОГИДРОСТАТИКИ И ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим задачу расчета равновесных распределений давления, плотности и температуры в осесимметричной магнитной структуре, расположенной в плоской равновесной атмосфере при наличии однородного поля силы тяжести **g** и внешнего вертикального однородного магнитного поля. Осевая симметрия предполагает инвариантность относительно произвольных поворотов системы вокруг оси системы. Пусть в цилиндрических координатах r, φ, z это будет вертикальная ось z, отсчет расстояний вдоль этой оси будем вести вверх от некоторого условного уровня z0. Сила тяжести в этом случае выражается как $\mathbf{F}_g = -\rho(z)g\mathbf{e}_z$, где ρ — плотность газа, и уравнения магнитной гидростатики примут вид

$$-\nabla P + (4\pi)^{-1} \left[\operatorname{rot} \mathbf{B} \times \mathbf{B} \right] - \rho g \mathbf{e}_z = 0, \quad (1)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{B} = 0, \tag{2}$$

$$P = \rho \Re T \mu^{-1}. \tag{3}$$

Здесь \mathbf{B} — напряженность магнитного поля, P и *Т* — давление и температура газа соответственно, *µ* — средняя молярная масса газа. Уравнение (1) описывает баланс сил в равновесной системе, (2) — соленоидальный характер магнитного поля, а (3) — состояние идеального газа. Система (1)-(3) неполна: в ней отсутствует уравнение переноса энергии, которое для солнечной неоднородной плазмы решению не поддается, поэтому в магнитогидростатике некоторые зависимости следует задавать дополнительно. Эта проблема подробно обсуждалась в работе Соловьева (2020), где было показано, что в магнитной гидростатике основной акцент делается именно на проблеме равновесия. Если нам удается для долгоживущего активного образования построить модель, в которой распределения плазмы и поля близки к наблюдаемой структуре объекта, мы можем сделать вывод о том. что, видимо, перенос энергии в нем не нарушает существенно полученное равновесие. В противном случае время жизни моделируемого образования было бы невелико. При наличии осевой симметрии система (1)–(3) сводится к следующей тройке уравнений (Лоу, 1975, 1985):

$$\frac{\partial^2 A(r,z)}{\partial r^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial A}{\partial r} + \frac{\partial^2 A(r,z)}{\partial z^2} =$$
(4)
$$= -\frac{1}{2} \frac{d\Omega^2(A)}{dA} - 4\pi r^2 \frac{\partial P(A,z)}{\partial A},$$

$$\rho(r,z)g(z) = -\frac{\partial P(A,z)}{\partial z},$$
(5)

$$T(r,z) = \frac{\mu}{\Re} \frac{P(r,z)}{\rho(r,z)}.$$
(6)

Здесь $A(r,z) = \int_0^r B_z(r,z)rdr$ — поток вертикального магнитного поля через горизонтальный круг радиуса r (без множителя 2π); $\Omega(r,z) = = \frac{4\pi}{c} \int_0^r j_z r dr$ — продольный электрический ток через тот же горизонтальный круг (Ландау, Лифшиц, 1982). Поскольку, согласно уравнению

ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 48 № 3 2022

Ампера rot $\mathbf{B} = \frac{4\pi}{c}\mathbf{j}$, вертикальный компонент тока равен $j_z = \frac{c}{4\pi} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rB_{\varphi})$, то получается, что интегральный вертикальный ток связан с азимутальным магнитным полем простым соотношением

$$\Omega(r,z) = rB_{\varphi}(r,z). \tag{7}$$

По условиям осевой симметрии этот ток зависит только от потоковой функции $\Omega(r, z) = \Omega(A)$. Выбор этой зависимости произволен, обычно предполагается линейная связь. Мы также примем эту линейную зависимость.

Полоидальные компоненты поля определяются через функцию потока А соотношениями

$$B_z = \frac{1}{r} \frac{\partial A}{\partial r}, \quad B_r = -\frac{1}{r} \frac{\partial A}{\partial z},$$
 (8)

которые автоматически обеспечивают выполнение условия соленоидальности поля (2) для любой дифференцируемой функции потока А. Если записать уравнение магнитной силовой линии в проекции на плоскость (r,z): $\frac{dz}{B_z} = \frac{dr}{B_r}$, и подставить в

него выражения (8), то получим $\frac{\partial A}{\partial z}dz + \frac{\partial A}{\partial r}dr =$ = dA = 0. Отсюда следует, что потоковая функция сохраняется вдоль магнитной силовой линии, следовательно, геометрическая форма магнитных силовых линий в проекции на плоскость (r, z) определяется условием постоянства функции магнитного потока A(r, z) = const. Каждому значению указанной константы соответствует своя магнитная поверхность (Ландау, Лифшиц, 1982). Уравнение (5) описывает гидростатическое равновесие газа вдоль магнитной силовой линии. Таким образом, магнитная структура равновесной конфигурации определяется видом функции потока A(r, z).

Благодаря наличию в данной задаче поля тяжести д давление газа в правой части уравнения (4), в отличие от известного уравнения Грэда-Шафранова (Шафранов, 1957; Грэд, 1960; Ландау, Лифшиц, 1982), зависит не только от потоковой функции A, но и от координаты z. Это обстоятельство позволяет проинтегрировать уравнение (4) по переменной А при фиксированной z и выразить давление газа через функцию А и ее производные, а затем из уравнения (5) найти плотность и из уравнения (6) — температуру газа. Действуя таким образом, мы по известной магнитной структуре равновесной конфигурации можем полностью рассчитать распределение плазмы в ней.

Будем интегрировать уравнение (4) относительно функции А, рассматривая z как фиксированный параметр. Начнем вести интегрирование от некоторой точки r^* , расположенной далеко от оси нашей

системы, до некоторой произвольно выбранной точки внутри конфигурации, где A = A(r, z). Пусть в удаленной точке r^* магнитное поле является потенциальным: однородным и вертикальным (см. ниже формулу (11)), а $P(r^*, z) \equiv Pex(z)$ есть гидростатическое распределение давления газа во внешней среде, свободной от магнитного поля (это может быть также вертикальный профиль давления в потенциальном магнитном поле, которое не возмущает гидростатического равновесия). Параметры внешней среды — солнечной атмосферы — мы станем брать из ее современной модели (Авретт, Лоезер, 2008), в которой отсчет высот начинается от основания фотосферы, от начального уровня со следующими параметрами: $T_0 = 6583$ K, $P_0 = 1.228 \times 10^5$ дин/см², $n_0 (H) = 1.188 \times 10^{17}$ см⁻³, $\rho_0 = 2.78 \times 10^{-7}$ г см⁻³. Интегрируя (4), с учетом того, что dz = 0 и потому

$$dA = \frac{\partial A}{\partial r}dr + \frac{\partial A}{\partial z}dz = \frac{\partial A}{\partial r}dr$$
, получим

$$4\pi \left(P\left(r,z\right) - P_{\text{ex}}\left(z\right)\right) = -\frac{\Omega^2}{2r^2} - \int_{r*} \frac{\Omega^2}{r^3} dr - \int_{r*}^r \frac{1}{r^2} \left(\frac{\partial^2 A}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 A}{\partial r^2}\right) \frac{\partial A}{\partial r} dr + \int_{r*}^r \frac{1}{r^3} \left(\frac{\partial A}{\partial r}\right)^2 dr.$$

Взяв по частям интеграл, содержащий вторую производную от А по r, получим формулу для расчета давления в системе:

$$P(r,z) = P_{\rm ex}(z) + \frac{1}{8\pi} \times$$
(9)

$$\times \left[\int_{r}^{r*} \frac{2\Omega^{2}}{r^{3}} dr - \frac{\Omega^{2}}{r^{2}} - \left(\frac{1}{r} \frac{\partial A}{\partial r}(r) \right)^{2} + \left(\frac{1}{r*} \frac{\partial A}{\partial r}(r*) \right)^{2} + \int_{r}^{r*} \frac{2}{r^{2}} \frac{\partial^{2} A}{\partial z^{2}} \frac{\partial A}{\partial r} dr \right].$$

В аналогичной формуле для давления, выведенной ранее в работе Соловьева, Киричека (2015), четвертый член в квадратной скобке отсутствует, поскольку там предполагалось, что потоковая функция и ее производная по r во внешней среде обращаются в нуль. В данной задаче это не так (см. ни-

же выражение (11)), поэтому член с $\left(\frac{1}{r*}\frac{\partial A}{\partial r}(r*)\right)^2$

здесь следует сохранить. Для того чтобы рассчитать распределение плотности плазмы в силовой трубке, мы должны в соответствии с уравнением (5) найти соответствующую частную производную вида $\frac{\partial P(A,z)}{\partial z}$, в то время как выражение (9) дает

>

нам давление в виде зависимости P(r, z). Соответствующее преобразование производных описано в (Соловье, Киричек, 2015), и, пользуясь им, мы получаем, что распределение плотности массы в осесимметричной магнитной системе имеет вид

$$\rho(r,z) = \rho_{\rm ex}(z) + \frac{1}{4\pi g} \times$$
(10)

$$\times \left\{ \frac{\partial}{\partial z} \left[\left[\left(\frac{\partial A}{\partial r} \right)^2 - \left(\frac{\partial A}{\partial z} \right)^2 \right] \frac{1}{2r^2} - \right. \\ \left. - \int_r^{r*} \left(\frac{1}{r^2} \frac{\partial A}{\partial r} \frac{\partial^2 A}{\partial z^2} + \frac{\Omega^2}{r^3} \right) dr \right] - \frac{1}{r} \frac{\partial A}{\partial z} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial A}{\partial r} \right) \right\}.$$

МАГНИТНАЯ СТРУКТУРА ТОРОИДАЛЬНОЙ КОНФИГУРАЦИИ

Зададим функцию магнитного потока в виде

$$A(r,z) = B_0 \frac{r^2}{2} \left[\exp\left(-k^2 r^2 - (11) - m^2 k^2 (z-z0)^2\right) (1+b) - b \right],$$

так что

$$B_{z} = \frac{1}{r} \frac{\partial A}{\partial r} = B_{0} \left(1 - k^{2} r^{2} \right) (1+b) \times$$
(12)
 $\times \exp \left[-k^{2} r^{2} - m^{2} k^{2} (z-z0)^{2} \right] - B_{0} b,$

$$B_{r} = -\frac{1}{r} \frac{\partial A}{\partial z} = B_{0} krm^{2} k \left(z - z0 \right) (1+b) \times$$

 $\times \exp \left[-k^{2} r^{2} - m^{2} k^{2} (z-z0)^{2} \right].$

Потоковая функция (11) описывает тороидальную магнитную конфигурацию, состоящую из вложенных друг в друга тороидальных магнитных поверхностей и погруженную в однородное вертикальное магнитное поле (рис. 2–4). В выражениях (11) и (12) к — масштабный множитель, вводимый для сохранения размерности (коэффициент m^2 перед $(z-z0)^2$ показывает, что вертикальный обратный масштаб в m раз отличается от радиального), B₀ — параметр, определяющий напряженность магнитного поля, $b \ll 1$ — некоторая положительная безразмерная константа, z0 — координата, задающая высоту расположения магнитного тороида в атмосфере. В точке начала координат r = 0, z = z0, на вертикальной оси тороида магнитное поле, как следует из (12), равно B_0 . Эта величина — максимальное значение напряженности поля в данной конфигурации. Произведение bB_0 дает напряженность внешнего однородного вертикального поля $B_{\rm ex}$, в которое погружен наш солнечный "токамак" и которое способствует его удержанию.

-1.0-0.5-150 0.5 1.0 15 kr Рис. 2. Вертикальный разрез магнитного тороида с

3

kz. 2

параметрами b = 0.1, kz0 = 1.5, m = 1.5; R - pacстояние от вертикальной оси тороида до его магнитной оси, а — радиус тора, ограниченного внешним полем $B_{\rm ex}$.

4.0

3.5

3.0 2.5 2.0



3 2 1 0 -1-2-3



Рис. 4. Вид магнитного тороида с двумя вложенными поверхностями. Тонкая зеленая полоска в середине тора примерно соответствует магнитной оси тороида и положению области максимальной плотности тороидального электрического тока (см. далее рис. 7).



Рис. 5. Зависимость добавки к давлению от координат.



Рис. 6. Вид магнитной добавки к плотности Ro(r, z). Минимальное значение плотности достигается на расстоянии от оси kR = 0.75.

Фоновое магнитное поле всегда присутствует на Солнце. В солнечной короне вдалеке от активных областей его величина соответствует напряженности общего магнитного поля Солнца, около 1–2 Гс; в спокойной фотосфере $B_{\rm ex}$ составляет примерно 50 Гс, а в активных областях вблизи солнечных пятен $B_{\rm ex}$ доходит до 300 Гс. Если же обсуждаемая конфигурация располагается в тени солнечного пятна, то для $B_{\rm ex}$ следует принять оценку 2– 3 кГс. На рис. 2–4 представлены изображения тороидальных магнитных поверхностей, задаваемых потоковой функцией (11).

Что касается вертикального электрического тока Ω , который должен быть сосредоточен внутри "токамака", то, исходя из требования $\Omega = \Omega(A)$ и учитывая, что размерность интегрального тока Ω определяется соотношением $\Omega = rB_{\varphi}$, мы можем принять

$$\Omega = \alpha B_0 k r^2 \exp\left(-k^2 r^2 - m^2 k^2 (z - z0)^2\right).$$
(13)

Отсутствие в (13) константы b, которая имеется в определении (11), не нарушает функциональной зависимости $\Omega = \Omega(A)$. В выражении (13) безразмерная константа α задает степень скрученности магнитного поля в "токамаке" относительно его вертикальной оси, а быстрое экспоненциальное убывание тока на больших расстояниях от оси гарантирует его экранированность, т.е. равенство нулю полного вертикального тока через поперечное сечение локально скрученного (вблизи уровня z = z0) магнитного жгута (Соловьев, Киричек, 2021).

Подставим распределение (11) в формулу (9) для давления, получим

$$P(r,z) = P_{\rm ex}(z) + \frac{B_0^2}{8\pi} D(r,z), \qquad (14)$$

где D(r, z) описывает ту добавку к газовому давлению среды, которую создает магнитное поле

$$D(r,z) = \exp(-2X) \times$$
(15)

$$\times \begin{cases} \alpha^2 \left(\frac{1}{2} - k^2 r^2\right) - (1+b)^2 (1-k^2 r^2)^2 + \\ + \exp(X) \left[2b \left(1+b\right) \left(1-k^2 r^2\right) + \\ + m^2 b \left(1+b\right) Z\right] + m^2 (1+b)^2 Z \left(\frac{k^2 r^2}{2} - \frac{1}{4}\right) \end{cases},$$

где $X = k^2 r^2 + m^2 k^2 (z - z0)^2$, $Z = 1 - 2m^2 k^2 (z - z0)^2$. Изображение этой функции дано на рис. 5 при b = 0.1, m = 1.5. Аналогично выражение для плотности удобно представить в виде

$$\rho(r,z) = \rho_{\rm ex}(z) + \frac{B_0^2 k}{8\pi g} Ro(r,z), \qquad (16)$$

где Ro(r, z) — магнитная поправка к плотности, вычисляемая по формулам (10) и (11). Она показана на рис. 6. Как следует из рис. 5, 6, магнитные добавки к давлению и плотности всюду положительны за исключением области на расстоянии примерно (0.7-1.0)kr от вертикальной оси тороида. Здесь добавка к давлению принимает отрицательное значение (до 0.07), а добавка к плотности в 3 раза большее по модулю значение (до 0.2). Если воспользоваться моделью хромосферы Авретта, Лоезера (2008), то получаем, что на высоте около 115 км и на расстоянии kR = 0.75 от вертикальной оси тороида при напряженности поля $B_0 = 1000$ Гс отрицательные добавки к давлению газа и плотности (на этом расстоянии от оси) сравниваются с параметрами внешней среды (хромосферы), так что поднимать наш "токамак" выше уже нельзя — появятся отрицательные значения давления и плотности. Это означает, что на высотах более 115 км такую магнитную конфигурацию в солнечной атмосфере уравновесить уже невозможно:

$$\begin{split} P\left(R,115\text{ Km}\right) &= P_{\text{ex}}\left(115\text{ Km}\right) + \frac{B_0^2}{8\pi}D\left(R,115\right) = \\ &= 3 \times 10^3 - \frac{10^6}{8\pi}0.07 = \\ &= \left(3 \times 10^3 - 3 \times 10^3\right)\left[\frac{\text{ДИH}}{\text{см}^2}\right] = 0, \\ \rho\left(R,115\text{ Km}\right) &= \rho_{\text{ex}}\left(115\text{ Km}\right) + \frac{B_0^2k}{8\pi g}Ro\left(R,115\right) = \\ &= 2 \times 10^{-9} - \frac{10^6}{8\pi g \text{x} 10^8}0.2 = \\ &= \left(2 \times 10^{-9}2 \times 10^{-9}\right)\left[\frac{\Gamma}{\text{cm}^3}\right] = 0. \end{split}$$

Но по мере приближения к этой критической высоте в месте "пробоя" плотность плазмы упадет настолько, что дефицит носителей заряда приведет к значительному повышению дрейфовой (токовой) скорости электронов, так что она сравняется и затем превзойдет скорость ионного звука. На рис. 7 показано распределение тороидального электрического тока (в условных единицах). Максимальные значения этого тока очень близки к местам минимальной плотности плазмы. Это и дает нам основания полагать, что в круговом кольце радиуса, примерно kR = (0.7 - 0.8), по мере приближения горизонтальной оси тороида к высоте около 100 км над фотосферой возникнет узкая область с резко пониженной плотностью плазмы в ней, дефицит носителей заряда в этой области приведет к росту дрейфовой скорости и быстрому джоулеву разогреву сильно разреженной плазмы, приближающейся по своим свойствам к корональной. По-видимому, в хромосферной первоначально изотермической плазме вначале возникнет неустойчивость Бунемана, которая быстро нагреет электроны, и плазма станет неизотермической (т.е. возникнет неравенство $T_e \gg T_i$) и, как следствие, этот режим сменится на ионно-звуковой, который является самоподдерживающимся, поскольку при дрейфовой скорости, превышающей скорость ионного звука, электроны получают больше энергии, чем ионы. Ионно-звуковая турбулентность очень сильно, на несколько порядков уменьшает проводимость плазмы и это необратимо приведет к бурному вспышечному энерговыделению (Арцимович, Сагдеев, 1979, с. 278).

ОЦЕНКА ШИРИНЫ ОБЛАСТИ ДИССИПАЦИИ ТОКА И НАПРЯЖЕННОСТИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

Согласно уравнению Ампера rot $\mathbf{B} = \frac{4\pi}{c}\mathbf{j}$, плотность тороидального электрического тока равна



Рис. 7. Распределение тороидального электрического тока $j_{\varphi} = \frac{c}{4\pi} \left(\frac{\partial B_r}{\partial z} - \frac{\partial B_z}{\partial r} \right)$ в условных единицах $\frac{ckB_0}{4\pi}$ при m = 1.0.

 $j_{\varphi} = \frac{c}{4\pi} \left(\frac{\partial B_r}{\partial z} - \frac{\partial B_z}{\partial r} \right)$. Это распределение, вычисленное по формулам (12), показано на рис. 7 на координатной плоскости kr, mkz. Оно выражено в единицах $\frac{cB_0k}{4\pi}$ и, естественно, имеет вид двух четко выраженных экстремумов кольцевого тока вблизи магнитной оси тороида при $kR \approx 0.75$. Как видно на рис. 7, вблизи магнитной оси максимальная плотность кольцевого тока равна $j_{\varphi}(kR) = 2.0 \frac{cB_0}{4\pi} k.$ Здесь удобнее ввести вместо обратного масштаба k сам характерный поперечный масштаб $\delta = 1/k$, который и определяет ширину области диссипации вблизи экстремального значения плотности тока, поэтому $j_{\varphi}(kR) = 2.0 \frac{c}{4\pi} \frac{B_0}{\delta}$. Поскольку, с другой стороны, плотность тока есть $j_{\varphi} = n_e e V_{\rm dr}$, а значение дрейфовой скорости носителей заряда, электронов V_{dr}, должно к началу вспышечного процесса вблизи тороидальной поверхности с kr = kR ==0.75 превысить скорость ионного звука, $V_{\rm dr}\,>\,$ > $V_{\rm is} = \sqrt{\frac{k_B T_e}{M}}$, где M — средняя масса ионов, мы получаем

$$\delta \leqslant \frac{c\sqrt{M}}{4\pi e\sqrt{k_B}} \frac{2.0B_0}{n_e\sqrt{T_e}} =$$
(17)
$$0.78 \times 10^{15} \frac{2.0B_0}{n_e\sqrt{T_e}} \left[\text{cm}^{-1/2} \,\text{c}^{-1} \right].$$

В этой формуле численный коэффициент 0.78 несколько отличается от коэффициента 0.5 в аналогичной формуле, полученной в работе Соловьева, Киричека (2021). Это связано с тем, что в указанной работе принималось, что *M* равно массе протона, как в чисто водородной плазме. Но если учесть реальный химический состав Солнца, в котором четвертую часть составляют атомы гелия и два процента — "металлы" со средним атомным

весом 35, то получится, что $M = m_p (0.73 + 0.25 \times$ $imes 4 + 0.02 imes 35) = 2.43 m_p$ и это даст вместо 0.5коэффициент $0.5 \times \sqrt{2.43} = 0.78$. При типичных корональных значениях плотности и температуры $(n_e = 10^8 \ {
m { 4 a c t и u} \over c {
m M}^3}, \ T_e = 10^6 \ {
m K})$ и при $B_0 = 1000 \ {
m Fc}$ формула (17) дает для ширины области диссипации оценку $\delta = 156$ км. Это — очень большая величина, на много порядков превосходящая обычную ширину нейтральных токовых слоев. Для плазмы в области вспышечной диссипации тока, которая возникла вблизи магнитной оси тороида при прогреве разрежений плотной и холодной хромосферной плазмы до вспышечной температуры под воздействием плазменной турбулентности, следует применить другие, более высокие оценки: $n_e =$ $=10^9$ $\frac{\text{частиц}}{\text{см}^3}$, $T_e = 10^7$ К (Хуанг и др., 2018). Тогда масштаб слоя диссипации составит $\delta pprox$ pprox 5 км. Пользуясь этой величиной и полученной ниже формулой (22) для аномальной проводимости плазмы в случае развитой ионно-звуковой турбулентности $\sigma_{\rm eff} = 3 \times 10^5 \sqrt{n_e}$, можно вычислить такую важнейшую характеристику диссипативного процесса, как скорость убывания магнитного поля в области диссипации, где, как будет показано ниже, напряженность магнитного поля в 4 раза меньше величины В₀:

$$\frac{dB}{dt} = -\frac{B}{\tau_s} = -\frac{c^2 \times 0.25B_0}{4\pi\sigma_{\text{eff}}\delta^2} =$$
(18)

$$= \frac{-9 \times 10^{20} \times 0.25 \times 10^3}{12.56 \times 10^{10} \times 25 \times 10^{10}} = -7.17 \, \left[\text{Fc c}^{-1} \right].$$

До недавнего времени эта величина не была известна из наблюдений, но, благодаря пионерской работе группы Г. Флейшмана (Флейшман и др., 2020), такая оценка была получена по анализу наблюдаемого гиросинхротронного излучения корональной вспышки. Она оказалась равна, по данным указанной работы, -(5-6) [Гс с⁻¹]. Это практически совпадает с величиной, полученной выше, и оправдывает те численные значения параметров, которые мы использовали для вспышечной плазмы в слое диссипации: $n_e = 10^9$ см⁻³, $T_e = 10^7$ K.



Рис. 8. Вид сверху на половину магнитного тороида в проекции на плоскость $z = z_0$. Для расчета циркуляции вектора Е по замкнутому контуру в законе Фарадея (19) выберем контур обхода $L_1 \rightarrow L_2 \rightarrow L_3 \rightarrow L_4$, показанный на рисунке, у которого внутренний обход длины L_1 идет по середине области диссипации толщины δ , а внешний L_3 — по периферии системы, где ток и электрическое поле исчезающе малы. Радиальные участки контура L_2 , L_4 вклада в циркуляцию поля E не дают.

Оценим далее напряженность электрического поля, возникающего в области диссипации тока, согласно закону индукции Фарадея:

$$\oint_{L} Edl = -\frac{1}{c} \iint_{S} \frac{dB}{dt} ds.$$
(19)

По изображению на рис. 8 найдем

ĭ

$$E(R) L_1 - E(a) L_3 = -L_1 \frac{\delta}{2} \frac{1}{c} \frac{dB_z(R)}{dt}.$$

Но на периферии тороида $E(a) \ll E(R)$, поэтому в области диссипации

$$E\left(R\right) = -\frac{\delta}{2}\frac{1}{c}\frac{dB_{z}\left(R\right)}{dt}$$

Для оценки скорости убывания поля примем уже использованную выше формулу затухания при джоулевом нагреве (18), так что

$$E = \frac{\delta}{c} \frac{c^2 B_z \left(kR \right)}{8\pi \sigma_{\text{eff}} \delta^2} = \frac{c B_z \left(kR \right)}{8\pi \sigma_{\text{eff}} \delta}$$

Подставим в это выражение формулу (17) для масштаба δ :

$$E(R) = \frac{\mathrm{c}B_z(kR)}{8\pi\sigma_{\mathrm{eff}}\delta} = \frac{\mathrm{c}n_e\sqrt{T_e}}{8\pi\times0.78\times10^{15}\sigma_{\mathrm{eff}}} \times \left(\frac{B_z(kR)}{2B_0}\right) \left[\mathrm{c}\mathrm{M}^{-1/2}\,\mathrm{r}^{1/2}\,\mathrm{c}^{-1}\right].$$

ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 48 № 3 2022

Стоящее в скобках отношение магнитных полей в области диссипации найдем по формуле (12): $B_z(kR) = B_0(1 - (kR)^2)(1 + b)\exp(-(kR)^2) - bB_0$. Если положить $kR = 0.75, b \ll 1$, получим $B_z(kR) = 0.25B_0$. Далее для анализа удобно выразить напряженность полученного электрического поля в единицах дрейсеровского поля, при котором ускоряющая частицы электрическая сила сравнивается с силой трения, обусловленной кулоновскими столкновениями. Поле Дрейсера равно (Дрейсер, 1959; Цытович, 1967): $E_D = \frac{e}{r_{Deb}^2}$, но поскольку радиус Дебая равен $r_{Deb} = \frac{e}{r_{Deb}^2}$

 $= 7\sqrt{\frac{T_e}{n_e}} \quad \left[\operatorname{см}^{-1/2} \operatorname{r}^{1/2} \operatorname{c}^{-1} \right] \quad (Kаплан, Цытович, 1972), то E_D = \frac{en_e}{49T_e} \quad \left[\operatorname{см}^{-1/2} \operatorname{r}^{1/2} \operatorname{c}^{-1} \right].$

Тогда

$$\frac{E(R)}{E_{\rm D}} = \frac{49cT_e^{3/2}}{5\pi \times 10^{16}e\sigma_{\rm eff}} \left[{\rm cm}^{-1/2} \ {\rm r}^{1/2} \ {\rm c}^{-1} \right].$$
(20)

Отметим, что электрическое поле в области диссипации, выраженное в долях дрейсеровского поля, оказывается пропорционально $T_e^{3/2}$. Это означает, что разогрев плазмы, однажды начавшись, не остановится, а будет только нарастать, т.е. возникает необратимый саморазогрев плазмы. В связи с появлением в формуле (20) множителя $T_e^{3/2}$ удобно выразить эффективную проводимость плазмы в единицах спитцеровской проводимости для полностью ионизированной водородной плазмы (Арцимович, Сагдеев, 1979): $\sigma_{\rm Sp} = 10^7 T_e^{3/2} [\rm c^{-1}]$. Окончательно после подстановки численных коэффициентов:

$$\frac{E}{E_{\rm D}} = 1.95 \times 10^{-3} \frac{\sigma_{\rm Sp}}{\sigma_{\rm eff}}.$$
 (21)

Как видим, при проводимости плазмы, равной спитцеровской, $\sigma_{\text{eff}} = \sigma_{\text{Sp}}$, электрическое поле в солнечном "токамаке" составило бы всего около 2 тысячных от дрейсеровского, и если бы диссипация определялась только кулоновскими столкновениями заряженных частиц, то скорость убывания поля в слое диссипации была бы ничтожно мала, и никакого вспышечного процесса в магнитном тороиде возникнуть бы не могло.

Но спитцеровская проводимость — это предельно высокое значение проводимости для чисто водородной, полностью ионизованной плазмы, обусловленное соударениями электронов с протонами. В нашем случае эта величина, конечно, неприменима, поскольку нелинейные плазменные эффекты, обусловленные появлением "аномального сопротивления" плазмы за счет рассеяния токовых электронов на квазичастицах — плазмонах сильно развитой плазменной турбулентности понижают, как показано ниже, эффективную проводимость плазмы на 6—7 порядков величины. Результаты, полученные группой Флейшман и др. (2020) из анализа наблюдательных данных по гиросинхротронному излучению плазмы корональных вспышек, также показывают, что отношение напряженности электрического поля в области диссипации к дрейсеровской может составить более 5 порядков.

Эффективную проводимость плазмы при наличии ионно-звуковой плазменной турбулентности можно оценить по формуле $\sigma_{\rm eff} = \frac{n_e e^2}{m \nu_{\rm eff}}$, где $\nu_{\rm eff}$ есть частота столкновений токовых электронов с плазмонами. Она равна, согласно классическому учебнику (Арцимович, Сагдеев 1979), $\nu_{\rm eff} \approx 10^{-2} \sqrt{\frac{4\pi n_e e^2}{M}} \left(\frac{V_{\rm dr}}{c_{\rm is}} \frac{T_e}{T_i} \right)$. Отношение температур, стоящее в скобках, равно примерно 10, и таково же примерно отношение скоростей для случая развитой ионно-звуковой неустойчивости. Тогда $\nu_{\rm eff} \approx \sqrt{\frac{4\pi n_e e^2}{M}}$. После подстановки этой частоты и численных значений констант в формулу для проводимости получим, что реальная проводимость турбулизованной солнечной плазмы равна

$$\sigma_{\rm eff} = \frac{n_e e^2}{m\nu_{\rm eff}} = 3 \times 10^5 \sqrt{n_e}.$$
 (22)

Спитцеровская проводимость при $T_e = 10^7 K$ была бы равна $\sigma_{Sp} = 3.16 \times 10^{17} \text{ c}^{-1}$. Значит, при концентрации электронов $n_e = 10^9$ см⁻³, когда $\sigma_{\rm eff} =$ $= 9.5 \times 10^9 \text{ c}^{-1}$, спитцеровская проводимость оказалась бы выше реальной эффективной проводимости более, чем на 7 порядков величины. Из этого, согласно формуле (21), следует, что электрическое поле на магнитной оси тороида почти на 5 порядков превышает дрейсеровское: E(R) = $= 6.5 \times 10^4 E_{\rm D}$. Это близко к оценкам Флейшман и др. (2020). При обсуждении своих результатов Г. Флейшман особо подчеркивает, что только благодаря наличию супердрейсовских электрических полей можно понять чрезвычайную эффективность ускорителей, действующих в солнечных вспышках, т.е. объяснить, каким образом во вспышках ускоряется значительная доля частиц (почти все!). оказавшихся в области диссипации поля. Таким образом,

$$E(R) = 6.5 \times 10^4 E_{\rm Dr} =$$
(23)
= $6.5 \times 10^4 \left(\frac{en_e}{49T_e}\right) =$
= $6.5 \frac{n_e \times 10^{-7}}{T_e} \left[\text{cm}^{-1/2} \text{ r}^{1/2} \text{ c}^{-1} \right].$

Если $n_e = 10^9$ см⁻³, $T_e = 10^7$ К, то

$$E = 6.5 \times 10^{-5} \, \left[\mathrm{cm}^{-1/2} \, \mathrm{r}^{1/2} \, \mathrm{c}^{-1} \right].$$
 (24)

В единицах СИ эта напряженность соответствует 2 В/м.

Для того чтобы определить энергию частицы, ускоренной в этом поле, необходимо найти работу, совершенную полем над частицей, т.е. умножить значение поля Е на ее заряд и на путь, пройденный частицей в поле:

$$\Sigma = E(R) 2\pi Re = 6.5 \times 10^{-5} 2\pi \times 10^{9} \times (25) \times 4.8 \times 10^{-10} \approx 1.9 \times 10^{-4} \text{ spr.}$$

Для перехода от эргов к электрон-вольтам необходимо ввести соответствующий коэффициент:

$$\Sigma = E2\pi Re = 1.9 \times 10^{-4} (6.242 \times 10^{11}) = (26)$$
$$= 117 \times 10^{6} \text{ }_{9}\text{B} = 117 \text{ M}_{9}\text{B}.$$

Как видим, предположение о возбуждении ионнозвуковой турбулентности при критической плотности тока приводит к такому понижению проводимости плазмы в узком диссипативном слое, при котором возникают супердрейсеровские электрические поля, и частицы ускоряются до сотни МэВ, что характерно для мощных солнечных вспышек.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Тороидальная магнитная конфигурация, напоминающая по своей геометрии известную установку "токамак", в условиях солнечной атмосферы оказывается вспышечно-продуктивной. Показано, что при подъеме такой конфигурации в хромосферу на магнитной оси тороида возникает столь сильный дефицит носителей заряда, что дрейфовая скорость электронов в области наибольшей плотности тороидального тока начинает превышать скорость ионного звука, и это приводит к разогреву плазмы ($T_e \gg T_i$) и соответствующему возбуждению ионно-звуковой плазменной неустойчивости. Область быстрой диссипации тока оказывается достаточно широкой (около 5 км); электрическое поле, генерируемое в этой области, значительно, на 5 порядков, превышает дрейсеровское поле и способно ускорить частицы до сотни МэВ.

Необходимо отметить, что полученные результаты не связаны со специфической формой потоковой функции (11). Мы проводили расчеты с тремя

различными потоковыми функциями, задающими тороидальную форму магнитных поверхностей (типа той, что изображена на рис. 2), и всякий раз получали практически те же самые результаты.

Полученные в данной работе выводы применимы не только к солнечной, но и к любой астрофизической плазме. В частности, для звезд, обладающих экзопланетами, оценки напряженности электрического поля и ускорения частиц во вспышках очень важны для определения космической погоды в окрестности этих экзопланет.

Работа выполнена при поддержке гранта Министерства науки и высшего образования РФ 075-15-2020-780, посвященного исследованиям экзопланет.

Автор признателен Г.Д. Флейшману и В.Ф. Мельникову за плодотворное обсуждение проблемы вспышечного энерговыделения на специализированном семинаре в ГАО РАН 24.11.2021 и в личной беседе, а также анонимному рецензенту, высказавшему ряд полезных замечаний, учет которых позволил улучшить работу.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Арцимович Л.А., Сагдеев Р.З., *Физика плазмы для физиков* (М.: Атомиздат, 1979).
- 2. Авретт, Лоезер (Е.Н. Avrett and R. Loeser), Astrophys. J. Suppl. Ser. **175**, 229 (2008).
- 3. Грэд (H. Grad), Rev. Mod. Phys. 32, 830 (1960).
- 4. Дрейсер (H. Dreicer), Phys. Rev. 115, 238 (1959).
- 5. Каплан С.А., Цытович В.Н., *Плазменная астрофизика* (М.: Наука, 1972).
- 6. Кашапова и др. (L.K. Kashapova, E.G. Kupriyanova, Z. Xu, H.A.S. Reid, and D.Y. Kolotkov), Astron. Astrophys. **642**, A195 (2020).
- 7. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М., Электродинамика сплошных сред (М.: Наука, 1982).
- 8. Лоу (B.C. Low), Astrophys. J. 197, 251 (1975).
- 9. Лоу (B.C. Low), Astrophys. J. 293, 31 (1985).
- 10. Паркер (E.N. Parker), *Cosmical Magnetic Fields* (Clarendon Press, Oxford, part 1, 1979).
- 11. Прист (E.R. Priest), Solar Magnetohydrodynamics (Reidel London, 1982).
- 12. Соловьев, Муравский (А.А. Solov'ev and K. Murawski), Astrophys. Sp. Science **350**, 11 (2014). https://doi.org/10.1007/s10509-013-1716-7

 Соловьев А.А., Киричек Е.А., Письма в Астрон. журн. 41, 234 (2015) [А.А. Solov'ev and E.A. Kirichek, Astron. Lett. 41, 211 (2015)]. https://doi.org/10.1134/S1063773715050072

211

- 14. Соловьев, Киричек (А.А. Solo'ev and E.A. Kirichek), Solar Phys. **29**1, 1647 (2016). https://doi.org/10.1007/s11207-016-0922-1
- 15. Соловьев, Киричек (A.A. Solov'ev and E.A. Kirichek), MNRAS **482**, 5290 (2019). https://doi.org/10.1093/mnras/sty3050
- Соловьев А.А., Письма в Астрон. журн. 46, 792 (2020) [А.А. Solov'ev, Astron. Lett. 46, 741 (2020)]. https://doi.org/10.1134/S1063773720110067
- 17. Соловьев, Киричек (А.А. Solov'ev and Е.А. Kirichek), MNRAS 505, 4406 (2021).

https://doi.org/10.1093/mnras/stab1565

- 18. Флейшман и др. (G.D. Fleishman, E.G. Dale, Bin Chen, Natsuha Kurod, Sijie Yu, and Gelu M. Nita) Science **367**, 278 (2020).
- 19. Хуанг и др. (G. Huang, V.F. Melnikov, H. Ji, Z. Ning), Solar flare loops: observations and interpretations (Science Press, 2018).
- 20. Цытович В.Н., *Нелинейные эффекты в плазме* (М.: Наука, 1967).
- 21. Шафранов В.Д., ЖЭТФ **33**, 710 (1957) [V.D. Shafranov, Sov. Phys. JETP 6, 545 (1957)].

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА ХОРИ-ДЕПРИ К ИССЛЕДОВАНИЮ КОСМОГОНИЧЕСКОЙ ЭВОЛЮЦИИ СЛАБОВОЗМУЩЕННЫХ ПЛАНЕТНЫХ СИСТЕМ

© 2022 г. Д. В. Микрюков^{1*}, И. А. Баляев¹

¹Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия Поступила в редакцию 09.02.2022 г. После доработки 09.02.2022 г.; принята к публикации 02.03.2022 г.

Методом осреднения Хори-Депри изучается динамическая эволюция нерезонансных двухпланетных систем, структура которых близка к круговой и компланарной. Используются астроцентрические координаты Пуанкаре и комплексная форма второй системы канонических элементов Пуанкаре. Осреднение уравнений выполнено до второго порядка по планетным массам. Осредненная система проинтегрирована на примере одной модельной двухпланетной системы и на примере реальной двухпланетной системы HD 12661. Выполнено сравнение построенного решения с решением осредненной системы первого приближения, а также с решением точных уравнений движения в прямоугольных координатах. В случае обеих планетных систем показано, что второе приближение лучше согласуется с решением точных уравнений. Период колебаний эксцентриситетов в системе HD 12661, согласно точным уравнениям, уравнениям второго приближения и уравнениям первого приближения, равен соответственно 26 175, 26 309 лет и 26 391 год.

Ключевые слова: планетная задача, долговременная орбитальная эволюция, экзопланеты, HD 12661, метод осреднения, метод Хори–Депри, координаты Пуанкаре, канонические элементы Пуанкаре, возмущающая функция, гамильтониан, ряды Пуассона, коэффициенты Лапласа, численное интегрирование.

DOI: 10.31857/S0320010822030044

ВВЕДЕНИЕ И ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В настоящей работе мы продолжаем изучать долговременную динамическую эволюцию планетных систем типа Солнечной с помошью численно-аналитических методов, основанных на методе осреднения. В нашей предыдущей статье (Микрюков, 2020), посвященной этой теме, мы рассматривали орбитальную эволюцию нерезонансных планетных систем в рамках теории первого порядка по планетным массам. Здесь мы перейдем к изучению эволюции нерезонансных систем, определяемой теорией второго порядка. В первой работе (Микрюков, 2020) подробно описана общая методика исследования, определены координаты Пуанкаре и используемые оскулирующие элементы, представлено разложение функции Гамильтона в ряд Пуассона по всем элементам, на примерах двухпланетных и трехпланетных систем проинтегрирована осредненная система первого приближения.

Осреднение уравнений в оскулирующих элементах мы выполняем методом Хори-Депри (Депри, 1969; Джакалья, 1979; Маркеев, 1978; Морбиделли, 2014; Найфе, 1976; Холшевников, 1985; Хори, 1966). Основной аналитический аппарат, с помощью которого строятся интегрируемые нами осредненные уравнения, разработан и описан в работах Д.В. Микрюкова в 2016, 2018, 2021 гг. в настоящем журнале. Для кеплеровых элементов используем прежние обозначения: а, е, і, М, q, Ω — это соответственно большая полуось, эксцентриситет, наклонение, средняя аномалия, аргумент перицентра и долгота восходящего узла. Чертой сверху обозначается комплексное сопряжение. Для любого комплексного φ положим $\text{Exp}\varphi =$ $= \exp i \varphi$, где i — мнимая единица. Основными единицами измерения в работе являются масса Солнца, астрономическая единица и сидерический земной год; гравитационная постоянная $\mathcal{G} = 4\pi^2$.

В следующем разделе рассматриваются основные практические аспекты построения осредненных уравнений второго приближения. Далее мы

^{*}Электронный адрес: d.mikryukov@spbu.ru

выполняем интегрирование этих уравнений на примерах двух двухпланетных систем и сравниваем полученные результаты с решением системы первого приближения, а также с решением точных уравнений в прямоугольных координатах. В заключение статьи обсуждаются результаты.

Перед записью и исследованием уравнений второго приближения изложим коротко опорные теоретические результаты предыдущей работы (Микрюков, 2020). В абсолютной инерциальной системе отсчета с началом в точке O рассматривается движение N + 1 материальных точек Q_0, \ldots, Q_N , имеющих массы соответственно $\mathcal{M}_0, \ldots, \mathcal{M}_N$. Предполагается, что $N \ge 2$ и что расстояние между двумя любыми точками всегда остается больше некоторого положительного числа (бесстолкновительное конфигурационное пространство). Исключение центра инерции осуществляется путем перехода в систему координат Пуанкаре по формулам

$$\mathbf{r}_{0} = \frac{1}{\widetilde{\mathcal{M}}} \sum_{k=0}^{N} \mathcal{M}_{k} \boldsymbol{\rho}_{k}, \quad \mathbf{P}_{0} = \sum_{k=0}^{N} \mathbf{\Pi}_{k}, \quad (1)$$
$$\mathbf{r}_{j} = \boldsymbol{\rho}_{j} - \boldsymbol{\rho}_{0}, \quad \mathbf{P}_{j} = \mathbf{\Pi}_{j} - \frac{\mathcal{M}_{j}}{\widetilde{\mathcal{M}}} \sum_{k=0}^{N} \mathbf{\Pi}_{k},$$
$$1 \leq j \leq N.$$

Здесь $\widetilde{\mathcal{M}} = \sum_{k=0}^{N} \mathcal{M}_k$, $\mathbf{\Pi}_s = \mathcal{M}_s \dot{\boldsymbol{\rho}}_s$, а векторы $\boldsymbol{\rho}_s$ задают положение точек относительно начала O. Определим малый параметр

$$\mu = \max_{1 \leqslant s \leqslant N} \frac{\mathcal{M}_s}{\mathcal{M}_0},$$

представляющий собой отношение массы самой массивной из "планет" Q_1, \ldots, Q_N к массе "Солнца" Q_0 . После замены переменных

$$\mathbf{p}_s = \mathbf{P}_s / \mu, \quad 1 \leqslant s \leqslant N,$$

и введения обозначений $m_0 = \mathcal{M}_0$,

$$m_s = \frac{\mathcal{M}_s}{\mu}, \quad \beta_s = \frac{m_0 m_s}{m_0 + \mu m_s},$$
$$\varkappa_s^2 = \mathcal{G}(m_0 + \mu m_s) \quad (\varkappa_s > 0), \quad 1 \leqslant s \leqslant N,$$

гамильтониан *h* записывается в виде суммы невозмущенной и малой возмущающей частей:

$$h = h_0 + \mu h_1,$$
 (2)

где

$$h_0 = \sum_{s=1}^{N} h_{0s}, \quad h_{0s} = \frac{\mathbf{p}_s^2}{2\beta_s} - \frac{\varkappa_s^2 \beta_s}{r_s},$$
 (3)

$$r_s = |\mathbf{r}_s|, \quad h_1 = \sum_{1 \leq j < k \leq N} \left(-\frac{\mathcal{G}m_j m_k}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_k|} + \frac{\mathbf{p}_j \mathbf{p}_k}{m_0} \right).$$

ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 48 № 3 2022

При $h = h_0$ уравнения движения

$$\dot{\mathbf{r}}_s = \frac{\partial h}{\partial \mathbf{p}_s}, \quad \dot{\mathbf{p}}_s = -\frac{\partial h}{\partial \mathbf{r}_s}, \quad 1 \leqslant s \leqslant N, \quad (4)$$

распадаются на N независимых задач одного притягивающего центра:

$$\ddot{\mathbf{r}}_s + \varkappa_s^2 \frac{\mathbf{r}_s}{r_s^3} = 0, \quad 1 \leqslant s \leqslant N, \tag{5}$$

каждая из которых порождается гамильтонианом h_{0s} и определяет положение \mathbf{r}_s и скорость \mathbf{p}_s/β_s точки массы β_s в ее движении относительно неподвижной точки массы $\mathcal{M}_0 + \mathcal{M}_s$.

Используемой системой оскулирующих элементов является комплексная форма канонических элементов Пуанкаре (Ласкар, Робютель, 1995; Микрюков, Холшевников, 2016)

$$P = X\sqrt{\Lambda/2}, \quad p = -i\bar{P}, \quad (6)$$
$$Q = Y\sqrt{2\Lambda}, \quad q = -i\bar{Q},$$
$$\Lambda = \beta \varkappa \sqrt{a}, \quad \lambda = M + g + \Omega.$$

Выражение X, Y через кеплеровы элементы приведено в формуле (7) работы Микрюкова (2020). В формулах (6) все переменные снабжаются одним и тем же индексом s, равным номеру планеты ($1 \le \le s \le N$); планеты нумеруются в порядке удаления от звезды. Далее во всех случаях, в которых не могут возникнуть недоразумения, мы будем также опускать планетную индексацию. Поскольку кеплерова часть

$$h_0 = -\sum_{s=1}^N \frac{\varkappa_s^4 \beta_s^3}{2\Lambda_s^2}$$

гамильтониана (2) зависит лишь от аналогов больших полуосей Λ_s , $1 \leq s \leq N$, уравнения движения в канонических элементах (6) принимают вид

$$\begin{split} \dot{P} &= -\mu \frac{\partial h_1}{\partial p}, \quad \dot{p} = \mu \frac{\partial h_1}{\partial P}, \quad \dot{Q} = -\mu \frac{\partial h_1}{\partial q}, \\ \dot{q} &= \mu \frac{\partial h_1}{\partial Q}, \quad \dot{\Lambda} = -\mu \frac{\partial h_1}{\partial \lambda}, \quad \dot{\lambda} = \omega + \mu \frac{\partial h_1}{\partial \Lambda}. \end{split}$$

Здесь $\omega = \partial h_0 / \partial \Lambda = \varkappa^4 \beta^3 \Lambda^{-3} = \varkappa a^{-3/2}$. Если $h = h_0$, то медленные переменные P, Q, Λ, p, q остаются, очевидно, постоянными с течением времени.

УРАВНЕНИЯ ДВИЖЕНИЯ В СРЕДНИХ ЭЛЕМЕНТАХ

Теория второго порядка по планетным массам определяется осредненными уравнениями второго приближения

$$\dot{X} = \frac{-2i}{\Lambda} \left(\mu \frac{\partial H_1}{\partial \bar{X}} + \mu^2 \frac{\partial H_2}{\partial \bar{X}} \right), \tag{7}$$

$$\dot{Y} = \frac{-i}{2\Lambda} \left(\mu \frac{\partial H_1}{\partial \bar{Y}} + \mu^2 \frac{\partial H_2}{\partial \bar{Y}} \right).$$

Необходимые для составления этих уравнений коэффициенты H_1 и H_2 разложения осредненного гамильтониана

$$H = H_0 + \mu H_1 + \mu^2 H_2 + \dots$$
 (8)

находятся по формулам

$$H_1 = \langle h_1 \rangle, \quad H_2 = \langle \{T_1, h_1 + H_1\} \rangle / 2, \quad (9)$$
$$T_1 = \tilde{h}_1.$$

Здесь *T*₁ — первый коэффициент разложения производящей функции метода Хори–Депри

$$T = \mu T_1 + \mu^2 T_2 + \dots, \tag{10}$$

фигурные скобки обозначают скобку Пуассона по системе элементов (6), а волной сверху и угловыми скобками обозначены соответственно интегрирующий оператор и оператор взятия среднего значения (см. раздел 4 в Микрюков, 2020). В формулах (8)— (10) все функции зависят от средних элементов. На практике оказывается эффективным следующее простое свойство оператора взятия среднего значения:

$$\langle f_1 + f_2 + \dots + f_k \rangle =$$
(11)
= $\langle f_1 \rangle + \langle f_2 \rangle + \dots + \langle f_k \rangle.$

В (11) предполагается, что все f_s зависят от основных элементов (6) и что существуют средние значения $\langle f_s \rangle$.

В работе Микрюкова (2020) мы рассматривали теорию первого порядка по планетным массам. В основу этой теории была положена система уравнений первого приближения, которую можно получить из уравнений (7), опустив в скобках слагаемые, пропорциональные μ^2 . Система первого приближения легко составляется для любого числа планет и поэтому в работе Микрюкова (2020) были рассмотрены и проинтегрированы примеры двухпланетных и трехпланетных систем. Задача построения системы второго приближения (7) является существенно более трудоемкой, так как для получения H_2 требуется вычислять скобку Пуассона функций T_1 и $h_1 + H_1$. Трудоемкость, очевидно, быстро возрастает с ростом числа планет N. В связи с этим в настоящей работе мы ограничимся изучением и решением уравнений (7) лишь на примерах двухпланетных систем. В многопланетном случае $(N \ge 3)$ все выкладки, связанные с получением H₂, становятся более громоздкими и требующими значительно большего времени машинного счета, но принципиально новых деталей в их построении не появляется (Микрюков, 2018).

Разложения величин H₁ и H₂ строятся на основе пуассоновского разложения возмущающей функции h_1 . При произвольном $N \ge 2$ возмущающая функция h_1 зависит сложным образом от всех 6N фазовых переменных (6). В случае N = 2 функция h_1 принимает вид

$$h_1 = \mathcal{R} + \mathcal{V}. \tag{12}$$

Главная \mathcal{R} и дополнительная \mathcal{V} части определяются равенствами

$$\mathcal{R} = -rac{\mathcal{G}m_1m_2}{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|}, \quad \mathcal{V} = rac{\mathbf{p}_1\mathbf{p}_2}{m_0}$$

и разлагаются в ряд Пуассона:

$$\mathcal{R} = \frac{\sigma}{\Lambda_2^2} \sum_{\mathbb{K}} C_{\ell v n} (XY)^{\ell v} \operatorname{Exp}(n\lambda), \quad (13)$$
$$\mathcal{V} = \frac{\tau}{\Lambda_1 \Lambda_2} \sum_{\mathbb{K}_1} I_{\ell v n} (XY)^{\ell v} \operatorname{Exp}(n\lambda).$$

Здесь используются обозначения

$$\sigma = -\mathcal{G}m_1m_2\varkappa_2^2\beta_2^2, \quad \tau = (\varkappa_1\varkappa_2\beta_1\beta_2)^2/m_0,$$

$$(XY)^{\ell v} = X_1^{\ell_1}X_2^{\ell_2}Y_1^{\ell_3}Y_2^{\ell_4}\bar{X}_1^{v_1}\bar{X}_2^{v_2}\bar{Y}_1^{v_3}\bar{Y}_2^{v_4},$$

$$n\lambda = n_1\lambda_1 + n_2\lambda_2;$$

десятимерные множества суммирования К и К₁ определены в разделе 3 работы Микрюкова (2020). Вещественные и безразмерные коэффициенты

$$C_{\ell vn} = C_{\ell_1 \ell_2 \ell_3 \ell_4 v_1 v_2 v_3 v_4 n_1 n_2}(\alpha), \quad \alpha = a_1/a_2,$$
$$I_{\ell vn} = I_{\ell_1 \ell_2 \ell_3 \ell_4 v_1 v_2 v_3 v_4 n_1 n_2}$$

рядов (13) можно свободно скачать из базы данных Mendeley Data по ссылке

http://dx.doi.org/10.17632/3cb75grjz4.1.

При N = 2 степенные разложения

$$H_{1} = \sum_{\mathbb{K}_{0}} Z_{\ell v}^{(1)} (XY)^{\ell v}, \qquad (14)$$
$$H_{2} = \sum_{\mathbb{K}_{0}} Z_{\ell v}^{(2)} (XY)^{\ell v}$$

формально имеют один и тот же вид¹ и отличаются лишь коэффициентами $Z_{\ell v}^{(1)}$ и $Z_{\ell v}^{(2)}$. Восьмимерное множество суммирования \mathbb{K}_0 определено в разделе 5 работы Микрюкова (2020). Основные теоретические стороны получения разложений (14) были описаны в работе Микрюкова (2018). Рассмотрим сейчас наиболее важные практические аспекты построения этих разложений.

Для изложения этих аспектов удобно предварительно ввести некоторые обозначения. Для

¹В общем случае $N \ge 2$ каждое слагаемое разложения H_1 по степеням X, \bar{X}, Y, \bar{Y} зависит от элементов лишь двух планет, но в разложении H_2 уже появляются слагаемые, зависящие от элементов трех и четырех (но не более) планет (см. подробности в работе Микрюкова, 2018).

всех двенадцати фазовых переменных (6) введем сплошную нумерацию

$$(\epsilon_1, \epsilon_2, \dots, \epsilon_{12}) = (15)$$

= $(P_1, P_2, Q_1, Q_2, \Lambda_1, \Lambda_2, p_1, p_2, q_1, q_2, \lambda_1, \lambda_2).$

Согласно (15), имеем, например, $\epsilon_3 = Q_1$, $\epsilon_7 = p_1, \epsilon_{11} = \lambda_1$. Положим далее $\Psi_1 = h_1 + H_1, \Phi_2 = \{T_1\Psi_1\}/2$, откуда, согласно (9), получаем

$$H_2 = \langle \{T_1 \Psi_1\} \rangle / 2 = \langle \Phi_2 \rangle.$$

Для любого натурального $s,1\leqslant s\leqslant 6,$ введем обозначения

$$\gamma_{s,s+6} = \frac{\partial T_1}{\partial \epsilon_s} \frac{\partial \Psi_1}{\partial \epsilon_{s+6}}, \quad \gamma_{s+6,s} = \frac{\partial T_1}{\partial \epsilon_{s+6}} \frac{\partial \Psi_1}{\partial \epsilon_s}, \quad (16)$$

позволяющие для H_2 записать представление

$$H_2 = \frac{1}{2} \left\langle \sum_{s=1}^{6} (\gamma_{s,s+6} - \gamma_{s+6,s}) \right\rangle.$$
(17)

Итак, сначала рассмотрим основные особенности и отличия, которые возникают при нахождении коэффициентов $Z_{\ell v}^{(1)}$ и $Z_{\ell v}^{(2)}$ рядов (14). Коэффициенты $Z_{\ell v}^{(1)}$ разложения $H_1 = \langle h_1 \rangle = \langle \mathcal{R} + \mathcal{V} \rangle$ вычисляются просто, так как они могут храниться в машинной памяти в *символьном* виде. В самом деле, $\langle \mathcal{V} \rangle = 0$, так что в силу (13) имеем

$$Z_{\ell v}^{(1)} = \frac{\sigma}{\Lambda_2^2} C_{\ell v 00}.$$
 (18)

Формула (18) показывает, что коэффициенты разложения H_1 простым аналитическим образом выражаются через массы и большие полуоси планет. Коэффициенты же $Z_{\ell v}^{(2)}$ зависят от больших полуосей и масс планет очень сложным образом, и поэтому хранить их в символьном виде уже не представляется возможным. В случае каждой конкретной планетной системы величины $Z_{\ell v}^{(2)}$ нужно вычислять и хранить в машинной памяти уже в *числовом* виде. Сложность вычисления $Z_{\ell v}^{(2)}$ обусловлена в первую очередь тем, что ряды Пуассона, в которые разлагаются частные производные

$$\frac{\partial T_1}{\partial \epsilon_s}, \quad \frac{\partial \Psi_1}{\partial \epsilon_s}, \quad 1 \leqslant s \leqslant 12,$$
 (19)

являются (двойными) рядами Фурье по средним долготам λ_1 и λ_2 . Перемножение этих рядов в (16) приводит к тому, что в образовании каждого коэффициента $Z_{\ell v}^{(2)}$ ряда H_2 участвует бесконечное число коэффициентов разложения функций (19) (см. подробности в Микрюков, 2018). На практике пуассоновские разложения величин (19) усекаются до конечных многочленов, однако в образовании каждого коэффициента $Z_{\ell v}^{(2)}$ участвует все равно

очень большое количество коэффициентов разложения производных (19), и компактного аналитического представления для величин $Z_{\ell v}^{(2)}$ получить невозможно.

Далее, каждый член разложения H_2 (как и разложения H₁) имеет четную степень по совокупности переменных X, \bar{X}, Y, \bar{Y} (Микрюков, 2018, 2020). Если требуется построить разложение H_2 до степени d включительно по этим элементам (здесь *d* — четное натуральное), то возникает следующий (не совсем очевидный) вопрос. До какой степени по X, \bar{X}, Y, \bar{Y} необходимо разлагать функции T_1 и Ψ_1 , участвующие в получении $H_2 = \langle \{T_1 \Psi_1\} \rangle / 2?$ С помощью (16) легко заключить, что T_1 и Ψ_1 нужно разлагать до степени d+1 включительно. В самом деле, при вычислении производных (19) функции T_1 и Ψ_1 представляются многочленами по X, \overline{X} , Y, \overline{Y} , а дифференцирование по эксцентрическим и облическим элементам, очевидно, понижает степень этих многочленов на единицу. Например, если разложение Н2 строится до четвертой степени включительно по $X,\ ar{X},\ Y,\ ar{Y},$ то разложение исходной определяемой формулами (12) и (13) возмущающей функции h_1 необходимо построить до пятой степени включительно (с тем, чтобы получить разложения $T_1 = \tilde{h}_1$ и $\Psi_1 = h_1 +$ $+\langle h_1 \rangle$ до пятой степени включительно).

Правые части системы первого приближения строятся на основе разложения величины H_1 . Удобная для применения машинных алгоритмов интегрирования схема этого построения рассмотрена в разделе 5 работы Микрюкова (2020). Приведем теперь близкую к оптимальной схему машинного получения величины H_2 . На практике эффективность этой схемы заключается в экономном использовании имеющейся в распоряжении оперативной памяти. Эта схема опирается на свойство (11) осредняющего оператора и заключается в том, что $H_2 = \langle \Phi_2 \rangle$ можно вычислять по формуле

$$H_2 = \frac{1}{2} \sum_{s=1}^{6} \left(\langle \gamma_{s,s+6} \rangle - \langle \gamma_{s+6,s} \rangle \right).$$
(20)

На практике получение H_2 с помощью (20) имеет преимущество перед вычислением H_2 по формуле (17). Дело в том, что в разложениях величин

$$\gamma_{s,s+6}, \quad \gamma_{s+6,s}, \quad 1 \leqslant s \leqslant 6, \tag{21}$$

содержится гораздо больше слагаемых, чем в разложениях соответствующих средних значений

$$\gamma_{s,s+6}\rangle, \quad \langle \gamma_{s+6,s}\rangle, \quad 1 \leqslant s \leqslant 6.$$
 (22)

Формула (20) показывает, что для получения $\langle \Phi_2
angle$ функции (22) можно вычислять последовательно.

Таблица 1. Значения массовых параметров в двухпланетных системах HD 12661 (Родригес, Галлардо, 2005) и CB3 (Кочетова и др., 2019)

Система	μ	m_0	m_1	m_2
HD 12661	2.079×10^{-3}	1.07	1.07	0.8404
CB3	3.0404×10^{-6}	1	0.8051	1

Именно, сначала вычисляется γ_{17} , после чего из γ_{17} сразу же извлекается среднее значение

$$\langle \gamma_{17} \rangle = \left\langle \frac{\partial T_1}{\partial P_1} \frac{\partial \Psi_1}{\partial p_1} \right\rangle$$

После получения $\langle \gamma_{17} \rangle$ оперативную память можно очистить от многочлена, представляющего γ_{17} , так как он больше не нужен для получения $\langle \Phi_2 \rangle$. Далее таким же образом последовательно вычисляются остальные одиннадцать величин $\langle \gamma_{71} \rangle$, $\langle \gamma_{s,s+6} \rangle$, $\langle \gamma_{s+6,s} \rangle$, $2 \leq s \leq 6$. Подстановка полученных средних значений (22), в каждом из которых содержится относительно небольшое количество слагаемых, в представление (20) дает требуемое $\langle \Phi_2 \rangle$. Применение же формулы (17) для получения H_2 требует от оперативной памяти одновременной работы с целыми многочленами (21), а не с их гораздо более мелкими частями (22).

ИНТЕГРИРОВАНИЕ ОСРЕДНЕННЫХ УРАВНЕНИЙ

В работе Микрюкова (2020) были рассмотрены три двухпланетные системы: HD 12661, двухпланетное приближение системы v Andromedae (планеты с и d), а также модельная двупланетная система, состоящая из звезды солнечной массы и двух обращающихся около нее планет с массами и орбитальными элементами Венеры и Земли. В первых двух планетных системах малый параметр μ имеет порядок 10^{-3} , а в третьей $\mu \sim 10^{-6}$. В настоящей работе будет продолжено исследование только системы HD 12661 и модельной двухпланетной системы, которую мы далее будем для краткости называть системой CB3. В табл. 1 приведены массовые параметры для обеих систем.

Для интегрирования уравнений второго приближения (7) нужно задать начальные значения средних элементов X и Y. Эти значения определяются начальными значениями оскулирующих элементов и вычисляются по формулам замены переменных (Микрюков, 2018). Рассмотрим вопрос о получении начальных значений оскулирующих элементов.

Координаты Пуанкаре

$$\mathbf{r}_s, \quad 1 \leqslant s \leqslant N, \tag{23}$$

которые мы задали каноническим преобразованием (1), часто называют астроцентрическими координатами. Хотя такая терминология, очевидно, имеет право на существование (векторы (23) представляют собой астроцентрические положения планет), в контексте планетной задачи она может приводить к путанице, связанной с определением оскулирующих элементов. В самом деле, когда говорят об оскулирующих элементах планеты \mathcal{Q}_s $(1 \leq s \leq N)$ в астроцентрической системе координат, обычно имеются в виду элементы, определяемые по ее астроцентрическому положению \mathbf{r}_s и астроцентрической скорости $\dot{\mathbf{r}}_s$. В случае же наших уравнений (5) оскулирующие элементы определяются вектором положения \mathbf{r}_s и вектором скорости \mathbf{p}_s/β_s , коллинеарным с вектором барицентрической скорости планеты Q_s . Ясно, что элементы, соответствующие векторам $\mathbf{r}_s, \dot{\mathbf{r}}_s$, отличаются от элементов, отвечающих векторам \mathbf{r}_s , \mathbf{p}_s/β_s . Чтобы указанные наборы элементов можно было различать, элементы, соответствующие векторам \mathbf{r}_s и $\dot{\mathbf{r}}_s$, будем называть элементами планеты в системе астроцентрических координат, а элементы, определяемые векторами \mathbf{r}_s и \mathbf{p}_s/β_s , — элементами в системе координат Пуанкаре².

За начальные значения оскулирующих элементов в системе HD 12661 примем элементы из работы (Родригес, Галлардо, 2005), данные на эпоху JD 2450314.22. Родригес и Галлардо (2005) ввиду отсутствия надежной информации об элементах і и Ω рассматривают компланарный вариант системы HD 12661 и дают лишь элементы a, e, M, g для обеих планет. Чтобы получить пространственную конфигурацию, мы придали планетным орбитам в этой системе произвольным образом малые наклонения и задали произвольным образом линии узлов. Ли и Пил (2003) показывают, что если наклонения малы, то при любом положении линий узлов качественное поведение орбитальных характеристик планетной системы сохраняется и совпадает с поведением ее компланарного варианта. Данные Родригесом и Галлардо (2005) элементы а, е, М, g в совокупности с нашими i и Ω отнесены к астроцентрической системе координат, мы приводим их во втором столбце табл. 2. Начальные значения оскулирующих элементов для системы СВЗ мы взяли из ежегодника (Кочетова и др., 2019). Эти значения даны на эпоху JD 2459000.5 и также отнесены к астроцентрической системе координат (см. табл. 3, второй столбец).

Для того чтобы от оскулирующих элементов в системе астроцентрических координат перейти к оскулирующим элементам в системе координат

²Пытаясь, таким образом, сохранить симметрию с термином "элементы в системе координат Якоби".

Элементы	Астроцентрические координаты	Координаты Пуанкаре
<i>a</i> ₁ (a.e.)	0.821	0.8199359295
e_1	0.34	0.3415768806
i_1	0.5°	0.5000040708°
M_1	136.7°	136.7880869907°
g_1	290.6°	290.4720779851°
Ω_1	6.0°	6.0098334270°
a_2 (a.e.)	2.855	2.8386768580
e_2	0.066	0.0606236383
i_2	1.5°	1.4999334376°
M_2	0.7°	359.9218569780°
g_2	94.1°	94.9593261811°
Ω_2	8.0°	8.0297475760°

Таблица 2. Начальные значения оскулирующих элементов в двухпланетной системе HD 12661

Таблица 3. Начальные значения оскулирующих элементов в двухпланетной системе CB3

Элементы	Астроцентрические координаты	Координаты Пуанкаре
<i>a</i> ₁ (a.e.)	0.7233420	0.7233383308
e_1	0.0067521	0.0067543698
i_1	3.39459°	3.3945984941°
M_1	115.03086°	115.0694946641°
g_1	55.01074°	54.9721184741°
Ω_1	76.62393°	76.6239066120°
<i>a</i> ₂ (a.e.)	1.0000015	0.9999958536
e_2	0.0167255	0.0167301985
i_2	0.00266°	0.0026629847°
M_2	145.72710°	145.7383169383°
g_2	285.46174°	285.2510110147°
Ω_2	177.48660°	177.6861263815°

Пуанкаре, нужно найти связь между векторами \mathbf{r}_s и \mathbf{p}_s . Эту связь можно получить, выполняя дифференцирование в первой группе уравнений (4). Согласно (2) и (3), получаем

$$\dot{\mathbf{r}}_s = \frac{\partial h}{\partial \mathbf{p}_s} = \frac{\mathbf{p}_s}{m_s} + \frac{\mu}{m_0} \sum_{k=1}^N \mathbf{p}_k, \quad 1 \leqslant s \leqslant N.$$

Отсюда для N=2 находим

$$\mathbf{p}_{1} = \frac{m_{1}m_{2}}{m_{0} + \mu m_{1} + \mu m_{2}} \left(\frac{m_{0} + \mu m_{2}}{m_{2}} \dot{\mathbf{r}}_{1} - \mu \dot{\mathbf{r}}_{2}\right),$$
(24)
$$\mathbf{p}_{2} = \frac{m_{1}m_{2}}{m_{0} + \mu m_{1} + \mu m_{2}} \left(-\mu \dot{\mathbf{r}}_{1} + \frac{m_{0} + \mu m_{1}}{m_{1}} \dot{\mathbf{r}}_{2}\right).$$

Итак, сначала по элементам планеты Q_s в астроцентрических координатах находятся векторы \mathbf{r}_s , $\dot{\mathbf{r}}_s$. Затем по этим векторам с помощью (24) получаются векторы \mathbf{r}_s , \mathbf{p}_s (вектор \mathbf{r}_s не изменяется). Элементы в системе координат Пуанкаре восстанавливаются в итоге по вектору положения \mathbf{r}_s и вектору \mathbf{p}_s/β_s , выступающему в роли скорости. Вычисленные начальные значения оскулирующих элементов в системе координат Пуанкаре приведены в последних столбцах табл. 2 и 3. По этим значениям с помощью формул перехода от оскулирующих элементов к средним находятся, наконец, начальные значения переменных уравнений (7).

Как и в работе Микрюкова (2020) разложение H_1 мы ограничили десятой степенью по совокупности элементов X, \bar{X}, Y, \bar{Y} . Разложение H_2 мы построили лишь до второй степени. Таким образом, полученные нами производные $\partial H_2/\partial \bar{X}$ и $\partial H_2/\partial \bar{Y}$ представляют собой поправки к линейным членам, дающимися производными $\partial H_1/\partial \bar{X}$ и $\partial H_1/\partial \bar{Y}$. На основании табл. 7 работы Микрюкова (2020) заключаем, что разложения H_1 и H_2 содержат соответственно 2446 и 9 слагаемых. Для получения H_2 мы использовали разложение h_1 , ограниченное условиями

$$\sum_{k=1}^{4} (\ell_k + v_k) \leqslant 3$$
 и $|n_1|, |n_2| \leqslant 9$

(см. формулы (12) и (13)). Согласно анализу, выполненному в предыдущем разделе, разложение h_1 нужно было ограничить третьей степенью (включительно) по совокупности параметров X, \bar{X}, Y, \bar{Y} .

Интегрирование осредненных уравнений (7) проводилось, как и в работе Микрюкова (2020), с помощью реализованного на языке C++ явного одношагового семистадийного метода Рунге-Кутты шестого порядка точности. Пуассоновские разложения величин H_1 и H_2 строились в системе компьютерной алгебры Махіта.

Интегратор REX

Сравнение решений уравнений первого и второго приближения важно выполнить, так как оно показывает, насколько существенным оказывается вклад производных $\partial H_2/\partial \bar{X}$ и $\partial H_2/\partial \bar{Y}$ в осредненное решение. Это относится и к случаю резонансных, и к случаю нерезонансных систем (имеются в виду резонансы средних движений).

Также значительный интерес представляет сравнение осредненного решения с решением точных уравнений движения в обычных прямоугольных координатах. Анализ этого сравнения должен показать, насколько точно построенная осредненная теория воспроизводит истинное поведение системы. В настоящей работе для выполнения данного сравнения мы использовали интегратор REX (Research + EXoplanet), реализованный нами на языке общего назначения С и предназначенный для численного решения систем обыкновенных дифференциальных уравнений. Интегратор REX разработан на основе используемого в работе Баляева (2020) варианта интегратора Эверхарта и применяется в основном для интегрирования ньютоновской задачи многих тел в декартовых координатах. Особенностью интегратора REX является произвольная точность, что достигается с помощью инструментов библиотеки gmp (GNU Multi-Precision Library). Хотя такой подход значительно увеличивает время вычислений, он позволяет преодолеть ограничения, связанные с погрешностями машинного округления и численного интегрирования. Программный комплекс REX также включает в себя программы преобразования координат, в том числе из элементов орбит в декартовы координаты. Таким образом, начальные данные могут без потери точности задаваться набором элементов орбит. Интегрирование проводится с постоянным шагом. На шаге используется разбиение Гаусса-Лобатто. Контроль точности осуществляется параллельным интегрированием с вдвое большим шагом. В случае интегрирования экзопланетной системы для первичной оценки времени вычислений достаточно знать наименьший период обращения: интегрирование на 10⁶ оборотов с наименьшим периодом обычно проводится за несколько дней.

Интегратор REX строит решение обычных уравнений в прямоугольных координатах, так что его применение служит хорошим контролем достоверности полученных в настоящей работе результатов.

Система HD 12661

Интегрирование для системы HD 12661 мы выполнили на 3×10^5 лет вперед. На рис. 1 и 2

изображена полученная эволюция элементов *е* и *i*. Красная и синяя линии обозначают выраженное в кеплеровых элементах решение системы первого и второго приближения соответственно. Таким образом, этими линиями обозначена эволюция средних *е* и *i*, отнесенных к системе координат Пуанкаре. Зеленая линия — построенная с помощью REX эволюция оскулирующих *е* и *i* в астроцентрических координатах. Линии наносились в следующем порядке: зеленая, красная, синяя³.

Уравнения первого и второго приближения дают период колебаний эксцентриситетов, равный примерно 26 391 и 26 309 лет соответственно. Период колебаний *e*, который дает REX, мы оценили приблизительно в 26 175 лет (рис. 1). Родригес и Галлардо (2005), аналогично построив с помощью интегратора MERCURY точное решение и применив спектральный анализ, получили период колебаний *e* в этой системе, равный 26 150 лет. Как видим, период изменения *e*, который дают уравнения второго приближения (7), гораздо лучше соответствует истинному значению периода эксцентриситетов, чем период *e*, определяемый системой первого приближения.

Согласно графикам, изображенным на рис. 2, поведение наклонений в этой системе имеет более сложный характер. Наклонения также совершают колебания в противофазе, но вопрос об их граничных значениях остается неясным. Тем не менее в случае наклонений также очевидно, что второе приближение лучше согласуется с решением точных уравнений.

В табл. 4 мы приводим для ориентировки и сравнения коэффициенты (с одинаковыми нижними индексами) разложений H_1 и H_2 , построенных для системы HD 12661.

Модельная двухпланетная система СВЗ

На рис. 3 и 4 показана эволюция элементов eи i в модельной системе CB3. Смысл цветовых обозначений соответствует рассмотренному случаю системы HD 12661 (линии рисовались в том же порядке). Интегрирование выполнялось на 2×10^6 лет вперед.

В случае системы CB3 при переходе от уравнений первого к уравнениям второго приближения период колебаний *е* также уменьшается (рис. 3). Однако в отличие от HD 12661 теперь переход ко второму приближению приводит к практически полному согласованию точного и осредненного решений (на рассматриваемых 2×10^6 лет).

³Цветные версии всех представленных в работе рисунков доступны в онлайн-версии журнала.



Рис. 1. Эволюция эксцентриситетов в системе HD 12661 на интервале времени 3 × 10⁵ лет. Изображены первая (а) и последняя (б) трети этого интервала.

ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 48 № 3 2022



Рис. 2. Эволюция наклонов в системе HD 12661 на интервале времени 3 × 10⁵ лет. Изображены первая (а) и последняя (б) трети этого интервала.



Рис. 3. Эволюция эксцентриситетов в модельной системе CB3 на интервале времени 2 × 10⁶ лет. Изображены первая (а) и последняя (б) четверти этого интервала. Второе приближение хорошо согласуется с решением точных уравнений.



Рис. 4. Эволюция наклонов в модельной системе CB3 на интервале времени 2×10^6 лет. Изображены начальные (а) и конечные 4×10^5 лет (б) этого интервала. Все три метода дают для наклонений практически один и тот же результат.
ℓ_1	ℓ_2	ℓ_3	ℓ_4	v_1	v_2	v_3	v_4	$Z^{(1)}_{\ell v}$	$Z^{(2)}_{\ell v}$
0	0	0	0	0	0	0	0	$-1.280429255392898 \times 10^{+1}$	$-1.170437994297547 \times 10^{+1}$
1	0	0	0	1	0	0	0	$-4.647478519548778\times10^{-1}$	$-1.836085626527677 \times 10^{+0}$
0	1	0	0	0	1	0	0	$-4.647478519548778\times10^{-1}$	$-4.885059809599514 \times 10^{-1}$
1	0	0	0	0	1	0	0	$1.664653330731684 \times 10^{-1}$	$1.834070370869245 \times 10^{-1}$
0	1	0	0	1	0	0	0	$1.664653330731684 \times 10^{-1}$	$1.834070370869192 \times 10^{-1}$
0	0	1	0	0	0	1	0	$1.858991407819511 \times 10^{+0}$	$3.653641895367278 \times 10^{+0}$
0	0	0	1	0	0	0	1	$1.858991407819511 \times 10^{+0}$	$3.653641895367280 \times 10^{+0}$
0	0	1	0	0	0	0	1	$-1.858991407819511\times10^{+0}$	$-3.653641895367251 \times 10^{+0}$
0	0	0	1	0	0	1	0	$-1.858991407819511 \times 10^{+0}$	$-3.653641895367251 \times 10^{+0}$

Таблица 4. Система HD 12661. Разложение H_1 и H_2 до второй степени включительно (см. формулу (14)). Коэффициенты $Z_{\ell_v}^{(1)}$ и $Z_{\ell_v}^{(2)}$ имеют размерность энергии

Таблица 5. Система СВЗ. Разложение H_1 и H_2 до второй степени включительно, см. формулу (14). Коэффициенты $Z_{\ell v}^{(1)}$ и $Z_{\ell v}^{(2)}$ имеют размерность энергии

ℓ_1	ℓ_2	ℓ_3	ℓ_4	v_1	v_2	v_3	v_4	$Z^{(1)}_{\ell v}$	$Z^{(2)}_{\ell v}$
0	0	0	0	0	0	0	0	$-3.792418772564527\times10^{1}$	$1.565541269173967 \times 10^{1}$
1	0	0	0	1	0	0	0	$-2.549475352840062\times10^{1}$	$-4.645023695772291 \times 10^4$
0	1	0	0	0	1	0	0	$-2.549475352840062\times10^{1}$	$-7.468783347688307 \times 10^4$
1	0	0	0	0	1	0	0	$2.122747589102033\times 10^{1}$	$5.823784070278836 \times 10^4$
0	1	0	0	1	0	0	0	$2.122747589102033\times 10^{1}$	$5.823784070278838 \times 10^4$
0	0	1	0	0	0	1	0	$1.019790141136024 \times 10^2$	$-2.384419776970157\times10^{3}$
0	0	0	1	0	0	0	1	$1.019790141136024 \times 10^{2}$	$-2.384419776970157\times10^{3}$
0	0	1	0	0	0	0	1	$-1.019790141136024 \times 10^{2}$	$2.384419776970508 \times 10^{3}$
0	0	0	1	0	0	1	0	$-1.019790141136024 \times 10^{2}$	$2.384419776970508 \times 10^{3}$

Относительно наклонений наблюдается хорошее согласование всех трех способов получения долговременной эволюции (рис. 4). Период колебаний *i* равен приблизительно 106 100 годам.

Коэффициенты разложений H_1 и H_2 приведены в табл. 5.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

1. Анализ табл. 4 и 5 показывает, что в случае системы СВЗ коэффициенты разложения H_2 больше значений коэффициентов H_1 на два-три порядка, хотя коэффициенты разложений H_1 и

*H*₂, соответствующие системе HD 12661, имеют приблизительно один и тот же порядок. Эта разница связана с тем, что в системе HD 12661 отношение больших полуосей значительно меньше, чем в системе CB3. В табл. 6 мы приводим для ориентировки величины коэффициентов Лапласа, которые использовались для составления осредненных уравнений (7). Напомним, что среди всех пар соседних орбит в Солнечной системе (речь идет об основных восьми планетах) пара Венера–Земля имеет наибольшее отношение больших полуосей.

2. На основании рис. 1 и 3, а также табл. 7, в которой приведены основные полученные периоды

колебаний, можно сделать вывод, что период колебаний эксцентриситетов уменьшается при переходе от первого ко второму приближению. Можно ли привести пример двухпланетной системы, в которой второе приближение дает большее значение периода колебаний e_1 и e_2 , нежели первое? Пока этот вопрос остается открытым. Интересным также является то, что по сравнению с СВЗ в системе HD 12661 второе приближение заметно хуже согласуется с решением точных уравнений. Скорее всего, это связано с тем, что в системе HD 12661 орбиты более вытянуты, и что в ней значение параметра μ существенно больше (на три порядка), чем в системе СВЗ. Учет большего числа членов в разложении H_2 , а также расчет третьего приближения должны дать большее соответствие точного и осредненного решений.

3. Для составления и решения уравнений второго приближения (7) мы использовали только первые девять слагаемых из разложения H_2 (табл. 4 и 5, последние столбцы). Более детальное и точное сравнение систем первого и второго приближения, а также сравнение решения осредненных уравнений с решением точных уравнений в прямоугольных координатах требуют разложения H_2 до более высокой степени. Например, Либер и Сансоттера (2013) при исследовании эволюции системы v Andromedae (двухпланетное приближение, состоящее из планет с и d) приводят разложение осредненного гамильтониана до шестой степени включительно по совокупности эксцентрических элементов. (Либер и Сансоттера (2013) рассматривали компланарный вариант орбит в системе v Andromedae. так что облических элементов в их исследовании не возникало.) С помощью табл. 7 работы Микрюкова (2020) заключаем, что разложение *H*₂ до шестой степени содержит 261 слагаемое. Отметим, что хотя в разложении H_2 мы учли лишь первые девять слагаемых, учет этих (наиболее важных) слагаемых, как показывают изображенные в предыдущем разделе графики, значительным образом улучшил соответствие точного и осредненного решений⁴. Вопрос о выборе количества учитываемых членов в разложении Н₂ рассматривается также в работе Холшевникова и др. (2002).

4. С помощью формул замены переменных (Микрюков, 2018) можно изучить поведение оскулирующих элементов, определяемое построенным численно-аналитическим методом. В частности, можно получить оценки короткопериодических возмущений оскулирующих эксцентриситетов и наклонений. Полученное таким способом решение в оскулирующих элементах можно затем сравнить с решением точных уравнений планетного движения (например, снова с помощью интегратора REX). При этом сравнении важно понимать, что если оскулирующее решение, дающееся точными уравнениями, отнесено к системе астроцентрических координат (что наиболее естественно), то оскулирующее решение, вычисленное по осредненному с помощью формул замены переменных, должно быть также переведено в систему астроцентрических координат. Указанное сравнение послужит хорошим контролем достоверности и точности формул замены переменных, а также всего построенного численно-аналитического метода. Задача получения оскулирующего решения по осредненному имеет большое практическое значение и в наших следующих работах мы этой задаче безусловно уделим внимание.

5. В настоящем исследовании нами рассматривались такие планетные системы, в долговременной орбитальной динамике которых резонансы средних движений не играют существенной роли. В самом деле, при переходе от первого ко второму приближению соответствие точного и осредненного решений становилось во всех случаях очевидно лучше, хотя построенные нами коэффициенты H_0 , *H*₁, *H*₂ разложения осредненного гамильтониана (8) зависели только от медленных переменных. Для удовлетворительного описания орбитальной динамики резонансных систем необходимо дополнительно включить в разложение осредненного гамильтониана Н резонансные комбинации средних движений. Изучение долговременной эволюции таких планетных конфигураций входит в ближайшие планы авторов настоящей работы.

6. Безусловно, рассмотренная нами двухпланетная система СВЗ является примером сугубо модельным и имеющим весьма далекое отношение к поведению Венеры и Земли в реальной Солнечной системе. Однако, как уже было отмечено в работе Микрюкова (2020), этот пример указывает на теоретически возможное существование таких устойчивых планетарных систем, которые образованы только планетами земного типа. Этот факт представляет значительный интерес с точки зрения вопросов астробиологии и терраформирования. Но он также важен и с точки зрения небесной механики, поскольку было бы ошибочным предполагать, что при столь малом значении $\mu \sim 10^{-6}$ планетная система не может показывать сколько-нибудь интересной динамики (характерное для землеподобных планет значение $\mu \sim 10^{-6}$ существенно меньше хорошо изученного случая планет-гигантов $\mu\gtrsim 10^{-3}$). Ярким примером здесь может служить недавно открытая (Картер и др., 2012) двухпланетная система Kepler-36, в которой около звезды солнечной массы по околокруговым

⁴Строго говоря, из полученных нами девяти членов разложения *H*₂ на эволюцию переменных *X* и *Y* влияют лишь восемь, так как свободный член *Z*⁽²⁾_{0000 0000} участия, очевидно, не принимает в образовании правых частей (7).

Коэффициенты Лапласа	Система HD 12661, $\alpha = 0.28966796765545$	Модельная двупланетная система, $lpha=0.72332928635925$
$b_{1/2}^{(0)}$	2.04405723394687	2.38636938287722
$b_{1/2}^{(1)}$	0.29929176928246	0.94240697216200
$b_{3/2}^{(0)}$	2.43340886384816	9.99233279018946
$b_{3/2}^{(1)}$	1.02450568760861	8.87148128101114
$b_{5/2}^{(0)}$	3.37863281812190	85.7700193425058
$b_{5/2}^{(1)}$	2.12090536586398	83.4011658301125
$b_{7/2}^{(0)}$	5.24216201870723	893.125714736053
$b_{7/2}^{(1)}$	3.97590747410957	881.095089125255
$b_{9/2}^{(0)}$	8.73102097060679	9989.18477781155
$b_{9/2}^{(1)}$	7.28671762200818	9900.36855767005
$b_{11/2}^{(0)}$	15.1889765894544	115932.302389711
$b_{11/2}^{(1)}$	13.3470490590445	115161.594285413

Таблица 6. Численные значения коэффициентов Лапласа, использованные для получения разложения правых частей осредненной системы (7)

Примечание. Здесь $\alpha = a_1/a_2$, где a_1 и a_2 — средние большие полуоси, которые вычисляются с помощью формул замены переменных по начальным значениям оскулирующих больших полуосей, отнесенных к системе координат Пуанкаре (табл. 2 и 3, последние столбцы). Каждый коэффициент Лапласа $b_s^{(k)}$ — функция от α . Подробности см. в (Микрюков, 2018, 2020).

Таблица 7. Периоды (в годах), рассчитанные с помощью решения точных уравнений (T_{REX}), уравнений второго приближения (T_{II}) и уравнений первого приближения (T_{I})

Параметры	$T_{\rm REX}$	T_{II}	T_{I}	$\frac{ T_{\rm I} - T_{\rm REX} }{T_{\rm REX}} \times 100\%$	$\frac{ T_{\rm II} - T_{\rm REX} }{T_{\rm REX}} \times 100\%$
HD 12661, эксцентриситеты (рис. 1)	26 175	26309	26391	0.825%	0.512%
СВЗ, эксцентриситеты (рис. 3)	130 150	130 140	131 220	0.822%	0.008%
СВЗ, наклоны (рис. 4)	106 105	106 094	106 088	0.016%	0.010%

и почти компланарным орбитам обращаются суперземля Kepler-36b и мининептун Kepler-36c. Для данной системы $\mu \sim 10^{-5}$, так как планеты Kepler-36b и Kepler-36c массивнее Земли примерно в четыре и семь раз соответственно. Данная система выделяется тем, что в ней отношение больших полуосей $\alpha \approx 0.9$, и что при столь близких орбитах средние плотности планет отличаются в восемь раз (внутренняя планета b плотнее). Предварительные оценки показывают (Дэк и др., 2012), что динамика этой системы должна иметь хаотический характер, приводящий к возможным столкновениям или выбросам планет уже на временах порядка 10 (земных) лет. Этот вывод относительно эволюции данной планетной системы очевидно требует дальнейшего изучения, поскольку, согласно принципу устойчивости Четаева (1955), в природе могут наблюдаться, как правило, только устойчивые системы.

7. В число задач миссии недавно приступившего к работе космического телескопа "Джеймс Уэбб" входит поиск экзопланет с характеристиками, близкими к Земле. Ожидается, что мощность телескопа окажется достаточной даже для открытий экзоспутников, обращающихся около экзопланет. В ближайшие десятилетия, как в космосе, так и на Земле, будут постепенно вводиться в строй новые и более мощные инструменты, на которых станет возможным открывать все более мелкие экзопланеты. Сделанные всеми этими инструментами открытия будут необратимо расширять наше представление о природе экзопланетных миров. Таким образом, в заключение нашего исследования можно сделать вывод, что в будущем актуальность изучения экзопланетных систем, состоящих или содержащих землеподобные планеты, будет только возрастать.

Авторы выражают благодарность К.В. Холшевникову (1939–2021) за постановку задачи, а также Л.Л. Соколову за помощь в проведении численных расчетов. Все вычисления в работе проводились с помощью оборудования вычислительного центра научного парка СПбГУ. Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ (грант 19-72-10023).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Баляев И.А., Астрон. вестник **54**, 567 (2020) [I.A. Balyaev, Solar Syst. Res. **54**, 557 (2020)].
- 2. Депри (A. Deprit), Celest. Mech. 1, 12 (1969).
- Джакалья Г.Е.О., Методы теории возмущений для нелинейных систем (М.: Наука, 1979).
- 4. Дэк и др. (К.М. Deck, M.J. Holman, É. Agol, J.A. Carter, J.J. Lissauer, D. Ragozzine and J.N. Winn), Astrophys. J. Lett. **755**, L21 (2012).
- 5. Картер и др. (J.A. Carter, E. Agol, W.J. Chaplin et al.), Science **337**, 556 (2012).
- Кочетова О.М., Кузнецов В.Б., Медведев Ю.Д., Чернетенко Ю.А., Шор В.А., Эфемериды малых планет на 2020 год (СПб.: ИПА РАН, 2019).

- 7. Ласкар, Робютель (J. Laskar and P. Robutel), Celest. Mech. Dynam. Astron. **62**, 193 (1995).
- 8. Ли, Пил (М.Н. Lee and S.J. Peale), Astrophys. J. 592, 1201 (2003).
- Либер, Сансоттера (A.-S. Libert and M. Sansottera), Celest. Mech. Dynam. Astron. 117, 149 (2013).
- 10. Маркеев А.П., Точки либрации в небесной механике и космодинамике (М.: Наука, 1978).
- Микрюков Д.В., Письма в Астрон. журн. 44, 361 (2018) [D.V. Mikryukov, Astron. Lett. 44, 337 (2018)].
- Микрюков Д.В., Письма в Астрон. журн. 46, 366 (2020)[D.V. Mikryukov, Astron. Lett. 46, 344 (2020)].
- 13. Микрюков Д.В., Холшевников К.В., Письма в Астрон. журн. **42**, 302 (2016) [D.V. Mikryukov, K.V. Kholshevnikov, Astron. Lett. **42**, 268 (2016)].
- Морбиделли А., Современная небесная механика. Аспекты динамики Солнечной системы (М.: ИКИ, 2014).
- 15. Найфэ А.Х., *Методы возмущений* (М.: Мир, 1976).
- 16. Родригес, Галлардо (A. Rodríguez and T. Gallardo), Astrophys. J. **628**, 1006 (2005).
- 17. Холшевников К.В., Асимптотические методы небесной механики (Л.: ЛГУ, 1985).
- Холшевников К.В., Греб А.В., Кузнецов Э.Д., Астрон. вестник 36, 75 (2002) [К.V. Kholshevnikov et al., Solar System. Res. 36, 68 (2002)].
- 19. Хори (G.-I. Hori), Publ. Astron. Soc. Jpn. 18, 287 (1966).
- 20. Четаев Н.Г., Устойчивость движения (М.: ГИТТЛ, 1955).