

СОДЕРЖАНИЕ

Том 98, номер 4, 2021

Радиосвойства галактик FR0 по многочастотным измерениям на РАТАН-600 <i>А. Г. Михайлов, Ю. В. Сотникова</i>	267
Популяционный синтез экзопланет с учетом изменения орбит за счет звездной эволюции <i>А. С. Андриюшин, С. Б. Попов</i>	281
Расчет степени линейной поляризации излучения линии H_{α} , возбуждаемой протонами, во вспышках Солнца <i>М. Б. Шапочкин</i>	305
Эволюция солнечного кометного копья со временем <i>А. В. Тутуков, М. Д. Сизова, С. В. Верещагин</i>	314
Движение в центральном поле при возмущающем ускорении, изменяющемся по закону обратных квадратов: приложение к эффекту Ярковского <i>Т. Н. Санникова</i>	321
Анализ результатов исследования наблюдений полярной корональной дыры на Солнце в микроволновом диапазоне длин волн <i>О. А. Голубчина</i>	332
Пути повышения точности измерения параметров гравитационного поля Земли с помощью орбитальной группировки космических аппаратов <i>В. К. Милюков, А. И. Филеткин, А. С. Жамков</i>	342

УДК 524.7

РАДИОСВОЙСТВА ГАЛАКТИК FR0 ПО МНОГОЧАСТОТНЫМ ИЗМЕРЕНИЯМ НА РАТАН-600

© 2021 г. А. Г. Михайлов^{1,*}, Ю. В. Сотникова^{1,**}

¹ Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Нижний Архыз, Россия

*E-mail: mag10629@yandex.ru

**E-mail: lacerta999@gmail.com

Поступила в редакцию 05.10.2020 г.

После доработки 30.11.2020 г.

Принята к публикации 16.12.2020 г.

Исследования последних лет показали, что среди популяции радиогромких активных ядер галактик в ближней Вселенной численно доминируют компактные радиоисточники класса FR0. В данной работе представлены результаты наблюдений выборки 33 радиогалактик FR0 на РАТАН-600 в первом полугодии 2020 г. Впервые измерены квазиодновременные спектры объектов данного класса в столь широком диапазоне частот: 2.25–22.3 ГГц. Радиосветимость объектов выборки на частоте 4.7 ГГц варьируется в пределах $10^{38.8-40.6}$ эрг/с со средним значением $10^{39.7}$ эрг/с. Полученные данные подтверждают дефицит протяженного радиоизлучения: среднее значение параметра доминирования радиоядра ($\log R \approx -0.10$) существенно превосходит значения, характерные для радиогалактик FRI. Квазиодновременные спектры плоские, а в диапазоне 4.7–8.2 ГГц средний спектральный индекс близок к нулю. Спектры 44% объектов с 3 и более квазиодновременными точками обладают максимумом (peaked-форма спектра). Привлечение дополнительных данных каталогов позволило выделить 3 новых кандидата в источники с максимумом спектра в гигагерцовом диапазоне. Найдена статистически значимая корреляция между мощностью джета парсековых масштабов и болометрической светимостью аккреционного диска: $\log \frac{L_j}{L_{\text{Edd}}} = (0.52 \pm 0.15) \log \frac{L_{\text{bol}}}{L_{\text{Edd}}} - (0.69 \pm 0.51)$. В целом спектры исследованных объектов плоские и обладают сложной структурой, что говорит о большой степени непрозрачности в радиодиапазоне и вкладе в результирующий спектр нескольких компонент.

DOI: 10.31857/S0004629921040022

1. ВВЕДЕНИЕ

Радиогалактики FR0 представляют собой класс активных ядер галактик (АЯГ) с радиосветимостями порядка $10^{38}-10^{40}$ эрг/с на частоте 1.4 ГГц [1–5]. Они характеризуются компактностью (размер радиоизлучающей области менее 5 кпк) и преобладанием радиоядра: в сравнении с радиогалактиками FRI параметр доминирования радиоядра больше в ~ 30 раз [6, 7]. FR0 располагаются преимущественно в ярких красных галактиках ранних типов с массами сверхмассивных черных дыр (СМЧД) $10^8-10^9 M_{\odot}$ и спектроскопически классифицируются как галактики с эмиссионными линиями низкого возбуждения (low-excitation galaxies, LEG), что делает их схожими с радиогалактиками FRI. Согласно оценкам численной плотности, галактики FR0 являются самыми многочисленными из радиогромких объектов в ближней Вселенной. Их количество по

сравнению с радиогалактиками FRI примерно в 5 раз больше [5]. Исследование крупномасштабного окружения FR0 и FRI радиогалактик показало, что средняя плотность галактик вокруг FR0 в 2 раза ниже, чем вокруг галактик FRI [8]. Большинство FR0 входят в группы, содержащие менее 15 галактик. Наряду с дефицитом протяженного радиоизлучения это второе существенное различие между FR0 и FRI галактиками, однако свойства их родительских галактик схожи.

После выделения в отдельный класс объектов было проведено первое исследование выборки из 7 FR0 галактик с угловым разрешением вплоть до $\sim 0.2''$ на частотах 1.4, 4.5, 7.5 ГГц [3, 4]. В результате была выявлена компактная неразрешенная (либо частично разрешенная) структура объектов на масштабах 1–3 кпк, отмечены основные свойства родительских галактик. В дальнейшем, на основе NVSS, FIRST и SDSS обзоров был составлен каталог из 108 объектов FR0 [5].

Выборка 18 источников из каталога FR0CAT была исследована на трех частотах (1.5, 4.5, 7.5 ГГц) с угловым разрешением до $\sim 0.3''$ [7]. В работе [7] установлено, что большинство объектов остаются неразрешенными, только у четырех объектов было выявлено слабое протяженное радиоизлучение. Спектры большинства объектов в диапазоне 1.5–4.5 ГГц оказались плоскими со значением спектрального индекса $-0.2 < \alpha < 0.4$, тогда как 6 источников демонстрировали крутые спектры с $-1 < \alpha < -0.5$ (спектральный индекс α определяется из соотношения $S \sim \nu^\alpha$). В работе [7] отмечено, что радиогалактики FR0 схожи с объектами FRI по многим свойствам, за исключением практически полного отсутствия протяженных радиоизлучающих структур.

Исследование рентгеновских свойств выборки из 19 радиогалактик FR0 [9] показало, что объекты FRI и FR0 схожи по своим свойствам в рентгеновском диапазоне. Однако было выявлено отличие рентгеновских свойств между галактиками FR0 и другими классами компактных радиоисточников, обладающих спектром с максимумом в области 1–5 ГГц и < 400 МГц (Gigahertz-Peaked Spectrum и Compact-Steep Spectrum, GPS и CSS).

Выборка из 14 FR0 галактик была исследована на парсековых масштабах путем анализа архива радиоинтерферометрических наблюдений со сверхдлинными базами (Very Long Baseline Interferometry, VLBI) [6]. Были выявлены следующие структуры: компактное радиодро, радиодро и двусторонний джет, радиодро и односторонний джет. Для некоторых объектов данные за несколько эпох наблюдений позволили оценить скорость движения джета, лежащую в диапазоне от $0.23c$ до $0.49c$, что означает их умеренно релятивистский характер. Радиосвойства рассмотренной выборки галактик FR0, полученные из анализа VLBI наблюдений, делают их схожими с GPS/CSS-источниками.

Несмотря на успехи последних лет, природа радиогалактик FR0 и их связь с другими классами радиоисточников остается малоизученной. Необходимы систематические исследования в широком диапазоне частот, которые к настоящему времени отсутствуют. В данной работе представлены результаты наблюдений радиогалактик FR0 на радиотелескопе РАТАН-600 в диапазоне 1.25–22.3 ГГц.

2. ВЫБОРКА И НАБЛЮДЕНИЯ

В выборку включены 34 объекта из каталога FR0CAT [5] со спектральной плотностью потока (далее, для краткости – плотность потока) $S > 30$ мЯн на частоте 1.4 ГГц согласно обзору

NVSS [10]. Координаты объектов: склонение от -8° до $+47^\circ$, прямое восхождение от 01^h до 17^h . Красное смещение всех источников $z < 0.05$. Основные параметры объектов приведены в табл. 1.

Наблюдения по программе исследования радиосвойств галактик FR0 проведены в транзитной моде [11] на Северном секторе РАТАН-600 (при горизонтальном прохождении источника в меридиане через неподвижную диаграмму направленности телескопа благодаря суточному вращению Земли) в течение нескольких суток в феврале, апреле и мае 2020 г. Параметры радиотелескопа и радиометров континуума вторичного зеркала № 1 приведены в [12]. Из 34 объектов выборки проведены наблюдения 33. Для максимального охвата выборки наблюдения объектов чередовались, однако некоторые удалось наблюдать ежедневно в рамках выделенного наблюдательно-го времени. Результаты измерений плотностей потоков приведены в табл. 2. Для ряда источников квазиодновременные спектры получены дважды. Под квазиодновременным мы подразумеваем спектр, полученный в результате осреднения всех записей прохождения источника на временном масштабе 7–10 сут. Квазиодновременные спектры дополнены данными из базы CATS [13, 14] и приведены на рис. 1.

Обработка наблюдательных данных проведена в автоматизированной системе обработки [15] с использованием штатного пакета FADPS [16]. Большинство источников (70%) детектированы на трех и более частотах, четыре объекта детектированы на пяти частотах. На 1–2 частотах детектированы 10 объектов (30%).

3. ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

3.1. Радиосветимость и параметр доминирования радиодро

На частоте 4.7 ГГц детектированы все наблюдавшиеся объекты. Интегральная радиосветимость на данной частоте вычислена согласно формуле:

$$\nu L_\nu = 4\pi(D_L)^2 \nu S_\nu (1+z)^{-\alpha-1}, \quad (1)$$

где ν – частота, S_ν – плотность потока, z – красное смещение, α – спектральный индекс, D_L – фотометрическое расстояние, L_ν – спектральная светимость на частоте ν (на единичный интервал частот).

На рис. 2 приведена гистограмма распределения радиосветимости. Радиосветимость распределена по нормальному закону в диапазоне $10^{38.8-40.6}$ эрг/с. Среднее и медианное значения практически совпадают и равны $10^{39.7}$ эрг/с. Та-

Таблица 1. Выборка

Объект	RA	Dec	z	$\log vL_v$	$\log R$	Тип спектра
J0115+00	01:15:15.75	00:12:47.1	0.045	39.98	-0.128	steep
J0151-08	01:51:27.13	-08:30:19.6	0.018	38.77		
J0807+14	08:07:16.85	14:57:03.0	0.029	39.38	0.017	peaked
J0906+41	09:06:52.78	41:24:29.0	0.027	39.85	0.296	peaked
J0907+32	09:07:34.82	32:57:22.6	0.049	39.75	-0.373	flat*
J0909+19	09:09:37.48	19:28:07.2	0.028	40.15	0.332	peaked
J0910+18	09:10:39.99	18:41:47.3	0.028	39.53	-0.304	steep
J0930+34	09:30:03.48	34:13:24.6	0.042	39.64	-0.245	steep*
J0933+10	09:33:46.11	10:09:09.3	0.011	38.79	-0.145	steep
J0943+36	09:43:19.16	36:14:52.1	0.022	40.20	0.648	peaked
J1025+10	10:25:44.21	10:22:31.4	0.046	40.46	0.109	steep
J1037+43	10:37:19.33	43:35:15.4	0.025	39.73	-0.290	upturn
J1040+09	10:40:28.33	09:10:57.0	0.019	39.10	-0.406	steep
J1048+04	10:48:11.89	04:59:53.8	0.034	39.59	-0.202	peaked
J1057+40	10:57:31.13	40:56:46.4	0.025	39.06	-0.540	steep*
J1111+28	11:11:13.15	28:41:47.4	0.029	39.91	0.424	inverted
J1116+29	11:16:22.71	29:15:07.7	0.045	40.10	-0.127	peaked
J1142+26	11:42:32.85	26:29:20.7	0.030	39.64	0.073	peaked
J1148+37	11:48:04.58	37:26:37.7	0.042	39.79	-0.068	steep
J1205+20	12:05:51.52	20:31:18.3	0.024	39.55	-0.136	peaked
J1230+47	12:30:11.81	47:00:22.9	0.039	39.94	-0.405	upturn
J1243+03	12:43:18.82	03:33:00.4	0.048	39.76	-0.601	steep*
J1246+11	12:46:33.72	11:53:47.1	0.047	39.61		steep*
J1250+00	12:50:27.39	00:13:45.7	0.047	40.08	0.009	inverted
J1308+43	13:08:37.91	43:44:15.7	0.036	39.71	-0.263	upturn
J1334+13	13:34:55.99	13:44:32.3	0.023	38.98		
J1336+03	13:36:21.17	03:19:52.1	0.023	39.19		steep*
J1350+33	13:50:36.01	33:42:18.4	0.014	39.26	-0.016	peaked
J1559+44	15:59:53.99	44:42:32.2	0.042	39.64	-0.466	flat*
J1604+17	16:04:26.53	17:44:33.2	0.041	40.33	0.120	peaked
J1606+18	16:06:16.06	18:14:59.3	0.037	40.57	-0.017	steep
J1625+40	16:25:49.97	40:29:20.9	0.029	40.48	-0.005	inverted
J1703+24	17:03:58.51	24:10:40.0	0.031	39.25		steep*

ким образом, радиогалактики FR0 характеризуются умеренной энергетикой в радиодиапазоне.

Относительный вклад излучения радиоядра можно охарактеризовать параметром $R = S_{8.2}/S_{1.4}$, т.е. отношением плотности потока на 8.2 ГГц к

плотности потока на частоте обзора NVSS [10]. Распределение $\log R$ приведено на рис. 3, среднее и медиана равны ≈ -0.10 и ≈ -0.13 соответственно. Полученные значения подтверждают дефицит протяженного радиоизлучения галактик FR0 от-

Таблица 2. Плотности потоков по наблюдениям на РАТАН-600

Объект	JD	$S_{22.3}$	$S_{11.2}$	$S_{8.2}$	$S_{4.7}$	$S_{2.25}$
J0115+00	2458907		16 ± 4		44 ± 10	
	2458972		27 ± 10	32 ± 10	36 ± 5	
J0151-08	2458906				16 ± 3	
J0807+14	2458906		15 ± 4	33 ± 10	23 ± 4	
	2458983		25 ± 10		27 ± 4	
J0906+41	2458903	91 ± 10	101 ± 10	98 ± 10	78 ± 10	
	2458965		119 ± 10	113 ± 10	90 ± 10	
J0907+32	2458975			20 ± 4	20 ± 3	
J0909+19	2458907	63 ± 10	83 ± 10	126 ± 10	160 ± 10	115 ± 10
	2458969		115 ± 10	172 ± 10	157 ± 10	
J0910+18	2458980		17 ± 4	25 ± 5	38 ± 5	84 ± 10
J0930+34	2458975			19 ± 4	21 ± 4	
J0933+10	2458905		21 ± 5	45 ± 10	48 ± 10	
	2458974		33 ± 10	38 ± 10	44 ± 10	
J0943+36	2458907	192 ± 20	294 ± 30	332 ± 20	278 ± 20	233 ± 20
	2458978	167 ± 20	299 ± 30	337 ± 30	295 ± 20	176 ± 10
J1025+10	2458906	70 ± 10	71 ± 10	99 ± 10	116 ± 10	169 ± 10
J1037+43	2458906		67 ± 10	63 ± 10	69 ± 10	
	2458969		69 ± 10	72 ± 10	81 ± 10	
J1040+09	2458975		25 ± 10	27 ± 5	31 ± 5	
J1048+04	2458982		30 ± 10	31 ± 10	29 ± 4	
J1057+40	2458907			13 ± 3	16 ± 3	
J1111+28	2458906	144 ± 20	118 ± 10	104 ± 10	77 ± 10	
	2458968		135 ± 10	121 ± 10	92 ± 10	
J1116+29	2458904		42 ± 10	60 ± 10	49 ± 10	
	2458979		47 ± 10	50 ± 10	57 ± 10	
J1142+26	2458905		25 ± 10	50 ± 10	42 ± 10	
J1148+37	2458904		23 ± 10	26 ± 5	30 ± 4	
J1205+20	2458906		43 ± 10	72 ± 10	54 ± 10	
	2458975		62 ± 10	60 ± 10	55 ± 10	
J1230+47	2458906		44 ± 10	37 ± 10	49 ± 10	
J1243+03	2458975			16 ± 3	21 ± 4	
J1246+11	2458904		15 ± 4		23 ± 4	
	2458967				8 ± 2	
J1250+00	2458905		67 ± 10	63 ± 10	47 ± 10	
	2458980		49 ± 10	48 ± 10	46 ± 10	
J1308+43	2458906		32 ± 10	32 ± 10	34 ± 5	
J1334+13	2458905					
	2458975				16 ± 3	
J1336+03	2458904		19 ± 5		26 ± 4	
J1350+33	2458905		90 ± 10	98 ± 10	82 ± 10	
J1559+44	2458976			21 ± 4	21 ± 4	
J1604+17	2458906	55 ± 10	101 ± 10	112 ± 10	110 ± 10	
	2458969	138 ± 20	137 ± 10	148 ± 10	108 ± 10	
J1606+18	2458906	131 ± 20	169 ± 20	207 ± 20	230 ± 10	263 ± 20
	2458972	160 ± 20	178 ± 20	223 ± 20	241 ± 10	219 ± 10
J1625+40	2458906		40 ± 10	33 ± 10	31 ± 5	
	2458980		30 ± 10	31 ± 10	32 ± 5	
J1703+24	2458906		11 ± 3		16 ± 3	

Примечание. Плотность потока приведена в мЯн.

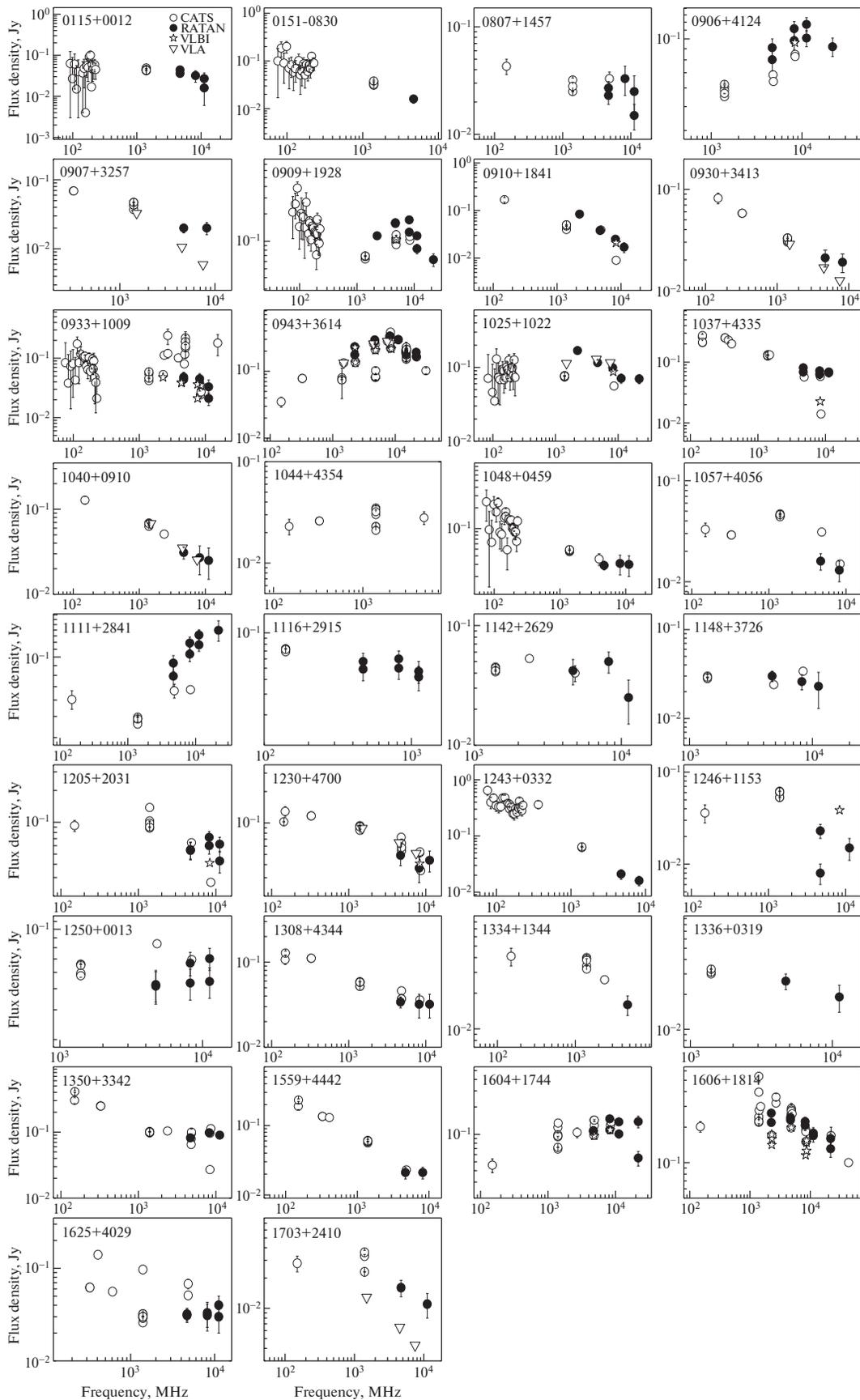


Рис. 1. Континуальные радиоспектры выборки FR0 радиогалактик.

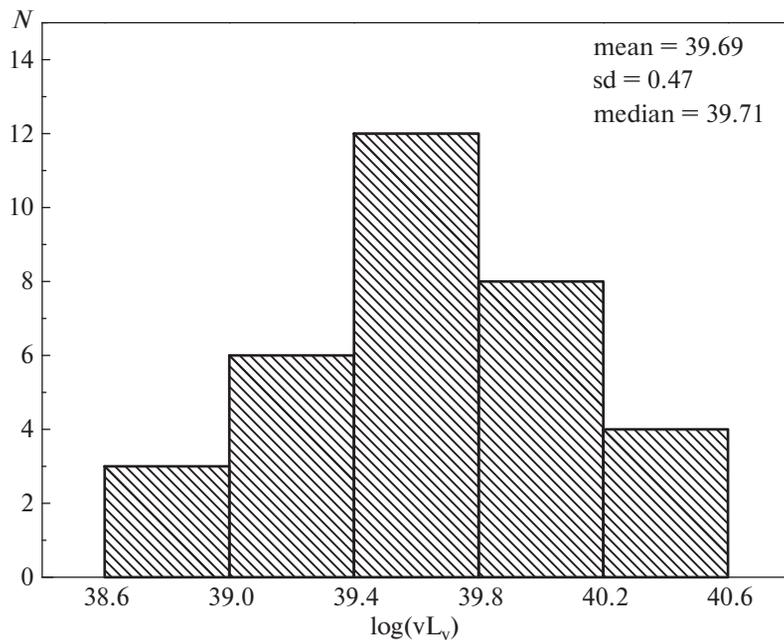


Рис. 2. Распределение радиосветимости на 4.7 ГГц.

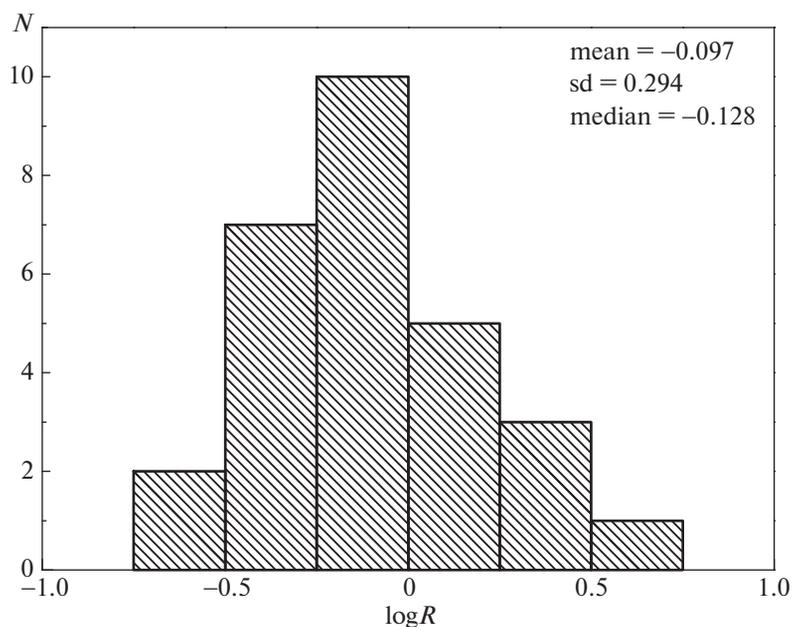


Рис. 3. Распределение параметра доминирования радиоядра.

носителю FRI, для которых $\log R \approx -1$. Наш результат согласуется с распределением параметра доминирования радиоядра FR0 галактик, найденном в работе [3].

3.2. Континуальные радиоспектры

В результате наблюдений на РАТАН-600 получены квазиодновременные континуальные радиоспектры галактик FR0 в диапазоне 2.25–22.3 ГГц.

Таблица 3. Типы квазисовременных спектров FR0

Тип	N	%
steep	7	30.4
inverted	3	13.0
peaked	10	43.5
upturn	3	13.0

На трех и более частотах детектированы 23 источника, что позволяет классифицировать их по форме спектра. Обычно выделяют следующие типы спектров [17, 18]: 1) steep (falling) – падающий, характеризуется уменьшением плотности потока с увеличением частоты; 2) inverted – инвертированный (растущий), характеризуется увеличением плотности потока с увеличением частоты; 3) peaked – плотность потока достигает максимума на некоторой частоте, после чего уменьшается; 4) upturn – для этого типа характерен минимум плотности потока, далее происходит ее рост с увеличением частоты. В такой простой классификационной схеме спектр представляется одной, либо двумя компонентами, каждая из которых приближенно может быть описана степенным законом $S \sim \nu^\alpha$, где α – спектральный индекс. В случае, если спектр имеет сложную форму, и не может быть представлен одной или двумя компонентами, его относят к complex-типу [19]. Также, в зависимости от значения спектрального индекса, выделяют плоские (flat) спектры, обычно к ним относят в случае $|\alpha| \leq 0.5$.

В табл. 3 приведено распределение по типу спектра объектов FR0 с тремя и более точками на спектре. Отметим, что количество источников с steep-спектрами равно 7 ($\approx 30\%$), тогда как большинство объектов ($n = 10, \approx 44\%$) имеют peaked-спектры. Объектов с inverted, либо upturn-спектрами $\approx 26\%$. Таким образом, в спектрах большинства радиогалактик FR0 отмечается существенный вклад областей, оптически толстых в радиодиапазоне. Этот результат неудивителен, учитывая их компактную структуру и доминирование радиоядра в излучении. Интересно, что 3 объекта из 8 с 2 точками на спектре детектированы на частотах 4.7 и 11.2 ГГц, но не детектированы на 8.2 ГГц, хотя чувствительность на этой частоте выше по сравнению с 11.2 ГГц. Формально спектры этих источников следует отнести к steep-типу. Однако не исключено, что плотность потока на 8.2 ГГц меньше, чем на 11.2 ГГц, в таком случае спектры этих объектов относятся к upturn-типу. Если дальнейшие наблюдения подтвердят это предположение, то около четверти FR0 галактик в исследуемой выборке обладают upturn-спектрами. Это может свидетельствовать о

Таблица 4. Статистика спектральных индексов

Диапазон	N	Среднее	Медиана	sd
2.25–4.7	5	–0.145	–0.031	0.655
4.7–8.2	28	–0.026	–0.054	0.333
8.2–11.2	23	–0.538	–0.387	0.719
11.2–22.3	7	–0.305	–0.287	0.337

наличии высокочастотной компоненты, связанной с компактными джетами на масштабах парсек. В табл. 1 приведен тип спектра источника согласно измерениям на РАТАН-600. Звездочкой отмечены объекты, детектированные на 2 частотах.

В табл. 4 приведена описательная статистика спектральных индексов, рассчитанных по квазисовременным данным РАТАН-600 согласно формуле

$$\alpha = \frac{\log S_2 - \log S_1}{\log \nu_2 - \log \nu_1}, \quad (2)$$

где S_1 и S_2 – плотности потока на частотах ν_1 и ν_2 соответственно ($\nu_2 > \nu_1$).

Во всех частотных диапазонах квазисовременные спектры FR0 радиогалактик в среднем плоские, поскольку $|\alpha| \leq 0.5$. В диапазоне 4.7–8.2 ГГц средний спектральный индекс практически равен нулю, только для трех объектов $0.5 < |\alpha| < 1.0$. На 8.2–11.2 ГГц спектр становится более крутым, отмечается больший разброс значений спектрального индекса, у семи объектов $\alpha < -1$ (см. рис. 4). В диапазонах 2.25–4.7 и 11.2–22.3 ГГц число измеренных спектральных индексов невелико, поэтому делать выводы можно только относительно отдельных объектов.

Характерные особенности в разных частотных диапазонах проявляются в среднем спектре, построенном на основе аппроксимации квазисовременных спектров 29 источников полиномом 1-й либо 2-й степени (рис. 5). Осреднение проведено в пространстве потоков, согласно методу, разработанному в работе [20]. Отличительная особенность среднего спектра – наличие плоского участка в диапазоне 3–7 ГГц, на котором спектральный индекс практически равен нулю. В диапазонах < 3 и > 7 ГГц плотность потока уменьшается с увеличением частоты. Средний спектр можно рассматривать как результат сложения двух компонент: падающей в низкочастотной области и peaked-компоненты в высокочастотной. В [21] показано, что двухкомпонентная модель позволяет удовлетворительно промоделировать широкодиапазонные радиоспектры внегалактических радиоисточников.

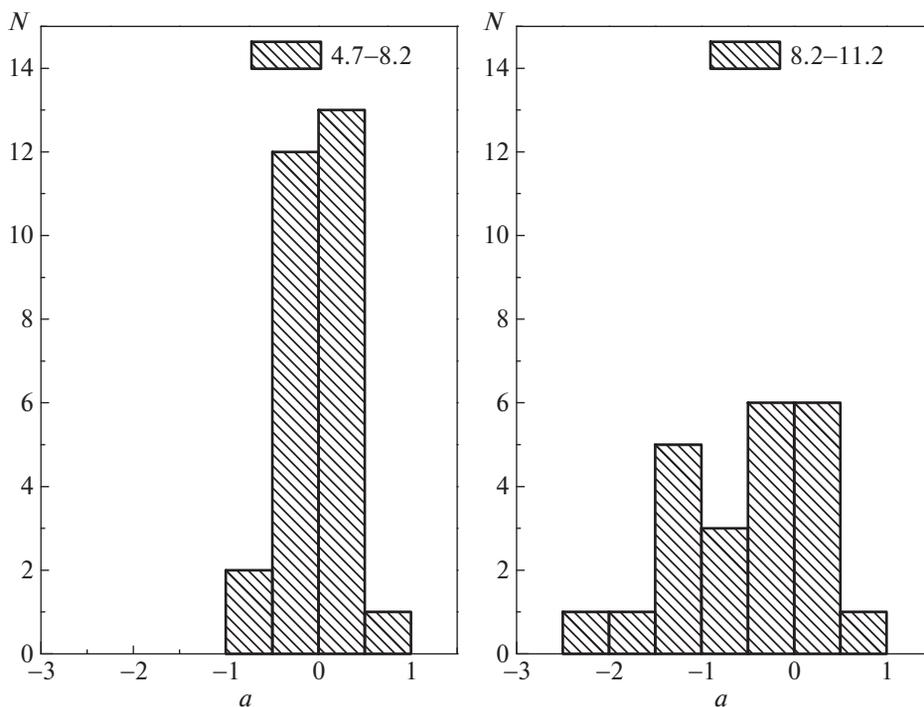


Рис. 4. Распределение спектральных индексов по частотным диапазонам.

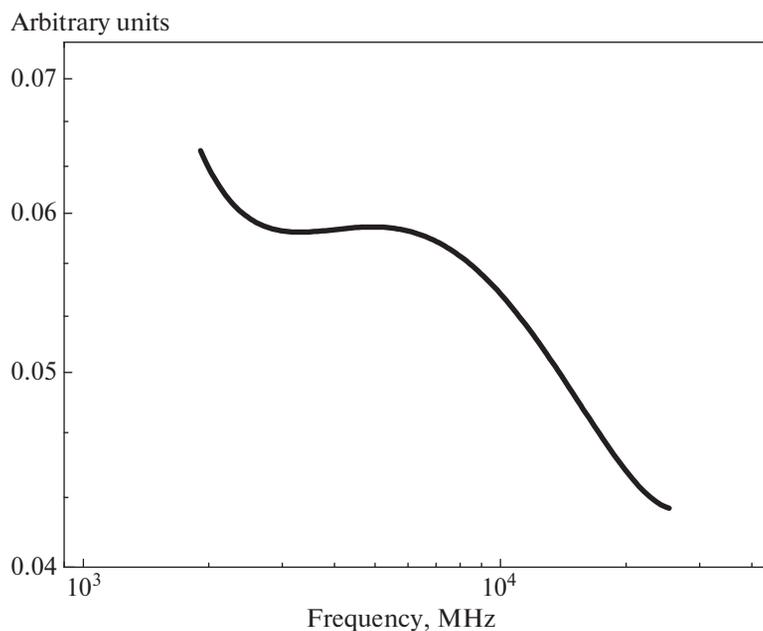


Рис. 5. Средний спектр FR0 по данным РАТАН-600.

3.3. Ширина спектра

Согласно данным РАТАН-600, из 23 объектов с тремя и более точками на спектре, у 16 объектов выпуклый (convex) спектр. Мы аппроксимирова-

ли convex-спектры параболой и определили ширину спектра на уровне половины максимума (Full Width at Half Maximum, FWHM) [22]. На рис. 6 приведено распределение FWHM, боль-

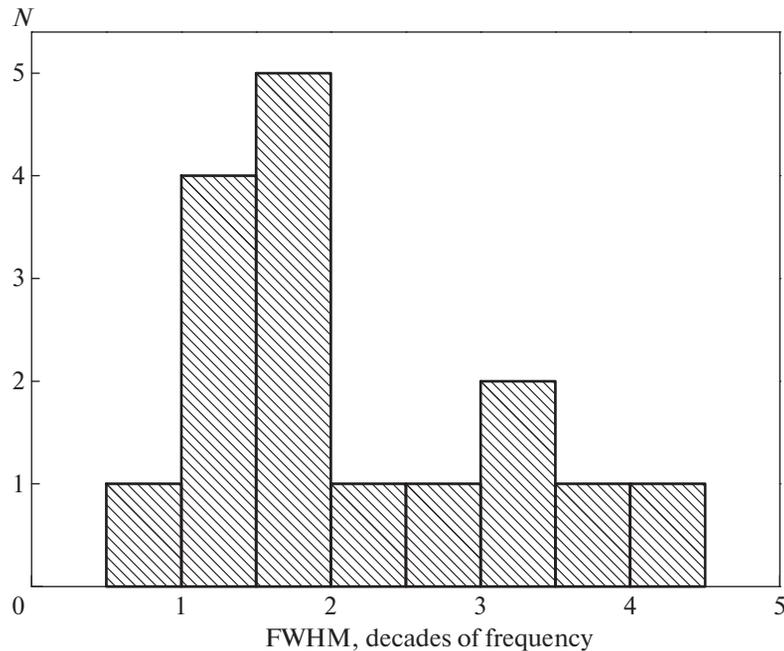


Рис. 6. Ширина квазиодновременного спектра по данным РАТАН-600.

шинство объектов обладают $\text{FWHM} = 1\text{--}2$ декады частоты, вместе с тем в распределении заметен “хвост” из объектов с большим значением FWHM . Среднее и медиана равны 2.14 и 1.78 декады частоты соответственно. Для классических GPS типичное значение $\text{FWHM} = 1.2$ декады частоты. Наши результаты показывают, что FR0 галактики обладают в целом меньшей кривизной спектра в сравнении с классическими GPS-источниками, это было отмечено также в работе [23], однако авторы рассматривали неодновременные литературные данные в диапазоне 0.15–5 ГГц. Кроме того, сравнение FWHM в области 4.7–11.2 ГГц (наши данные) и в области 0.15–5 ГГц говорит о возможном укрупнении спектра с увеличением частоты, что было отмечено в VLA наблюдениях и может свидетельствовать о наличии пика на ГГц частотах. Мы обсудим вопрос о возможных кандидатах в GPS-источники ниже.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Полученные на РАТАН-600 в диапазоне 2.25–22.3 ГГц квазиодновременные спектры выборки FR0 радиогалактик в большинстве случаев плоские. Это означает большую степень непрозрачности FR0 на исследованных частотах и соответствует хорошо известной закономерности, согласно которой компактные радиоисточники обычно обладают плоским спектром. Учитывая, как правило, большую степень переменности объектов с плоским спектром интересно исследо-

вать вопрос о переменности FR0 галактик. Для этого необходимы мониторинговые наблюдения в широком диапазоне частот на протяжении длительного времени. Отметим, что популяцию FR0 галактик вряд ли справедливо рассматривать как маломощные аналоги блазаров. Главный аргумент против этого: численное доминирование FR0 в ближней Вселенной, что маловероятно для объектов, ориентированных под малым углом к лучу зрения. Конечно, отдельные объекты, относимые ныне к классу FR0, могут оказаться низкоэнергичными аналогами блазаров. Здесь мы затрагиваем вопрос о степени однородности исходного каталога FR0CAT [5] и связи FR0 галактик с другими классами внегалактических радиоисточников. Не вызывает сомнения, что FR0CAT довольно неоднороден. Ниже мы коснемся вопроса о связи радиогалактик FR0 и GPS-источников.

Вопрос о природе радиогалактик FR0 открыт и требует исследования. В [5] рассматриваются следующие возможности: 1) это молодые объекты, в дальнейшем эволюционирующие в радиогалактики FRI; 2) объекты, в которых формирование крупномасштабных джетов и радиоструктур не происходит из-за относительной кратковременности фаз активности; 3) объекты с умеренно релятивистскими джетами. Как отмечено в [5], численная плотность FR0 галактик примерно в 5 раз выше, чем FRI радиогалактик. Это обстоятельство приводит к большим трудностям, если рассматривать FR0 как молодые объекты, постепенно эволюционирующие в FRI. Вторая воз-

Таблица 5. Отношения плотностей потоков на частотах РАТАН-600 и VLA

Источник	$\frac{S_{4.7, \text{РАТАН-600}}}{S_{4.5, \text{VLA}}}$	$\frac{S_{8.2, \text{РАТАН-600}}}{S_{7.5, \text{VLA}}}$
J0907+32*	1.89	3.38
J0930+34	1.25	1.52
J0943+36	1.11	1.19
J1025+10	0.90	0.85
J1040+09	0.88	1.06
J1230+47	0.75	0.72
J1703+24*	2.48	2.56

возможность требует тщательных исследований длительности фаз активности и характера аккреции. Третья находит некоторую поддержку из VLBI наблюдений, которые выявили наличие умеренно релятивистских джетов со скоростями $0.23c$ и $0.49c$ для двух объектов FR0 на парсековых масштабах [6]. Умеренно релятивистский характер джетов может быть связан с тем, что FR0 галактики обладают СМЧД с малым спином [24].

Ниже мы сравним результаты, полученные для одних и тех же объектов на РАТАН-600, VLA и VLBI, а также обсудим вопрос о местоположении радиогалактик FR0 на фундаментальной плоскости АЯГ.

4.1. Сравнение с наблюдениями на VLA

На РАТАН-600 проведены наблюдения 7 объектов из 18, наблюдавшихся на VLA на частотах 1.5, 4.5 и 7.5 ГГц с разрешением вплоть до $0.3''$ [7]. Интервал между датами наблюдений на РАТАН-600 и VLA чуть более 3 лет. В табл. 5 приведены отношения плотностей потоков на близких частотах. Звездочкой отмечены объекты, у которых в VLA наблюдениях выявлено наличие протяженного радиоизлучения. Для этих объектов плотность потока, детектируемая на РАТАН-600, в 2–3 раза превосходит плотность потока радиоядра, детектированную VLA. Для двух объектов плотность потока, согласно данным РАТАН-600, несколько больше. У трех объектов плотность потока меньше, эта разница может быть обусловлена ошибками измерений и переменностью источников. Таким образом, сопоставление РАТАН-600 и VLA данных подтверждает, что FR0 галактикам свойственен дефицит протяженного радиоизлучения.

Таблица 6. Отношения плотностей потоков на частотах РАТАН-600 и VLBI

Источник	$\nu_{\text{VLBI}}, \text{ МГц}$	$\frac{S_{\text{РАТАН-600}}}{S_{\text{VLBI}}}$
J0906+41	8355	1.10
J0909+19	4845	1.52
J0910+18	8355	1.20
J0933+10	4344	1.19
J0933+10	8355	1.22
J0943+36	2300	0.91–1.52
J0943+36	4845	1.40
J0943+36	8646	1.20–1.55
J1025+10	4845	1.14
J1037+43	8355	2.98
J1205+20	8355	1.60
J1230+47	8355	0.90
J1246+11	8355	–
J1604+17	4845	1.13
J1604+17	8355	1.17
J1606+18	2300	1.39–1.71
J1606+18	4845	1.19
J1606+18	8600	1.40–1.86

4.2. Сравнение с VLBI наблюдениями

Из 14 объектов FR0, для которых проведен анализ архивных VLBI наблюдений с целью исследования радиоструктуры на парсековых масштабах [6], на РАТАН-600 проведены наблюдения 12 источников. В табл. 6 приведены отношения плотности потока на частоте РАТАН-600 к интегральной плотности потока на близкой частоте VLBI. Временной интервал между наблюдениями составляет от 5 до 15 лет. Несмотря на это, плотности потоков, детектированные на РАТАН-600, и интегральные плотности потоков VLBI очень близки. Исключение представляет J1037+43, для которого измерения РАТАН-600 плотности потока на 8.2 ГГц почти в 3 раза больше данных VLBI на 8355 МГц. Разница между наблюдениями составляет 9 лет. Вторым, более интересным исключением, является J1246+11, который не удалось детектировать на частоте РАТАН-600 8.2 ГГц, несмотря на то, что объект наблюдался в течение двух наблюдательных эпох. Отметим, что интегральный поток J1246+11 на 8355 МГц составляет 38.54 мЯн, что превосходит чувствительность РАТАН-600 на соответствующей частоте. Разница между наблюдениями составляет

почти 8 лет. В целом наши результаты подтверждают высокую степень компактности радиоизлучающих областей в FR0 галактиках, поскольку плотности потоков, измеренные на РАТАН-600 и VLBI, мало отличаются в большинстве случаев. Кроме этого, из сравнения данных РАТАН-600 и VLBI следует, что FR0 объекты не подвержены существенной переменности на рассматриваемых временных масштабах (кроме, возможно, J1246+11), однако для проверки этого необходимы длительные наблюдения.

Три объекта наблюдались на РАТАН-600, VLA и VLBI. Для J1025+10 плотность потока на 7500 МГц (VLA) составляет 116.2 мЯн, на 8200 МГц (РАТАН-600) – 99 мЯн, интегральный поток на 8355 МГц (VLBI) 87 мЯн. На этих же частотах плотности потока J1230+47 равны 51, 37 и 41 мЯн соответственно. Плотность потока J0943+36 на частоте 4500 МГц (VLA) равна 258 мЯн, на 4700 МГц (РАТАН-600) 287 мЯн, на 4845 МГц (VLBI) 205 мЯн. Для этого же объекта плотность потока на частоте 7500 МГц 280 мЯн, на 8200 МГц 335 мЯн, на 8646 МГц (VLBI) плотность потока возрастала в период 2005–2014 гг. и составляла 216, 255 (2012 г.) и 269 мЯн. Мало отличающиеся значения плотности потока на близких частотах для инструментов с угловым разрешением от тысячных долей угловой секунды до десятков угловых секунд также подтверждают большую степень компактности областей радиоизлучения в рассматриваемых объектах.

4.3. FR0 галактики и GPS источники

Как отмечено выше, в спектрах, полученных на РАТАН-600, преобладают peaked-спектры. Поскольку пик приходится на частоту в области 8.2–11.2 Гц ряд объектов потенциально можно отнести к типу High Frequency Peaked (HFP), т.е. GPS с частотой максимума более 5 ГГц. Для уверенного вывода о том, являются ли объекты с пиком в области 8.2–11.2 ГГц, действительно HFP-источниками, или же пик обусловлен переменностью и вспышечной активностью источника, необходимы дальнейшие мониторинговые наблюдения объектов выборки. Пока же мы можем выявить наиболее вероятных кандидатов в GPS источники, опираясь на данные из базы CATS и измерения РАТАН-600. Из 34 объектов выборки 16 можно рассматривать в качестве кандидатов в GPS (см. рис. 1). Однако в большинстве случаев эти объекты не удовлетворяют классическим критериям отбора [22]: ширина пика FWHM = 1.2, спектральный индекс ниже частоты пика $\alpha_{below} = +0.5$, выше частоты пика $\alpha_{high} = -0.7$ (см. табл. 7). Звездочкой отмечены объекты, у которых спектральные индексы соответствуют классическому критерию отнесения к GPS-объ-

Таблица 7. Объекты с пиком на спектре

Источник	α_{below}	α_{high}	ν_{peak} , ГГц
J0115+00*	0.447	-0.723	0.22/4.85
J0906+41	0.437	-0.282	12.92/10.93
J0909+19*	0.403	-0.738	5.34/4.79
J0943+36*	0.524	-0.691	8.08/6.67
J1025+10	0.365	-0.451	0.98/-
J1057+40	0.228	-0.644	0.84/-
J1111+28	0.471	?	?/28.61
J1116+29	?	-0.671	6.34/6.34
J1142+26	0.390	-0.435	2.93/6.47
J1205+20	0.034	-0.385	0.37/7.07
J1246+11	0.209	-0.624	0.29/-
J1334+13	?	-0.675	0.39/-
J1336+03	?	-0.361	1.16/-
J1604+17	0.210	-0.382	5.67/8.32
J1606+18	0.162	-0.253	0.54/2.43
J1703+24	?	-0.642	0.14/-

ектам, однако для них FWHM больше 1.2 декады частоты, т.е. переход от оптически толстой области к оптически тонкой – широкий. Отметим, что в наблюдениях GPS источников часто FWHM > 1.2. В работе [25] найдено, что среднее значение FWHM = 1.4–1.5 для GPS первого и второго типа. Для J0115+00 частота пика, по-видимому, лежит в области 0.2–1.4 ГГц, для ее уточнения необходимы наблюдения в этом диапазоне. Объект J0909+19 имеет пик около 5 ГГц, однако его ширина несколько превышает две декады частоты. Третий объект, J0943+36, имеет пик на 7–8 ГГц и его ширина 1.4–1.8 декады частоты наиболее близка к классическим критериям, этот объект можно уверенно отнести к HFP-типу. Объект J0906+41 можно рассматривать как кандидат в HFP с частотой пика около 11–13 ГГц, к сожалению, в высокочастотной области имеется всего одно измерение на 22.3 ГГц. Крайне интересен источник J1111+28, который имеет пик на частоте заведомо больше 20 ГГц, в этом случае также нужны дополнительные наблюдения, особенно в области высоких частот. Среднее значение радиосветимости на 4.7 ГГц рассматриваемых 16 объектов составляет $10^{39.8}$ эрг/с, что почти на 5 порядков меньше среднего значения $\approx 10^{44.5}$ эрг/с для GPS, исследованных в работе [25]. Таким образом, некоторые из объектов FR0

потенциально можно рассматривать как GPS-источники малой мощности.

Как видно из табл. 7, ряд объектов могут иметь пик на частоте менее 0.5 ГГц (кандидаты в CSS-источники), ряд объектов — на частоте около 1–5 ГГц. Однако в большинстве случаев величина спектрального индекса по модулю меньше классических α_{below} и α_{high} . Знак “?” использован в случаях, когда оценить спектральный индекс невозможно из-за отсутствия данных. В последнем столбце табл. 7 первой приведена предсказываемая частота пика с учетом всех доступных данных (CATS + ПАТАН), второй — предсказываемая частота пика только по данным ПАТАН-600 (знаком “–” отмечены объекты, у которых не обнаружен выпуклый спектр). Это наглядно демонстрирует недостаточность имеющихся данных, особенно в области 300–1400 МГц, а также необходимость мониторинговых квазиодновременных измерений в широком диапазоне частот.

4.4. FR0 радиогалактики на фундаментальной линии АЯГ

Для АЯГ и двойных систем с черными дырами звездных масс хорошо известно эмпирическое соотношение между радиосветимостью ядра (обычно на частоте 5 ГГц), рентгеновской светимостью (в диапазоне 2–10 кэВ) и массой ЧД, так называемая фундаментальная плоскость [26]. Считается, что радиосветимость является мерой мощности джета, а рентгеновская светимость — болометрической светимости аккреционного диска. С этой точки зрения, фундаментальная плоскость отражает основополагающую связь между джетом и аккреционным диском и универсальность физических механизмов, приводящих к феномену активности аккрецирующих ЧД. Изучению фундаментальной плоскости посвящено много работ, предложены разные варианты записи выражающего ее соотношения. Получены аргументы в пользу того, что фундаментальная плоскость распространяется на много порядков мощности, охватывая не только многие классы АЯГ, но и микроквазары. Поэтому возникла идея записать фундаментальную плоскость в безразмерных единицах. При таком подходе мощность джета и болометрическая светимость аккреционного диска выражаются через эддингтоновскую светимость L_{Edd} , зависящую от массы ЧД: $L_{Edd} \approx 1.3 \times 10^{38} M_{BH}/M_{\odot}$ эрг/с. В этом случае разброс точек на фундаментальной плоскости уменьшается, поэтому получившаяся зависимость в [27] названа фундаментальной линией. Итак, согласно [27], взаимосвязь между мощно-

стью джета и болометрической светимостью диска можно представить в виде:

$$\log \frac{L_j}{L_{Edd}} = A \log \frac{L_{bol}}{L_{Edd}} + B. \quad (3)$$

Оценку болометрической светимости аккреционного диска в радиогалактиках FR0 можно сделать, следуя соотношению $L_{bol} = 3500 L_{OIII}$ [28]. Такой метод использован в [5], мы берем оценки масс центральных СМЧД и болометрической светимости из этой работы. Для близких АЯГ мощность джета удается определить по работе и времени, необходимыми для раздувания так называемых пузырей (bubbles), наблюдаемых вокруг галактик по рентгеновскому излучению [29–31]. Исследуя взаимосвязь между найденной таким способом кинетической мощностью джета и светимостью радиоядра на 5 ГГц, авторы работы [32] нашли корреляцию между этими величинами:

$$\log L_j = (0.81 \pm 0.11) \log L_R + 11.9_{-4.4}^{+4.1}. \quad (4)$$

Радиогалактики FR0 на парсековых масштабах обычно обладают морфологией с односторонним или двусторонним джетом [6]. Как мы показали выше, на близких частотах данные ПАТАН-600 и интегральный поток VLBI отличаются мало. Поэтому мы предполагаем, что радиосветимость на 5 ГГц обусловлена наличием джета. Для оценки мощности джета по формуле (4) мы используем радиосветимость на 4.7 ГГц: эта частота близка к 5 ГГц, кроме того, согласно нашим данным, спектральный индекс между 4.7 и 8.2 ГГц близок к нулю. Линейный регрессионный анализ наших данных согласно уравнению (3) дает следующие значения параметров: $A = 0.52 \pm 0.15$, $B = -0.69 \pm 0.51$. Результаты теста Кендалла: коэффициент корреляции: $\tau = 0.35$ и $p_{value} = 4.6 \times 10^{-3}$ подтверждают статистическую значимость найденной корреляции.

В работе [27] изучено соотношение (3) для различных выборок, включающих ЧД звездных масс и различные классы АЯГ: от LINER до мощных радиогалактик FRII. Авторы работы [27] нашли, что параметр A лежит в пределах 0.39–0.47, параметр B от –0.94 до –1.37. Полученное нами значение A согласуется с этими результатами, значение свободного параметра несколько больше. Отметим, что полученные нами параметры регрессионной модели хорошо согласуются с результатами [32]: $A = 0.49 \pm 0.07$, $B = 0.78 \pm 0.36$. Подчеркнем, что в работе [32] изучена выборка близких АЯГ с мощностью джета, определенной по bubbles, тогда как в [27] собраны данные о мощности джета, полученные разными способами.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе представлены результаты наблюдений радиогалактик FR0 на РАТАН-600 в диапазоне 1.25–22.3 ГГц. Измерены квазисовременные спектры объектов на масштабах 7–10 дней. Для 8 объектов высокочастотные данные получены впервые (в области более 5 ГГц). На пяти частотах в диапазоне 2.25–22.3 ГГц детектированы 4 объекта, большинство источников (23 из 33) детектированы на трех и более частотах, что позволило классифицировать их квазисовременные спектры по форме. Основные результаты следующие:

1. Радиогалактики FR0 обладают умеренной энергетикой: радиосветимость объектов выборки на частоте 4.7 ГГц лежит в диапазоне $10^{38.8-40.6}$ эрг/с со средним значением $10^{39.7}$ эрг/с. Вычисленный параметр доминирования радиоядра подтверждает дефицит протяженного радиоизлучения FR0 в сравнении с FRI радиогалактиками.

2. Квазисовременные спектры большинства объектов ($\approx 44\%$) имеют peaked-форму. Спектры преимущественно плоские во всех частотных диапазонах, в области 4.7–8.2 ГГц средний спектральный индекс практически равен нулю. Таким образом, в спектр FR0 галактик в исследованном диапазоне частот существенный вклад вносят оптически толстые области.

3. Ряд объектов исследованной выборки имеют пик в спектре около 8–11 ГГц. В сравнении с GPS-источниками галактики FR0 обладают меньшей кривизной спектра, хотя некоторые из них, вероятно, можно отнести к классу GPS. Выделены 3 новых кандидата в GPS-источники.

4. Найдена статистически значимая корреляция между мощностью джета и болометрической светимостью аккреционного диска, выраженных

$$\text{через эддингтоновскую светимость: } \log \frac{L_j}{L_{\text{Edd}}} = (0.52 \pm 0.15) \log \frac{L_{\text{bol}}}{L_{\text{Edd}}} - (0.69 \pm 0.51).$$

Взаимодополняющие наблюдения в широком диапазоне частот и наблюдения с высоким угловым разрешением необходимы для дальнейшего прогресса в понимании природы и свойств объектов данного класса. В перспективе большой интерес представляет исследование переменности FR0 галактик, для этого необходим их длительный мониторинг.

Поскольку FR0 радиогалактики являются доминирующей популяцией радиогромких АЯГ, по крайней мере в ближней Вселенной, их изучение важно с точки зрения вклада в фоновое излучение как в радиодиапазоне, так и в других, вплоть до γ -излучения [33–35].

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Наблюдения на телескопах САО РАН выполняются при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации. Работа поддержана Минобрнауки РФ в рамках программы финансирования крупных научных проектов национального проекта “Наука”, грант 13.1902.21.0005.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *G. Ghisellini*, AIP Conf. Proc. **1381**, 180 (2011).
2. *E. M. Sadler, R. D. Ekers, E. K. Mahony, T. Mauch, and T. Murphy*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **438**, 796 (2014).
3. *R. D. Baldi, A. Capetti, and G. Giovannini*, Astron. and Astrophys. **576**, id. A38 (2015).
4. *R. D. Baldi, A. Capetti, and G. Giovannini*, Astron. Nachricht. **337**, 114 (2016).
5. *R. D. Baldi, A. Capetti, and F. Massaro*, Astron. and Astrophys. **609**, id. A1 (2018).
6. *X.-P. Cheng and T. An*, Astrophys. J. **863**, id. 155 (2018).
7. *R. D. Baldi, A. Capetti, and G. Giovannini*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **482**, 2294 (2019).
8. *A. Capetti, F. Massaro, and R. D. Baldi*, Astron. and Astrophys. **633**, id. A161 (2020).
9. *E. Torresi, P. Grandi, A. Capetti, R. D. Baldi, and G. Giovannini*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **476**, 5535 (2018).
10. *J. J. Condon, W. D. Cotton, E. W. Greisen, Q. F. Yin, R. A. Perley, G. B. Taylor, and J. J. Broderick*, Astron. J. **115**, 1693 (1998).
11. *Yu. N. Parijskij*, IEEE Antennas and Propagation Magazine **35**, 7 (1993).
12. *M. Mingaliev, Yu. Sotnikova, T. Mufakharov, E. Nieppola, et al.*, Astron. Nachricht. **338**, 700 (2017).
13. *O. V. Verkhodanov, S. A. Trushkin, and V. N. Chernenkov*, Baltic Astronomy **6**, 275 (1997).
14. *O. V. Verkhodanov, S. A. Trushkin, H. Andernach, and V. N. Chernenkov*, Bull. SAO **58**, 118 (2005).
15. *Р. Ю. Удовицкий, Ю. В. Сотникова, М. Г. Мингалиев, П. Г. Цыбулев, Г. В. Жеканис, Н. А. Ницельский*, Астрофиз. бюлл. **71**, 532 (2016).
16. *O. V. Verkhodanov*, ASP Conf. Ser. **125**, 46 (1997).
17. *E. M. Sadler, R. Ricci, R. D. Ekers, J. A. Ekers, et al.*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **371**, 898 (2006).
18. *M. Tucci, J. A. Rubino-Martin, R. Rebolo, R. Genova-Santos, et al.*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **386**, 1729 (2008).
19. *K. I. Kellermann, I. I. K. Pauliny-Toth, and P. J. S. Williams*, Astrophys. J. **157**, 1 (1969).
20. *О. В. Верходанов, Д. Д. Козлова, Ю. В. Сотникова*, Астрофиз. бюлл. **73**, 418 (2018).
21. *Y. A. Kovalev, Y. Y. Kovalev, and N. A. Nizhelsky*, Publ. Astron. Soc. Japan **52**, 1027 (2000).
22. *C. P. O’Dea, S. A. Baum, and C. Stanghellini*, Astrophys. J. **380**, 66 (1991).
23. *A. Capetti, R. D. Baldi, M. Brienza, R. Morganti, and G. Giovannini*, Astron. and Astrophys. **631**, id. A176 (2019).

24. *D. Garofalo and C. B. Singh*, *Astrophys. J.* **871**, id. 259 (2019).
25. *Ю. В. Сотникова, Т. В. Муфзахаров, Е. К. Майорова, М. Г. Мингалиев, Р. Ю. Удравицкий, Н. Н. Бурсов, Т. А. Семенова*, *Астрофиз. бюлл. Astrophys. J.* **74**, 359 (2019).
26. *A. Merloni, S. Heinz, and T. di Matteo*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **345**, 1057 (2003).
27. *R. A. Daly*, *Astrophys. J.* **863**, id. 117 (2018).
28. *D. Dicken, C. Tadhunter, R. Morganti, D. Axon, et al.*, *Astrophys. J.* **788**, id. 98 (2014).
29. *S. W. Allen, R. J. H. Dunn, A. C. Fabian, G. B. Taylor, and C. S. Reynolds*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **372**, 21 (2006).
30. *D. A. Rafferty, B. R. McNamara, P. E. J. Nulsen, and M. W. Wise*, *Astrophys. J.* **652**, 216 (2006).
31. *L. Birzan, B. R. McNamara, P. E. J. Nulsen, C. L. Carilli, and M. W. Wise*, *Astrophys. J.* **686**, 859 (2008).
32. *A. Merloni and S. Heinz*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **381**, 589 (2007).
33. *R. D. Baldi, E. Torresi, G. Migliori, and B. Balmaverde*, *Galaxies* **7**, 76 (2019).
34. *P. Grandi, A. Capetti, and R. D. Baldi*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **457**, 2 (2016).
35. *F. Tavecchio, C. Righi, A. Capetti, P. Grandi, and G. Ghisellini*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **475**, 5529 (2018).

УДК 524.3

ПОПУЛЯЦИОННЫЙ СИНТЕЗ ЭКЗОПЛАНЕТ С УЧЕТОМ ИЗМЕНЕНИЯ ОРБИТ ЗА СЧЕТ ЗВЕЗДНОЙ ЭВОЛЮЦИИ

© 2021 г. А. С. Андришин^{1, *}, С. Б. Попов^{1, 2, **}

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

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

*E-mail: andriushin.as14@physics.msu.ru

**E-mail: sergepolar@gmail.com

Поступила в редакцию 16.10.2020 г.

После доработки 26.11.2020 г.

Принята к публикации 16.12.2020 г.

В работе методом популяционного синтеза исследована эволюция орбит экзопланет на поздних стадиях звездной эволюции. Эволюция звезд прослежена, начиная со стадии Главной последовательности до стадии белого карлика. Для расчета эволюционных треков использован пакет MESA. Проведен расчет статистики поглощенных, выброшенных из системы и выживших планет к моменту превращения родительских звезд в белые карлики с учетом изменения темпа звездообразования в Галактике за все время ее существования. Рассмотрены планеты у звезд в интервале начальных масс (1–8) M_{\odot} , поскольку менее массивные звезды не успевают уйти с Главной последовательности за время жизни Галактики, а более массивные не приводят к образованию белых карликов. Установлено, что для принятых в работе начальных распределений планет на плоскости “ $a - M_{pl}$ ” большинство (около 60%) планет, родившихся у звезд в исследуемом диапазоне масс, поглощается родительскими звездами на стадии гиганта. Небольшая доля планет (менее процента) оказывается выброшена из своих систем из-за воздействия улетающего от звезды потока вещества. Оцененное число “убежавших” планет с массами в интервале от 0.04 массы Земли до 13 масс Юпитера в Галактике приближенно равно 300 млн.

DOI: 10.31857/S0004629921040010

1. ВВЕДЕНИЕ

С момента открытия первых экзопланет прошло около трех десятилетий [1, 2]. За это время число подтвержденных внесолнечных планет, открытых с помощью таких инструментов как Kepler, HARPS, HIRES, TESS и др., превысило 4300¹. Из них более ста – планеты вокруг проэволюционировавших звезд: красных гигантов и субгигантов. Статистика обнаружения планет вокруг белых карликов более скромная: среди немногочисленных примеров – планета у звезды WD 0806–661 [3], недавно открытый кандидат у WD 1856+534 [4], а также объекты в двойных системах “белый карлик + звезда Главной последовательности (ГП)” (NN Ser, Gliese 86).

Однако существует гораздо большее число примеров – порядка 1000 – обнаружения вокруг белых карликов и в их атмосферах “планетных останков” – продуктов разрушения планет и (или) астероидов. Такие выводы позволяют сде-

лать анализ наблюдаемого химического состава атмосфер карликов и обнаружения вокруг них околозвездных дисков из пыли и обломков пород [5, 6]. Таким образом, можно считать установленным фактом, что объекты планетных масс могут не только остаться в системе после сброса звездой оболочки на поздних стадиях эволюции, но и перейти на низкие орбиты вокруг компактного объекта. Это делает актуальным анализ свойств планет на поздних стадиях эволюции и их предшествующей истории.

Чтобы адекватно трактовать растущий объем данных по экзопланетам у проэволюционировавших звезд и иметь возможность судить по этим данным о том, какую эволюцию претерпела наблюдаемая планетная система, необходимо теоретическое осмысление процессов, обуславливающих эволюцию планетных систем, в частности, на тех этапах жизни данных систем, когда их родительская звезда уходит с ГП. Модель эволюции планетных систем под влиянием эволюции их родительских звезд позволила бы в отношении от-

¹ По данным exoplanet.eu/catalog

крываемых и наблюдаемых планет у проэволюционировавших звезд делать предположения о прошлом данных систем. Кроме того, желательно, чтобы модель также обладала и предсказательным потенциалом для планетных систем у звезд ГП.

Моделированию эволюции планетных систем звезд после стадии ГП за последние 10 лет было посвящено много работ. Ключевые результаты и нерешенные вопросы обсуждаются, например, в обзоре [7]. Эволюция планетных систем на поздних стадиях жизни звезды происходит под воздействием разных факторов и на разных уровнях в зависимости от того, какими являются значение большой полуоси орбиты и масса субзвездного объекта (например, планеты или астероида) в период жизни звезды на ГП, от того как на этот объект в дальнейшем (после ухода звезды с ГП) могут влиять такие факторы, как потеря массы родительской звездой, приливные эффекты в системе “звезда + планета”, излучение (эффект Ярковского, YORP-эффект), магнитные поля. Воздействие указанных факторов может проявляться как в изменении орбиты субзвездного объекта, так и в изменении его физических параметров (массы и размера, температуры, состава поверхности и атмосферы и др.). Оно может оказаться настолько сильным, что объект окажется выброшенным из системы, а, может, случится так, что на стадии гиганта родительская звезда поглотит его и он перестанет существовать. И в этой связи стоит добавить, что помимо упомянутых уже примеров планет у белых карликов и звезд-гигантов есть и известные примеры свободных планет: WISE J085510.83–071442.5 [8], SDSS J1110+0116 [9], PSO J318.5–22 [10] и др. Отдельно стоит выделить обнаружение свободной планеты земной массы [11]. Число обнаруженных свободных планет растет, и среди них могут оказаться и такие, которые стали свободными после того, как были выброшены из своих родительских планетных систем в результате потери звездой массы за счет сильного звездного ветра.

Финальная судьба планетных систем определяется не только звездной эволюцией, но и начальными параметрами планет. Есть большое количество современных работ, которые посвящены теории формирования планет и моделированию планетных систем (см. обзор в [12]). Наряду с детальным изучением отдельных систем (например, Солнечной) или разработкой деталей различных стадий процесса образования планет и эволюции их орбит важное место занимает построение популяционных моделей, которые на более грубом уровне включают в себя процессы формирования и эволюции объектов в широком диапазоне начальных параметров. Популяционному синтезу экзопланет посвящены, например, работы Кристофа Мордасини, Яна Алиберта и др.

[13–16]. В нашей статье мы активно используем результаты этих исследований.

Целью данной работы является моделирование планетных орбит с учетом эволюции звезды после стадии ГП, а также расчет статистики поглощенных, выброшенных из системы и выживших планет к моменту превращения их родительской звезды в белый карлик с учетом истории звездообразования в Галактике.

В разделе 2 представлена модель, которая лежит в основе нашего популяционного синтеза, описаны осуществляемые в нашем моделировании начальные распределения планет по массам и орбитам, а также используемые в работе эволюционные модели звезд. В разделе 3 кратко описан программный код для популяционного синтеза, написанный в пакете MatLab. Раздел 4 посвящен результатам работы, а раздел 5 – их обсуждению. В заключительном разделе кратко суммированы основные результаты данной работы.

2. МОДЕЛЬ

Осуществляемые в работе популяционный синтез и моделирование эволюции экзопланетных систем основаны на современных представлениях о формировании планетных систем и звездной эволюции, а также на простой модели, связывающей эволюцию звезды и изменение орбиты планет. В рамках данной простой модели не ведется учет возможных изменений орбиты в результате межпланетных гравитационных взаимодействий. Что касается двойных и кратных звездных систем, то модель пригодна только для той их части, где расстояние между родительской звездой и планетой значительно превышает расстояние до второй звезды в системе (для двойных, где планета обращается на большом расстоянии от пары близких друг к другу звезд, модель не работает, так как при этом эволюционные треки звезд из-за взаимного влияния во многих случаях будут отличны от используемых в данной работе).

2.1. Модель эволюции орбиты

Задача об эволюции орбиты за счет изотропной потери массы центральным более массивным телом хорошо известна. Изменение большой полуоси орбиты, эксцентриситета и истинной аномалии со временем в общем случае при этом описывается следующими дифференциальными уравнениями (см. [17, 18]):

$$\frac{da}{dt} = a \frac{1 + e^2 + 2e \cos(f)}{1 - e^2} \frac{\dot{M}_{\text{tot}}}{M_{\text{tot}}}, \quad (1)$$

$$\frac{de}{dt} = (e + \cos(f)) \frac{\dot{M}_{\text{tot}}}{M_{\text{tot}}}, \quad (2)$$

$$\frac{df}{dt} = -\frac{\sin(f) \dot{M}_{\text{tot}}}{e M_{\text{tot}}} + \frac{n(1 + e \cos(f))^2}{(1 - e^2)^{3/2}}, \quad (3)$$

где f – истинная аномалия, a – большая полуось орбиты, e – эксцентриситет орбиты, \dot{M}_{tot} – темп потери массы системой, который в нашем случае связан лишь со звездой ($\dot{M}_{\text{tot}} \equiv \dot{M}_*$), M_{tot} – суммарная масса системы “звезда + планета” (для наших систем $M_{\text{tot}} \approx M_*$, где M_* – масса звезды), n – среднее движение ($n = 2\pi\sqrt{M_{\text{tot}}/a^3}$). Дополняют систему уравнения для наклонения орбиты i , долготы восходящего узла Ω , долготы перицентра ω и аргумента перицентра ϖ [17]:

$$\begin{cases} \frac{di}{dt} = \frac{d\Omega}{dt} = 0, \\ \frac{d\varpi}{dt} = \frac{d\omega}{dt} = \frac{\sin(f) \dot{M}_{\text{tot}}}{e M_{\text{tot}}}. \end{cases}$$

Система этих уравнений не имеет полного аналитического решения, однако есть режимы потери массы, при которых аналитическое решение имеет место. Нас интересует один из этих режимов, для определения которого вводится безразмерный параметр потери массы ψ , определяемый следующим образом:

$$\psi = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{a}{1 \text{ а.е.}} \right)^{3/2} \left(\frac{M_*}{M_{\odot}} \right)^{-3/2} \frac{\dot{M}_*}{M_{\odot} \text{ год}^{-1}}. \quad (4)$$

В случаях, когда $\psi \ll 1$ имеет место режим, который именуют адиабатическим и при котором эволюция орбиты медленная и описывается простой аналитической формулой:

$$a(\Delta t) = a_{\text{in}} \left(1 - \frac{\Delta t \dot{M}_*}{M_{\text{tot}}} \right)^{-1}. \quad (5)$$

Здесь Δt – длительность эволюционной стадии, $a(\Delta t)$ – значение большой полуоси орбиты в конце эволюционной стадии, a_{in} – значение большой полуоси орбиты в начале эволюционной стадии, M_{tot} – текущая суммарная масса звезды и планеты (масса планет считается постоянной). Изменение массы звезды при этом описывается следующей формулой:

$$M_*(\Delta t) = M_{\text{in}} - \Delta t \dot{M}_*, \quad (6)$$

где $M_*(\Delta t)$ – масса звезды в конце эволюционной стадии, M_{in} – масса звезды в начале эволюционной стадии.

Для случаев, когда ψ приближается к единице, точнее $\psi > 0.1$, мы решаем численно систему из четырех дифференциальных уравнений, три из которых приведены выше, а четвертое описывает эволюцию темпа потери массы (см. раздел 3).

2.2. Начальные распределения планет

Ключевым моментом в нашем моделировании является выбор начальных распределений параметров планет. В настоящий момент они известны недостаточно хорошо, поэтому можно использовать различные подходы для их задания. Например, в качестве распределения экзопланет по массам и большим полуосям орбит можно было бы взять за основу данные одного из каталогов подтвержденных экзопланет (см. рис. 1). Однако современные наблюдательные данные отягощены различными эффектами селекции. Поэтому мы приняли решение воспользоваться результатами теоретического моделирования планетных систем.

За последние годы популяционные модели формирования планетных систем получили значительное развитие. В нашем моделировании при создании начального распределения планет на плоскости “большая полуось орбиты планеты–масса планеты” (“ $a-M_{\text{pl}}$ ”) мы ориентировались на статью Алиберта и др. [15], представляющую результаты моделирования формирования планетных систем из протопланетных дисков. В этой работе авторами рассчитаны распределения по массам и большим полуосям на момент окончания бурной начальной динамической эволюции планетной системы. Акцент делается на том, что расчеты проводились с учетом взаимодействий между планетными эмбрионами и планетами. Начальные орбиты эмбрионов имели значение в интервале от 0.1 до 20 а.е., начальные массы – 0.01 массы Земли, масса центральной звезды принималась равной одной массе Солнца, металличность звезды выбиралась случайным образом из металличностей звезд списка объектов CORALIE. Внутренний радиус диска считался равным 0.05 а.е., масса дисков имела значения в диапазоне от 0.01 до 0.03 M_{\odot} , поверхностная плотность на расстоянии 5.2 а.е. – от 0 до 10 г/см² с длинным “хвостом” распределения вплоть до 50 г/см².

Аналогично подходу, использованному в работе Попкова и Попова [19], посвященной частоте сливаний экзопланет со звездами в результате приливной эволюции и ухода с ГП, мы аппроксимируем представленную в работе [15] диаграмму “ $a-M_{\text{pl}}$ ” несколькими группами распределений (см. рис. 2).

Каждая из групп I, IV–VI аппроксимируется двумерным логнормальным распределением, которое состоит из двух одномерных:

$$p(x) = \frac{1}{x\sqrt{2\pi\sigma^2}} \exp\left(-\frac{(\ln(x) - \zeta)^2}{2\sigma^2}\right), \quad (7)$$

где σ и ζ – параметры распределения (см. табл. 1).

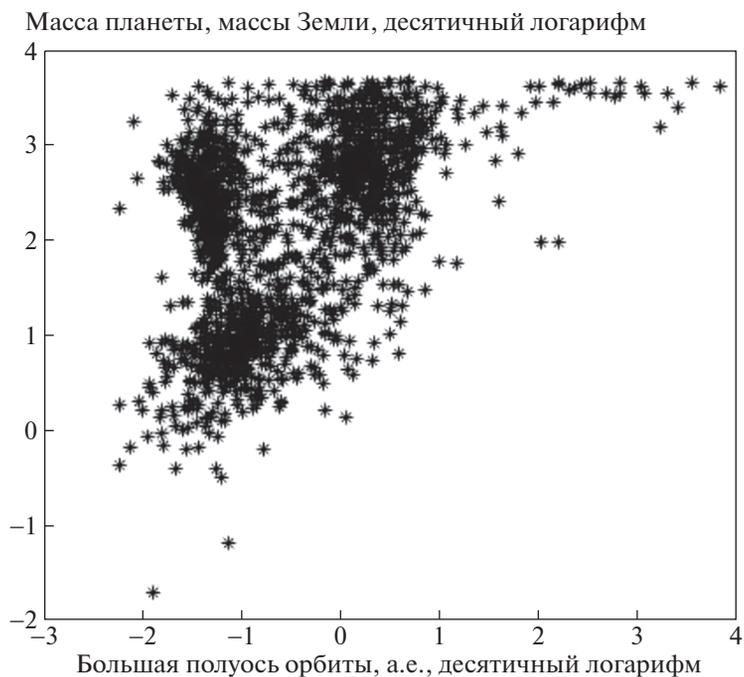


Рис. 1. Распределение подтвержденных экзопланет на плоскости “большая полуось орбиты планеты – масса планеты” по данным сайта exoplanet.eu. На рисунке приведены данные примерно по 1700 планетам, включая те, у которых в качестве массы известен только нижний предел $M \sin(i)$. Не включены планеты у пульсаров и белых карликов.

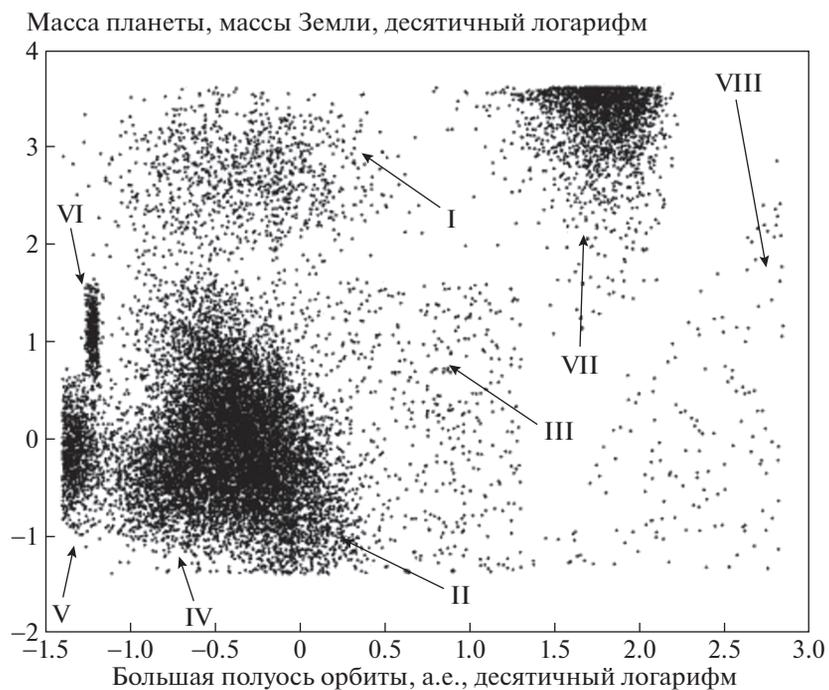


Рис. 2. Начальное распределение планет по массам и большим полуосям орбиты (показана популяция из 15000 планет).

Группа II аппроксимируется двумерным нормальным в логарифме распределением (bivariate Gauss distribution) следующего вида:

$$p(x, y) = \frac{1}{2\pi\sigma_x\sigma_y\sqrt{1-\rho^2}} \times \exp\left(-\frac{\phi^2/\sigma_x^2 + \psi^2/\sigma_y^2 - 2\rho\psi\phi/\sigma_x\sigma_y}{2(1-\rho^2)}\right), \quad (8)$$

где $\phi = \lg(x) - \zeta_x$, $\psi = \lg(y) - \zeta_y$, а σ_x , σ_y , ζ_x , ζ_y , ρ – параметры распределения (табл. 1). Группа III аппроксимируется двумерным равномерным в логарифмическом масштабе распределением.

Поскольку в статье [19] внимание было сосредоточено на тех планетах, которые могут слиться со своими звездами, т.е. на относительно близких к своим звездам, постольку в указанной работе авторы ограничиваются в своем моделировании перечисленными шестью группами планет, которые описывают большую часть полученного Алибертом и др. распределения на плоскости “ $a-M_{pl}$ ”. Анализ рис. 5 в [15] позволяет утверждать, что на нем есть еще одна немногочисленная группа планет (на нашем рис. 2 это группа VIII) – объектов, которые оказались на больших орбитах в результате гравитационного взаимодействия с другими телами в многопланетных системах на ранних стадиях их жизни. Согласно [15] доля таких планет в рассмотренной нами популяции составляет немногим менее 1%.

Данная группа описывается двумерным равномерным в логарифмическом масштабе “треугольным” распределением, в котором “гипотенуза” задана прямой, соединяющей на плоскости “ $a-M_{pl}$ ” точки с координатами ($\lg(20)$, $\lg(0.1)$) и ($\lg(700)$, $\lg(1200)$), а “катеты” определены в табл. 1.

Также мы добавили группу, которой нет в работе [15]. Это планеты, образовавшиеся в результате фрагментации самогравитирующего протопланетного диска. В описании данной группы мы следовали работе Форгана и др. [20]. Аппроксимируя нормальным распределением в логарифмической шкале распределение масс околозвездных дисков, как это сделано в статье Мордасини [16, рис. 4, табл. 2] (см. также рис. 3), и полагая, что такое распределение характерно для всего диапазона масс звезд в нашей работе, мы посчитали долю планетных систем, в которых будут присутствовать планеты, образовавшиеся в результате самогравитации фрагментов диска. Необходимо отметить, что в этих подсчетах сделано несколько предположений на основе результатов [20]. Следуя этой работе, во-первых, такие планеты могут образовываться лишь в дисках с массами в интервале от 0.125 до 0.4 массы звезды (более легкие диски вряд ли будут самогравитирующими, а более тяжелые очень быстро аккрецируют

Таблица 1. Группы начальных распределений планет на плоскости “ $a-M_{pl}$ ” и их параметры

Группа	Распределение	Параметры	Доля планет
I	Двумерное логнормальное	$\zeta_a = \ln(0.5)$ $\zeta_M = \ln(500)$ $\sigma_a = 0.9$ $\sigma_M = 1$	6.72%
II	Двумерное нормальное в логарифме	$\zeta_a = \lg(0.5)$ $\zeta_M = 0$ $\sigma_a = 0.25$ $\sigma_M = 0.45$ $\rho = -0.8$	46.78%
III	Равномерное в логарифме	$\lg(a_{\min}) = -0.7$ $\lg(M_{\min}) = -1.39$ $\lg(a_{\max}) = 1.3$ $\lg(M_{\max}) = 1.6$	5.19%
IV	Двумерное логнормальное	$\zeta_a = \ln(0.2)$ $\zeta_M = \ln(0.4)$ $\sigma_a = 0.5$ $\sigma_M = 0.8$	17.61%
V	Двумерное логнормальное	$\zeta_a = \ln(0.045)$ $\zeta_M = \ln(0.7)$ $\sigma_a = 0.2$ $\sigma_M = 0.8$	6.04%
VI	Двумерное логнормальное	$\zeta_a = \ln(0.06)$ $\zeta_M = \ln(12)$ $\sigma_a = 0.05$ $\sigma_M = 0.5$	2.72%
VII	Нормальное в логарифме (для масс) “Максвелловское” (для орбит)	$\zeta_M = 23 m_{Jup}$ $\sigma_M = 20 m_{Jup}$ $a = 40$	13.95%
VIII	“Треугольное” равномерное в логарифме	$\lg(a_{\min}) = \lg(20)$ $\lg(M_{\min}) = \lg(0.04)$ $\lg(M_{\max}) = \lg(1200)$ $\lg(a_{\max}) = \lg(700)$	1%

Примечание. Единицы измерения – а.е. и массы Земли, если не указано другое.

на звезду). Во-вторых, принималось, что среднее число фрагментов диска, которые могут стать планетами в данной системе, равно четырем. Наконец, в-третьих, в среднем выживает около 40% из этих фрагментов. С учетом написанного доля δ

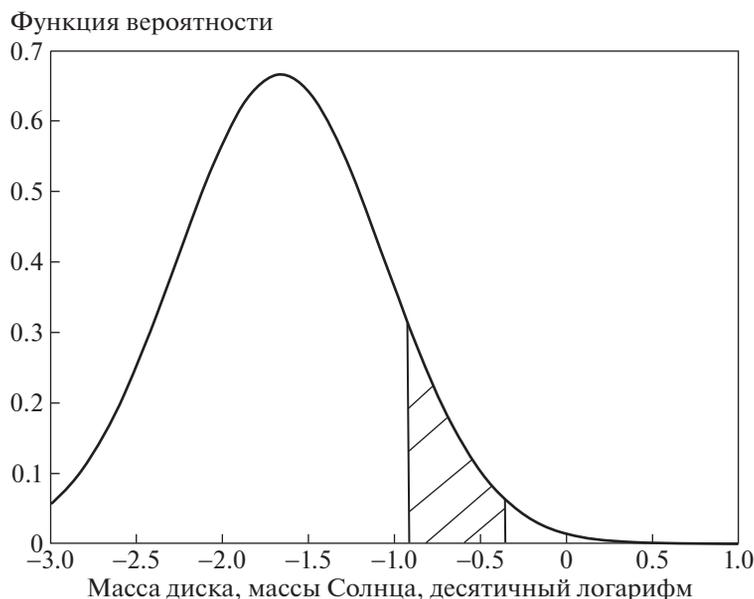


Рис. 3. Распределение по массам околозвездных дисков по данным из работы [16]. Параметры распределения: $\sigma = 0.6$, $\mu = -1.66$. Отмечен интервал масс, в котором в самогравитирующем диске могут образовываться планеты.

планет данной группы в популяции была вычислена по следующей формуле:

$$\delta = 0.4 \times 4 \times \frac{\int_{\lg(0.125)}^{\lg(0.4)} \exp\left(-\frac{(x+1.66)^2}{2 \times 0.6^2}\right) / \sqrt{2\pi \times 0.6^2} dx}{\int_{\lg(0.001)}^{\lg(1)} \exp\left(-\frac{(x+1.66)^2}{2 \times 0.6^2}\right) / \sqrt{2\pi \times 0.6^2} dx} \approx 0.1395. \quad (9)$$

При выборе функций для задания распределений данной группы планет в качестве ориентира служили распределения, приведенные в работе [20, рис. 3, рис. 7]. Распределение больших полуосей орбиты приближено функцией, схожей с распределением Максвелла:

$f(x) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{x^2}{\kappa^3} \exp\left(-\frac{x^2}{2\kappa^2}\right)$, где κ — параметр распределения, а распределение по массам нормальное в логарифме (см. табл. 1).

Доля каждой из первых шести групп планет в популяции определена по данным работы [19] и скорректирована путем пропорционального вычитания из каждой планет седьмой и восьмой групп. Процентное соотношение разных групп приведено в четвертом столбце табл. 1.

Независимо от того, к какой группе принадлежат планеты, для всей популяции в нашей работе определены нижний и верхний пределы по массе. Наименее массивные планеты — не легче 0.04 массы Земли, наиболее массивные — не мас-

сивнее 13 масс Юпитера (около 4120 масс Земли). Нижняя граница выбрана, таким образом, с ориентиром на массу наименее массивной планеты Солнечной системы, а также с учетом того, что на сегодняшний момент достоверно известно всего три экзопланеты с массами меньше этого предела². Верхняя же граница связана с нижним пределом на массу бурых карликов.

Для численного расчета орбит планет при больших значениях параметра ψ необходимы значения эксцентриситета и истинной аномалии. Для всей популяции мы принимали начальное значение истинной аномалии $f = 0$, а распределение начального эксцентриситета задавалось равномерным в диапазоне $0.01 < e < 0.1$. На наш взгляд, данные наблюдений и/или моделирования не позволяют с достаточной точностью задать распределение этого параметра. Фиксирование начального эксцентриситета на значениях 0.1 и 0.01 приводили к следующему изменению ключевых результатов: число поглощенных планет менялось на уровне 1%, число выброшенных планет — на уровне 0.04%.

2.3. Эволюционные треки

Для построения эволюционных треков был использован пакет библиотек MESA (Modules for Experiments in Stellar Astrophysics, Release 10398) [21]. Были построены эволюционные треки звезд с металличностью $Z = 0.02$ для следующих на-

² По данным exoplanet.eu/catalog

чальных масс: от 1 до $2.6 M_{\odot}$ с шагом $0.1 M_{\odot}$, затем — для масс $2.8, 3.0$ и $3.25 M_{\odot}$, наконец далее с шагом $0.25 M_{\odot}$ до $8 M_{\odot}$ включительно. Также были построены треки для менее массивных звезд, но в итоге они не использовались в моделировании, так как стадия красного гиганта у маломассивных звезд достигается за время, превышающее возраст Галактики (см. подраздел 5.1). При создании каждого из треков в файле входных настроек (inlist-файл) до начала расчета трека указывались начальная масса звезды, ее металличность, библиотеки, определяющие непрозрачность, используемое при расчетах уравнение состояния, темпы ядерных реакций в звезде, а также множество других параметров, которые можно сделать отличными от их значений, прописанных в настройках по умолчанию. В частности, при построении всех треков в файле входных настроек для расчета темпов потери массы на стадии красного гиганта (Red Giant Branch — RGB) мы указывали формулу Реймерса [22]:

$$\frac{\dot{M}_{*}}{M_{\odot} \text{ год}^{-1}} = 4 \times 10^{-13} \eta_R \left(\frac{L}{L_{\odot}}\right) \left(\frac{R}{R_{\odot}}\right) \left(\frac{M_{*}}{M_{\odot}}\right)^{-1}. \quad (10)$$

Здесь L — текущая светимость звезды, R — текущий радиус звезды, M — ее текущая масса (все три величины — в солнечных единицах), η_R — свободный параметр, значения которого для звезд с начальной массой до $3 M_{\odot}$ задавались в интервале $0.1-0.7$ и на RGB, и на AGB, а для более массивных звезд — в том же интервале на RGB и от 0.5 до 7 на AGB (см. подраздел 5.2). Для расчета темпов потери вещества на стадии асимптотической ветви гигантов (Asymptotic Giant Branch — AGB) использовалась формула Блэкера [22]:

$$\frac{\dot{M}_{*}}{M_{\odot} \text{ год}^{-1}} = 4 \times 10^{-13} \eta_R \left(\frac{L}{L_{\odot}}\right) \left(\frac{R}{R_{\odot}}\right) \left(\frac{M_{*}}{M_{\odot}}\right)^{-1} \times 4.83 \times 10^{-9} \left(\frac{L}{L_{\odot}}\right)^{2.7} \left(\frac{M_{*}}{M_{\odot}}\right)^{-2.1}. \quad (11)$$

Все построенные треки, подготовленные для моделирования, доведены до стадии белого карлика. В качестве критерия наступления данной стадии служило падение светимости (за счет остывания) ниже критического значения (см. рис. 4) после окончания потери массы. Модели звезд с начальной массой больше $3 M_{\odot}$ также удалось довести до стадии белого карлика. При этом асимптотическая ветвь гигантов заканчивается в используемых в работе моделях массивных звезд стадией тепловых вспышек (Thermal Pulse Asymptotic Giant Branch — TPAGB), ограничивающейся одним или двумя кратковременными повышением светимости (и темпа потери массы). В ходе них теряется большая часть гелиево-водо-

родной оболочки звезды (см. рисунки в Приложении), после чего трек “поворачивает” в сторону увеличения эффективной температуры, и звезда переходит на стадию планетарной туманности, на которой тоже происходит потеря массы (несколько десятых M_{\odot}).

Началом эволюционного трека для звезд с начальной массой менее $3 M_{\odot}$ была стадия до ГП, в более массивных — начало ГП. Результатом расчета звездного эволюционного трека для каждой из указанных выше начальных масс является группа profile-файлов, каждый из которых описывает структуру звезды на соответствующей стадии ее эволюции, и history-файл, содержащий информацию об изменении основных параметров звезды от одной стадии к другой. В число параметров, изменение которых фиксируется в history, входят текущий возраст звезды, ее эффективная температура, ее светимость, масса, радиус, темп потери массы, содержание водорода, гелия в центре звезды и многие другие. History-файлы рассчитанных нами в MESA треков содержат информацию об изменении основных параметров звезды на протяжении от примерно 1200 (для некоторых моделей массивных звезд) до 30000 эволюционных стадий, большинство из которых соответствует эволюции звезды после ГП, в том числе асимптотической ветви и ветви красных гигантов.

Из параметров, содержащихся в history-файлах, непосредственно для популяционного синтеза нам нужны темп потери массы, радиус звезды и соответствующий возраст звезды, либо длительность текущей стадии эволюции. Основной процедурой популяционного синтеза был расчет орбиты планеты на каждой эволюционной стадии родительской звезды. В этой связи одной из задач было не перегрузить программный код слишком большим объемом вычислений из-за большого числа эволюционных стадий. Другая задача состояла в том, чтобы при исключении “лишних” эволюционных стадий отслеживать, что оставшиеся стадии и соответствующие им темпы потери массы дают такую же (в пределах погрешности) конечную массу звезды, т.е. белого карлика, которая получалась в расчете MESA. Третья задача — не исключить в качестве “лишней” стадию, на которой радиус звезды достигает текущего максимума (поскольку увеличивающаяся в размерах звезда может поглотить близкую планету).

Решая эти задачи и работая с полученными по данным history-файлов зависимостями темпа потери массы от времени и радиуса звезды от времени (в том числе в их графическом представлении), мы сделали усеченные версии треков, содержащие, в зависимости от массы звезды, от 30 до 170 эволюционных стадий. Самыми длинными

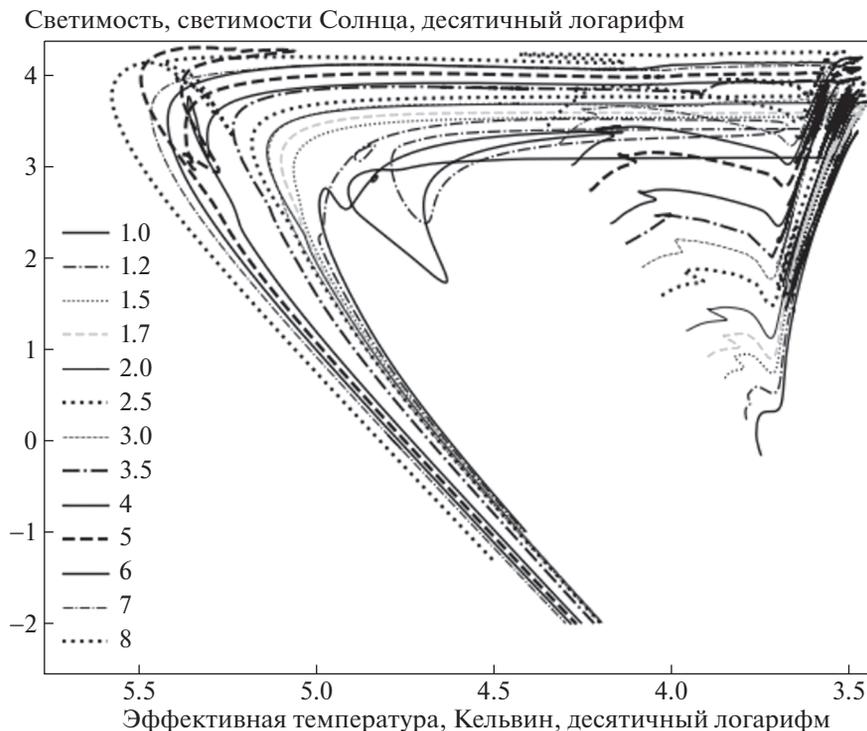


Рис. 4. Диаграмма Герцшпрунга–Рассела от стадии ГП до стадии белых карликов для некоторых треков, использованных в моделировании. Указаны начальные массы.

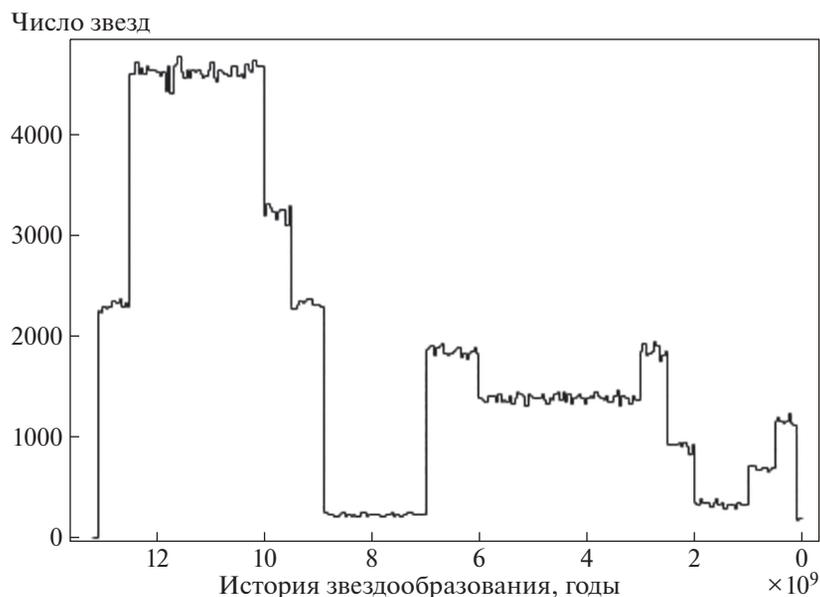


Рис. 5. История звездообразования в Галактике, использованная в моделировании. Ширина бина составляет 50 млн. лет. Число звезд в выборке — 500 000. Нормировка произведена таким образом, что масса всех сформировавшихся звезд Галактики в диапазоне от 1 до 8 масс Солнца равна $19.55 \times 10^9 M_{\odot}$.

получились те, где происходит наибольшее количество тепловых вспышек на стадии TRAGB (пример фрагмента такого трека приведен в При-

ложении). Массы белых карликов, получаемые по усеченным трекам, систематически больше масс по данным исходных треков в пределах 1%.

Первая стадия в каждом из треков оказывалась самой длительной. Это стадия ГП. Темп потери массы на ГП рассчитывался как среднее значение от темпа потери в начале и в конце стадии ГП. Началом ГП мы считали этап, когда центральное содержание водорода уменьшилось на одну сотую по сравнению с его начальным содержанием, а окончанием ГП — момент, когда центральное содержание водорода стало меньше одной сотой от начального. Во всех усеченных треках для каждой из стадий прописывались ее длительность, средний темп потери массы на данной стадии и радиус звезды в конце стадии. В некоторых треках массивных звезд сохранены отдельные “стадии”, длительность которых не превышает нескольких лет. Это сделано в тех случаях, когда темп потери массы очень высок (выше, чем $10^{-4} M_{\odot}/\text{год}$, см. Приложение).

3. ПОПУЛЯЦИОННЫЙ СИНТЕЗ. ПРОГРАММНЫЙ КОД

Первым шагом в программном коде, написанном в пакете MatLab, в качестве одной из констант назначается общее число пар “звезда + планета”. Это число определяет количество повторений в цикле описанных ниже процедур, а также число планет каждой из групп распределений в плоскости “ $a-M_{\text{pl}}$ ”. Каждой паре “звезда + планета” в программном коде случайным образом (с использованием встроенного в MatLab генератора псевдослучайных чисел), в соответствии с описанными начальными распределениями, приписывались значения большой полуоси орбиты планеты, массы планеты и массы звезды (начальное распределение звезд по массам задано функцией Солпитера $dN/dM \sim M^{-2.3}$ [23, 24]). Генерируемые массы звезд лежат в интервале от 1 до $8 M_{\odot}$.

Также задаются начальное значение эксцентриситета и истинная аномалия орбиты планеты, которая выбирается одинаковой для всех систем. На первом шаге определяется бин в истории звездообразования (“возрастная группа”) для звезды и соответствующий данной группе максимально возможный возраст звезды. Для этого вся история звездообразования в Галактике делится на несколько этапов (см. рис. 5) с разными темпами звездообразования, следуя аппроксимации в работе [25, рис. 1]. При этом предполагается, что на протяжении всей истории звездообразования начальное распределение звезд по массам задается функцией Солпитера. Для каждого этапа рассчитывается отношение суммарной массы сформировавшихся за это время звезд к общей массе звезд Галактики в интервале от 1 до $8 M_{\odot}$, которая равна $19.55 \times 10^9 M_{\odot}$, поскольку суммарную начальную массу всех звезд Галактики, сформиро-

вавшихся за время ее жизни, считаем равной $50 \times 10^9 M_{\odot}$ [25]. Данное отношение определяет диапазон величин случайных чисел, соответствующих звездам, сформировавшимся на данном этапе истории звездообразования. Далее, используя генератор псевдослучайных чисел, мы получаем величину, определяющую “возрастную группу” звезды. Затем, повторно прибегая к генератору псевдослучайных чисел, а также к условным операторам, разыгрываем максимально возможный возраст звезды.

Затем рассчитывается коэффициент N_{planets} , определяющий число планет у звезды. Формула для расчета данного коэффициента взята из работы [19]:

$$N_{\text{planets}} = \begin{cases} (M_*/M_{\odot})^{1.2} N_{\text{planet,sun}}, & \text{если } M_* < 1.5 M_{\odot}; \\ 10, & \text{если } M_* > 1.5 M_{\odot}. \end{cases} \quad (12)$$

Здесь $N_{\text{planet,sun}} = 8$ — число планет в Солнечной системе. Данный коэффициент позволяет рассчитать среднее число планет у звезды, которое используется как дополнительный множитель при получении конечных распределений планет (см. ниже ф-лу (13)).

На следующем шаге значение массы звезды в текущей паре сравнивается с теми массами звезд, для которых построены эволюционные треки, и для дальнейшей работы осуществляется выбор наиболее близкой по массе модели и считывается соответствующий файл усеченного трека. То есть, распределение по массам бинировано в соответствии с выбранными значениями начальным масс треков, рассчитанных в MESA. Значение большой полуоси орбиты и значение массы звезды на первой эволюционной стадии трека назначаются равными начальным значениям орбиты и массы звезды.

Далее рассчитывается параметр ψ . Если его величина менее 0.1, то значения большой полуоси орбиты и массы звезды на момент окончания данной эволюционной стадии определяются по формулам (5) и (6) соответственно, эксцентриситет и истинная аномалия не меняются. Если $\psi \geq 0.1$, то с использованием классического метода Рунге—Кутты четвертого порядка численно решается система из уравнений (1)–(3) и условия $\dot{M}_* = \text{const}$, где константа определяется считываемым из файла значением темпа потери массы на данной стадии. Шаг сетки выбирается с ориентацией на длительность эволюционной стадии: минимальный шаг (0.1 год) выбирается для очень коротких стадий и для стадий, когда $\psi > 3$. Для стадий длительностью более 100 лет применяется

шаг, равный 5 годам, при длительности стадии более 1000 лет – 50 годам, для всех остальных – 1 год.

После решения указанной системы уравнений для следующей эволюционной стадии помимо новых значений массы звезды и большой полуоси орбиты планеты имеются новые значения эксцентриситета и истинной аномалии. Перед переходом к следующей эволюционной стадии текущее значение орбиты сравнивается с текущим радиусом звезды, а текущий возраст, рассчитываемый как сумма всех прошедших эволюционных стадий, с максимально возможным возрастом.

Если значение перицентрического расстояния планеты и текущее значение радиуса звезды становятся равны или радиус оказывается больше орбиты планеты, то индекс поглощенных планет увеличивается на единицу.

Число эволюционных стадий в треке (равное числу строк в файле усеченного трека) определяет число повторений расчета значения текущей массы звезды. Оно также определяет число повторений расчета значения большой полуоси орбиты планеты, если величина ψ не превышает 0.1.

Вычисления останавливаются, если текущий возраст звезды на какой-то стадии достигает или превышает изначально определенный для нее конечный возраст.

Если эксцентриситет на каком-то этапе достигает величины $e \geq 0.998$ (в том числе, в середине эволюционной стадии), то индекс “убежавших” из системы планет увеличивается на единицу, изменение элементов орбиты прекращается (до конца эволюции на всех следующих стадиях сохраняются их значения, фиксированные в момент, когда эксцентриситет стал больше 0.998), масса звезды продолжает рассчитываться в соответствии с темпами потери как на текущей, так и на каждой следующей эволюционной стадии по формуле (6). Мы варьировали критическое значение эксцентриситета в диапазоне от 0.99 до 0.999, что не приводило к существенному изменению числа “убежавших” (и поглощенных) планет. При критическом значении $e > 0.999$ мы сталкиваемся с неустойчивостью в работе кода.

Значения элементов орбиты, а также значения массы и радиуса звезды в конце каждой эволюционной стадии фиксируются (т.е. их значения доступны в том числе после окончания выполнения всей программы).

Код предусматривает также откат назад по времени, уменьшение шага до 0.01 года и численное решение системы из уравнений (1)–(3) и уравнения $\dot{M}_* = \text{const}$ с уменьшенным шагом по времени в случае, если при текущей сетке значение эксцентриситета оказалось меньше нуля.

Для окончательной оценки числа “убежавших” и поглощенных планет и получения конечных распределений выживших планет по орбитам и эксцентриситету в Галактике (для заявленного выше диапазона начальных масс звезд) используется коэффициент N_{planets} из формулы 12 и множитель k (см. ниже ф-лу (14)). Так что искомое число N соответствующих тем или иным характеристикам планет (например, убежавших или поглощенных и т.д.) в Галактике определяется следующим выражением:

$$N = k \frac{N_{\text{calc}} \sum_{n=1}^{N_{\text{tot}}} N_{\text{planets},n}}{N_{\text{tot}}}, \quad (13)$$

где N_{calc} – число планет с соответствующими характеристиками, получившееся в моделировании, N_{tot} – общее число пар “звезда + планета” в моделировании, равное 500 000, коэффициент k :

$$k = \frac{\int_1^8 M^{-2.3} dM}{N_{\text{tot}}} \times \frac{M_{\text{Gal}}}{\int_{0.1}^{0.5} M^{-0.3} dM + \int_{0.5}^{150} M^{-1.3} dM}, \quad (14)$$

где M_{Gal} – масса всех звезд Галактики ($50 \times 10^9 M_{\odot}$, см. [25]), $N_{\text{tot}} = 500\,000$, как и в формуле (13). Для этих параметров получаем $k \approx 17851$.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ

4.1. Распределение по орбитам. “Убежавшие” планеты

В результате эксперимента из популяции в 500000 планет около 60.2% оказываются поглощены родительскими звездами на стадии красного гиганта (RGB и AGB), порядка 0.3% покинули свои планетные системы и превратились в “убежавшие”, пополнив популяцию планет, для которых в английском языке используется термин “free-floating planets”. Используя формулы (13) и (14), мы на основе полученной статистики “убежавших” планет оценили их число в Галактике и получили значения в диапазоне около 278–297 млн.

При этом в тех диапазонах масс звезд, которые не охвачены в коде, по нашему предположению звезды практически не производят “убежавшие” планеты либо из-за недостаточной потери массы и звездного ветра в случае малых масс звезд, либо из-за короткого времени жизни околозвездного диска, затрудняющего формирование планет, в случае массивных звезд с мощным потоком излу-

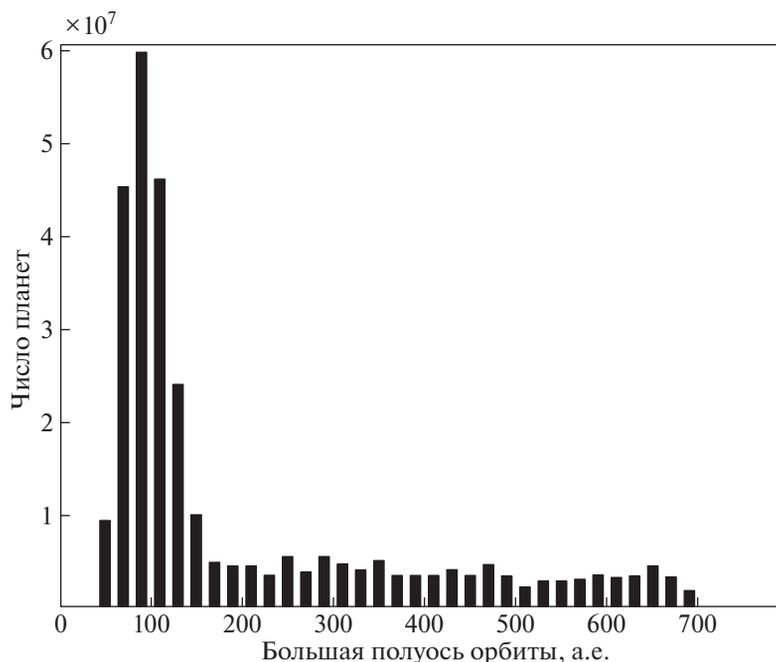


Рис. 6. Распределение начальных орбит “убежавших” планет. Бин – 20 а.е. Число объектов нормировано на параметры Галактики.

чения [26]. Разумеется, какое-то количество планет может покидать свои системы из-за динамического взаимодействия с другими объектами, но такой канал не рассматривается в данной работе.

Из выживших планет у звезд, прошедших все эволюционные стадии (т.е. ставших белыми карликами), минимальные значения большой полуоси орбиты наблюдаются у планет из I–IV групп распределения “ $a-M_{pl}$ ” (наименьшее значение около 1.036 а.е. у планеты из группы II с начальным значением орбиты около 0.538 а.е. и начальным эксцентриситетом $e \approx 0.01$, мало изменившимся за время жизни звезды). Максимальные орбиты – у планет VII и VIII групп, “убежавшие” планеты тоже принадлежали только VII и VIII группам. Большинство убежавших планет имели начальные орбиты, близкие к 100 а.е. (см. рис. 6).

Как видно на рис. 7, из V и VI групп (см. также рис. 2) ни одной планеты у звезд, которые успели доэволюционировать до стадии белого карлика, не выжило: они оказались поглощены расширившимися оболочками родительских звезд на стадии гиганта. Это связано с тем, что звезды к моменту превращения в красный гигант успевают сбросить такую долю массы, что орбиты планет увеличиваются мало и близкие к звезде планеты указанных групп оказываются поглощенными; наименее массивные звезды сбрасывают на RGB большую долю своей массы, чем на AGB, но и радиус их растет значительно на этой стадии. Стоит отметить также, что из звезд популяции, не

успевших проэволюционировать до стадии белого карлика, тоже есть такие, которые поглотили свои планеты.

Значительная группа планет перешла на высокоэксцентричные орбиты (рис. 8). Поскольку формальным критерием покидания планетой своей родительской системы считалось достижение значения эксцентриситета $e = 0.998$, то среди выживших планет есть несколько примеров с эксцентриситетом $e > 0.99$ и орбитой более, чем 10^5 а.е., а у пары планет даже более парсека. Понятно, что такие планеты можно считать связанными лишь по указанному выше формальному признаку, принимая же во внимание, например, галактические приливы, их стоит относить к числу “убежавших”. Тем не менее в приводимой здесь статистике они не включены в число “убежавших”. Это объясняется тем, что количество планет с орбитами более 10^4 а.е., но формально не покинувших свои родительские системы, получилось относительно небольшим – около $0.03 \pm 0.003\%$ от рассмотренной популяции, а в пересчете на Галактику – около 30 млн. планет.

Распределение остальных выживших планет по орбитам у белых карликов представлено на рис. 9. В частности, на нем видно наличие локального максимума в распределении числа планет в районе 100–200 а.е. Данный максимум связан с наличием достаточно многочисленной группы планет, имеющих большие начальные значения

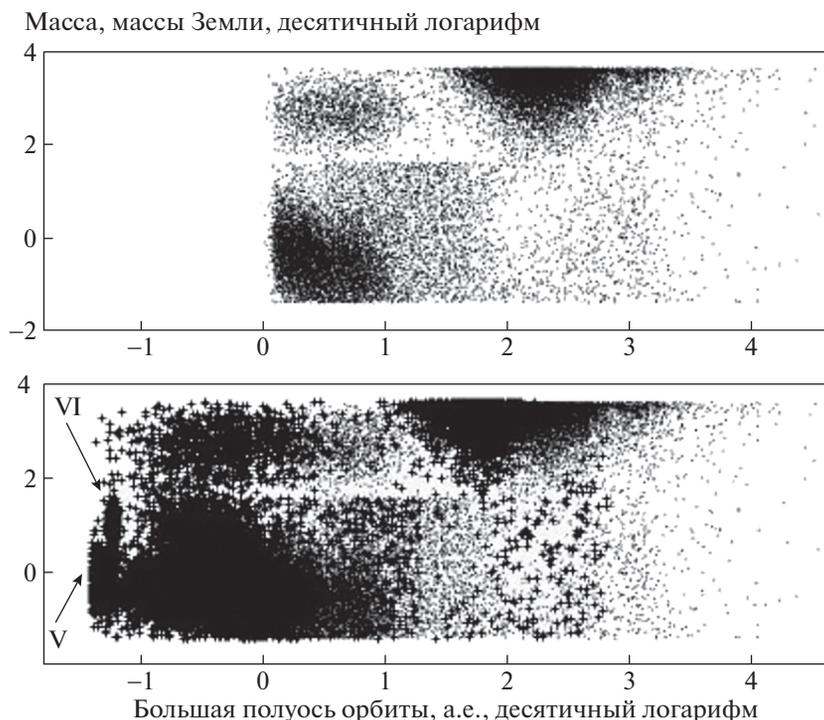


Рис. 7 Распределение планет по массам и большим полуосям орбиты в конечной стадии эволюции, полученное в моделировании. Вверху — для звезд популяции, проэволюционировавших до стадии белого карлика (БК), внизу — для всех звезд. Знаком “+” обозначены планеты у звезд, не дошедших до стадии БК. Чтобы не загромождать рисунок, показано 100000 точек, т.е. 20% от рассмотренной в моделировании популяции.

большой полуоси орбиты (см. также рис. 2, 7 и табл. 1).

4.2. Будущее Земли

С тем же программным кодом, который описан в работе, проведен эксперимент для пары “Земля + Солнце” (текущий возраст Солнца принят равным 4.58 млрд. лет).

В нашей модели Земля к моменту превращения Солнца в белый карлик массой около $0.52 M_{\odot}$ не будет поглощена звездой на стадии красного гиганта и будет иметь большую полуось орбиты около 1.922 а.е. (рис. 10). Однако существуют исследования, которые показывают, что Земля будет поглощена Солнцем, когда последнее будет находиться на стадии красного гиганта. Так, по расчетам, представленным в работе Шрёдера и Смита [27], Земля будет поглощена из-за действия приливных эффектов, которые не учитываются в нашей работе. Однако даже учет приливов, судя по максимальной величине радиуса Солнца в нашей модели, не привел бы к поглощению Земли. Полученное нами по трекам MESA максимальное значение радиуса звезды с начальной массой в $1 M_{\odot}$ уступает значениям, которые приведены в работе [27]: $185 R_{\odot}$, или 0.844 а.е., против

порядка $255 R_{\odot}$, или около 1.188 а.е. в нашей модели. Надо, однако, отметить, что эволюционная модель для Солнца в указанной работе получена для металличности $Z = 0.0188$, более близкой к реальной солнечной металличности, чем значение $Z = 0.02$, использованное во всех треках в нашем моделировании. Также отметим, что помимо радиусов отличается и время, которое проживает Солнце до достижения им пика стадии гиганта (в моделях Шрёдера это происходит примерно на 20 млн. лет раньше, ср. рис. 10 в нашей работе и рисунок из работы [27, рис. 1]).

4.3. “Убежавшие” планеты и планеты у массивных звезд и звезд-гигантов

В базах данных по экзопланетам на данный момент очень мало наблюдательных примеров планет у звезд массой 3 и более масс Солнца. Среди подтвержденных примеров: о UMa b, Hip 79098 (AB) b, HD 17092 b, HD 13189 b, HD 119445, v Oph b и c, BD+20 2457 b и c^{3, 4}. Причем четыре последние скорее представляют собой бурые карлики, чем планеты. Есть исследования и наблю-

³ exoplanet.eu/catalog

⁴ <https://exoplanetarchive.ipac.caltech.edu/cgi-bin/TblView/nph-tblView?app=ExoTbls&config=PS>

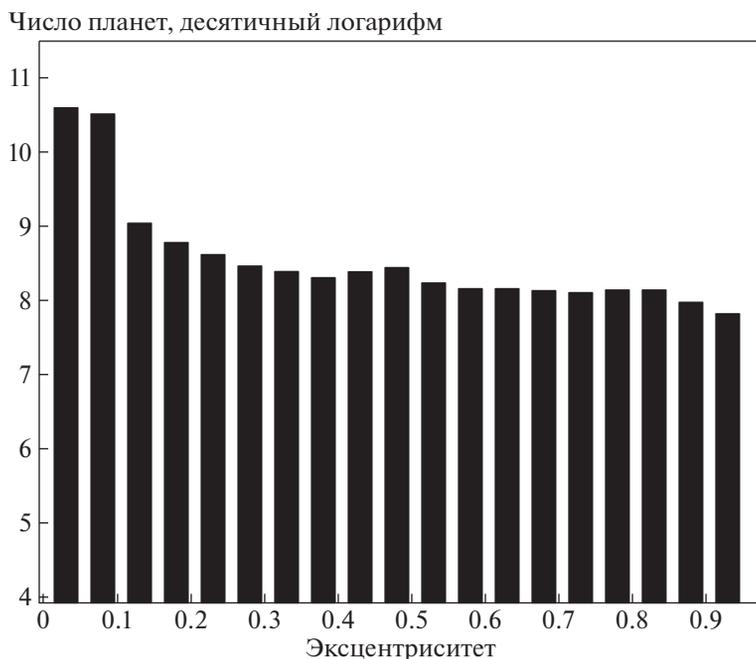


Рис. 8. Распределение выживших планет по эксцентриситету орбиты для звезд, проэволюционировавших до стадии белого карлика. Бин – 0.05. Число объектов нормировано на параметры Галактики.

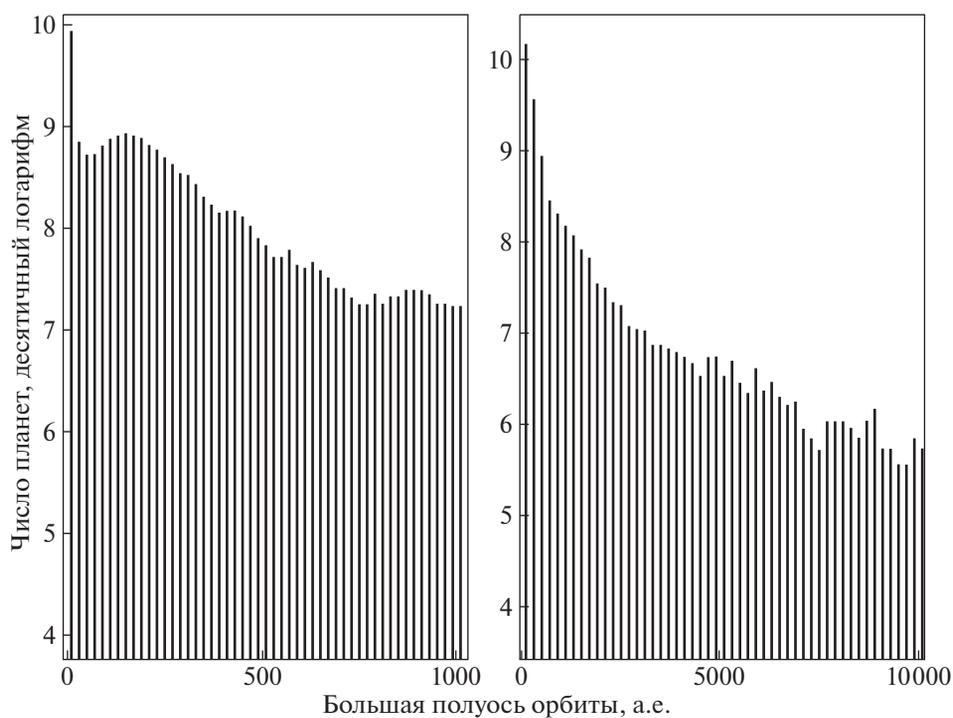


Рис. 9. Конечное распределение планет по большим полуосям орбиты у звезд, проэволюционировавших до стадии белого карлика. Слева – бин по 20 а.е., справа – по 200 а.е. Число объектов нормировано на параметры Галактики.

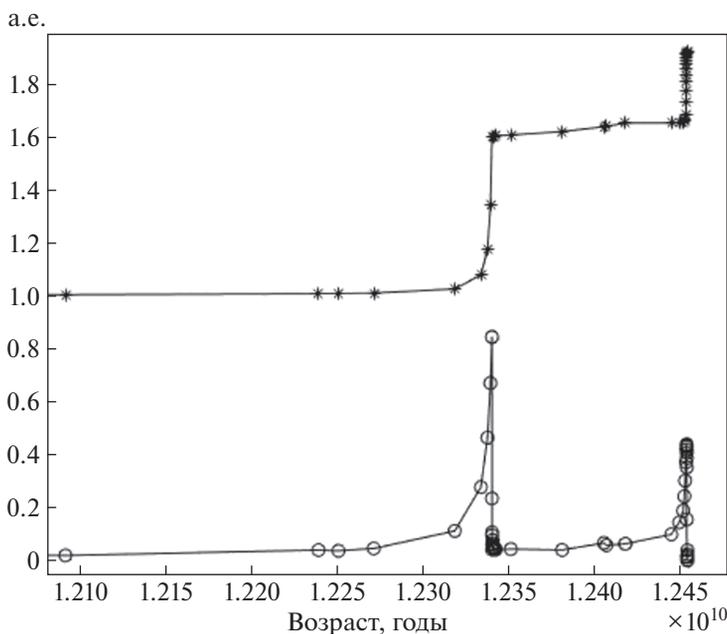


Рис. 10. Результат расчета эволюции орбиты Земли (звездочки, верхняя кривая) и эволюция радиуса Солнца (кружки, нижняя кривая) с использованием трека MESA для звезды с начальной массой $1 M_{\odot}$.

дательные программы, посвященные поиску планет у звезд-гигантов, в ходе которых у более чем ста звезд массивнее $2.7 M_{\odot}$ не обнаружено ни одной планеты [28]. Обсуждая эти результаты, авторы [28] отстаивают позицию, согласно которой условия в протопланетных дисках звезд с начальными массами выше $2.5\text{--}3 M_{\odot}$ таковы, что там в принципе не могут сформироваться планеты-гиганты. Вместе с тем есть и другие исследования, посвященные планетам у звезд с массами в интервале от 6 до $8 M_{\odot}$ [26] и показывающие теоретическую возможность выживания планет у таких звезд.

Массивные звезды интересуют нас потому, что именно они теряют в ходе своей эволюции до стадии белого карлика достаточное количество массы и достигают на соответствующих стадиях своей эволюции таких темпов потери массы, которые могут приводить в потере планет (см. рис. 11). В нашем моделировании наименее массивная звезда, планета при которой оказалась “убежавшей” в конце эволюции, имеет начальную массу $2.6 M_{\odot}$ (начальная орбита данной планеты, принадлежащей к VIII группе распределения “ $a-M_{\text{pl}}$ ”, составляет $a_{\text{in}} \approx 663$ а.е.). Для “убежавших” планет из VII группы распределения “ $a-M_{\text{pl}}$ ” наименее массивными звездами были звезды с массой начиная от $3.5 M_{\odot}$.

Поскольку звезда теряет массу, то интересны могут быть наблюдательные примеры не только звезд массивнее $3 M_{\odot}$, но и планет у несколько

менее массивных звезд, находящихся на эволюционной стадии гигантов и уже потерявших некоторую долю своей массы. Примеров планет у гигантов значительно больше, чем у звезд, массивнее $3 M_{\odot}$, около 150 объектов⁵, открытых в большинстве случаев по вариации лучевой скорости. Большинство этих планет обращаются на орбитах с большой полуосью менее 5 а.е. (рис. 12). Примеров планет с большой полуосью более 10 а.е. у звезд-гигантов пока нет совсем (правда, есть несколько примеров у субгигантов: TYC 8998–760–1 b⁶, κ And b⁷, 51 Eri b⁸).

Наше моделирование показывает, что в среднем для “убежавших” планет с меньшими начальными орбитами суммарная сброшенная звездой масса должна быть, очевидно, больше, чем для изначально удаленных от своих звезд планет. Самая близкая из “убежавших” планет в моделировании имеет начальную орбиту $a_{\text{in}} \approx 52$ а.е. и эксцентриситет, близкий к $e = 0.1$, она была выброшена звездой с начальной массой $7.5 M_{\odot}$. В этом свете можно было бы сделать вывод, что по наблюдательным данным из каталогов экзопланет среди уже открытых планет кандидата в будущие “убежавшие” планеты не найти. Однако

⁵ См. on-line каталоги <https://www.lsw.uni-heidelberg.de/users/sreffert/giantplanets/giantplanets.php> и <http://www.astronet.ru/db/msg/1391325>

⁶ http://exoplanet.eu/catalog/tyc_8998-760-1_b

⁷ http://exoplanet.eu/catalog/kappa_and_b

⁸ http://exoplanet.eu/catalog/51_eri_b

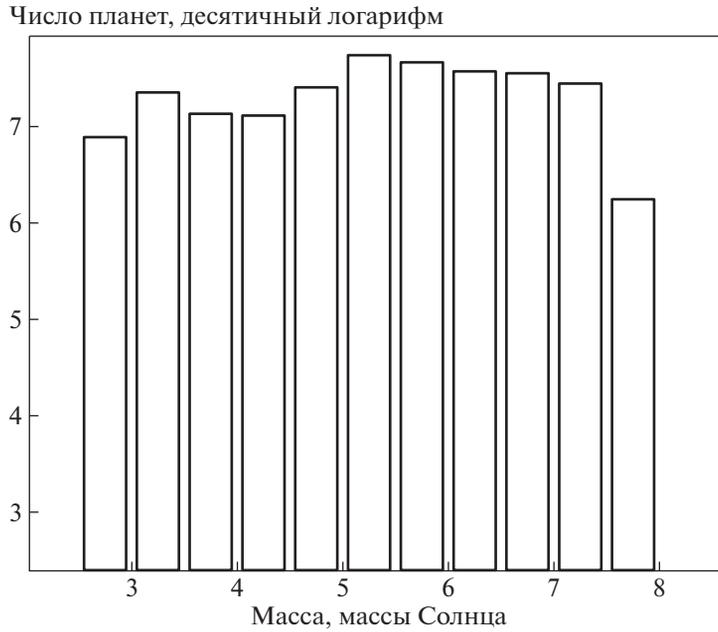


Рис. 11. Распределение начальных масс звезд, планеты которых оказались выброшены из родительских планетных систем. Бин – $0.5 M_{\odot}$. Число объектов нормировано на параметры Галактики.

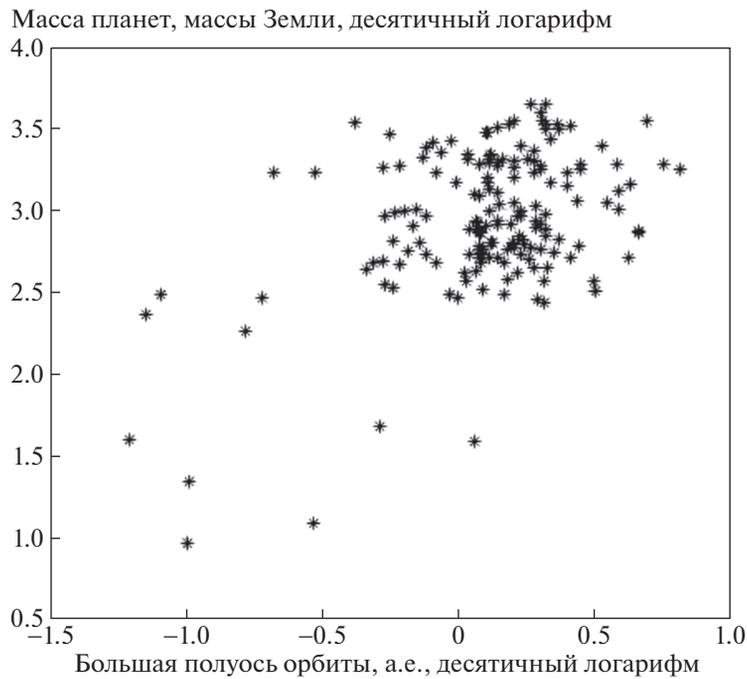


Рис. 12. Распределение экзопланет на плоскости “ $a-M_{pl}$ ” у звезд-гигантов и субгигантов по данным каталога exoplanet.eu.

среди подтвержденных планет у звезд-гигантов есть несколько примеров с большим значением эксцентриситета: у планеты HD 76920 b значение эксцентриситета составляет $e = 0.856$, а большая

полуось орбиты равна $a = 1.15$ а.е., у HD 75458 b $e = 0.713$ при орбите $a = 1.275$ а.е., у HD 238914 b – $e = 0.56$, $a = 5.7$ а.е., у HD 102272 c – $e = 0.68$, $a = 1.57$ а.е., у HD 14067 b – $e = 0.533$, $a = 3.4$ а.е.,

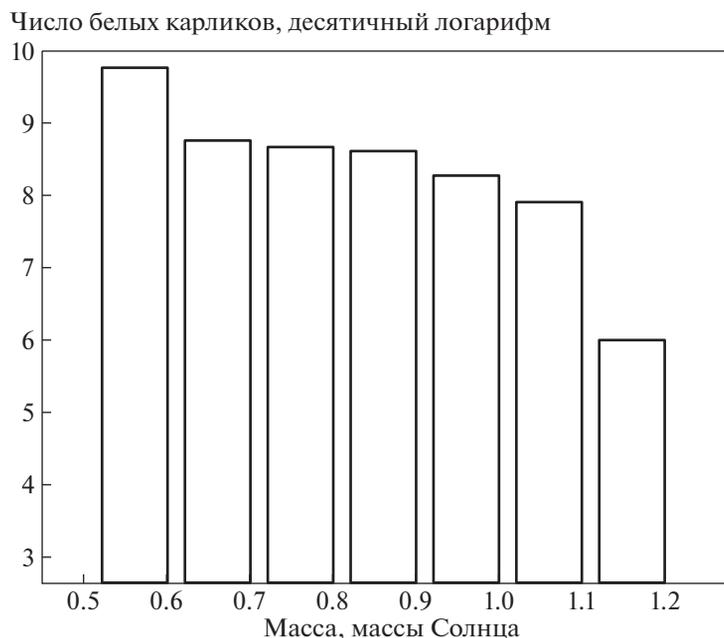


Рис. 13. Распределение белых карликов по массам для звезд с начальными массами в интервале $(1-8) M_{\odot}$ согласно результатам нашего моделирования. Бин равен $0.1 M_{\odot}$. Число объектов нормировано на параметры Галактики.

у Hip 97233 b – $e = 0.61$, $a = 2.55$ а.е., у HD 1690 b – $e = 0.64$, $a = 1.3$ а.е., у Kepler–432 c – $e = 0.64$, $a = 1.188$ а.е., у BD+48 740 b – $e = 0.76$, $a = 1.7$ а.е.⁹ Среди указанных систем есть такие, где звезда имеет массу около 1.5 и даже $\sim 2 M_{\odot}$ и в зависимости от темпов, с которыми она большую часть этой массы потеряет, эксцентриситет орбиты планеты теоретически в будущем может оказаться больше единицы, т.е. планета окажется более не связанной со своей звездой. Если рассмотреть не только планеты у проэволюционировавших звезд, но также и у звезд ГП, то там также можно найти кандидатов в будущие “убежавшие” планеты.

5. ОБСУЖДЕНИЕ

5.1. Массы белых карликов

В моделировании 82–83% звезд рассмотренной популяции успевают проэволюционировать и превратиться в белые карлики. Результирующее распределение белых карликов по массе изображено на рис. 13. Самый массивный белый карлик, получившийся в наших расчетах, имеет массу около $1.16 M_{\odot}$, самый легкий – $0.519 M_{\odot}$. Сравнение с современными теоретическими и наблюдательными данными по белым карликам показывает относительно неплохую корреляцию наших результатов с этими данными с учетом того, что наше моделирование не включает эволюцию ма-

ломассивных звезд малой металличности (ср. рис. 13 с данными работ [29–31]).

Как было упомянуто в подразделе 2.3, время жизни звезд с массой менее $1 M_{\odot}$ и металличностью $Z = 0.02$ до превращения их в белый карлик, согласно расчетам в MESA, превышает время жизни Галактики. Так, для звезды с начальной массой $0.9 M_{\odot}$ время жизни на ГП составляет около 13.3 млрд. лет, а чтобы звезда достигла пика ветви гигантов, нужно еще примерно 4.5 млрд. лет. Звезда с массой $0.95 M_{\odot}$ живет на ГП приблизительно 10.6 млрд. лет, и, прежде чем она достигнет после этого своего максимального радиуса на ветви гигантов, проходит еще более 4 млрд. лет.

Мы провели сравнение этих результатов, полученных в MESA, с результатами расчетов эволюционных треков, проведенных разными научными группами. В частности, в статье [32], представляющей эволюционные модели маломассивных звезд, приведены следующие времена жизни на ГП для звезд с металличностью $Z = 0.02$ и начальной массой 0.8 и $0.9 M_{\odot}$: 22.7 и 14 млрд. лет соответственно. Для звезды начальной массой $0.95 M_{\odot}$ проведено сравнение с треками PARSEC падуанской группы [33]: за 13.7–13.8 млрд. лет центральное содержание водорода звезды указанной начальной массы успевает упасть больше, чем в сто раз (т.е. можно говорить об окончании стадии ГП), но звезда еще далека даже до того, чтобы достичь стадии гиганта, не говоря уже о белом карлике. Таким образом, сравнение с современными пере-

⁹ <http://exoplanet.eu/catalog>

довыми расчетами звездной эволюции позволяет считать наш выбор интервала масс звезд-прародителей белых карликов уместным, поскольку в моделировании нас интересовало положение дел, которое может иметь место в современной нам Галактике.

5.2. Эволюционные треки

Поскольку полученные с помощью пакета MESA значения радиусов звезд и их темпов потери массы на разных стадиях эволюции играют в нашем моделировании определяющую роль в итоговой статистике планет, то они заслуживают обсуждения и сравнения их с известными расчетами. Выше мы уже обсуждали различия для звезд с массой $1 M_{\odot}$. Для более массивных звезд сравнение наших результатов с другими усложняется наличием стадии TPAGB, когда радиус за n -е количество пульсаций звезды то увеличивается, то возрастает, и далеко не все треки рассчитаны до конца TPAGB. В табл. 2 приведены сравнения для некоторых начальных масс.

Среди использованных в моделировании треков, построенных в MESA, максимальный радиус достигается у звезды начальной массы $6 M_{\odot}$. Он составляет ≈ 2.3 а.е. Судя по проведенному нами сравнению, максимальные радиусы полученных в MESA моделей меньше, чем в моделях SSE, а многие из доступных треков PARSEC не доведены до конца стадии TPAGB.

Что касается темпов потери массы, то в MESA для треков наиболее массивных звезд (от $3.5 M_{\odot}$) мы получили на отдельных очень кратковременных стадиях эволюции очень большие значения, которые не соответствуют существующим наблюдениям. Самое большое значение ($10^{-2.2} M_{\odot}/\text{год}$) получено для моделей с начальными массами в 6.0 и $7.5 M_{\odot}$, в которых звезда теряет массу с такой интенсивностью в течение примерно пятидесяти лет. Интересно, что при неизменных прочих настройках в inlist-файле трека использование меньших значений параметра η_R в формуле (11) давало на коротком эволюционном отрезке наибольшие по модулю значения темпов потери массы. Большие же значения данного параметра давали в свою очередь меньший абсолютный максимум значений темпов потери, но зато на более длинном отрезке времени.

Расчеты звездной эволюции с темпами потери массы, близкими к полученным нами ($(4-7) \times 10^{-4} M_{\odot}/\text{год}$), в конце стадии AGB и при сбросе планетарной туманности можно найти в работах [34, 35]. До $\sim 10^{-3} M_{\odot}$ в год доходят оценки звездного “суперветра” для некоторых из наблюдаемых OH/IR звезд [36–39] и др. Именно в контек-

Таблица 2. Сравнение максимальных радиусов звезд по данным разных треков

Начальная масса, M_{\odot}	PARSEC	SSE	MESA
2	1.147	1.869	1.536
5	2.16	4.98	1.899
6*	3.034	5.97	2.252

Примечание. Радиусы звезд для разных треков приведены в единицах а.е.

* К моменту начала стадии TPAGB у звезды с массой $6 M_{\odot}$ радиус составляет 2.95 а.е.

сте обсуждения больших темпов потери массы в звездах типа Миры Кита и звездах OH/IR в работе Блэкера была предложена приведенная выше формула (11), используемая в MESA. Реальные темпы потери в случае ряда используемых в работе моделей на коротких временных отрезках могут быть значительно (на два порядка) меньше. Вместе с тем звезды соответствующих начальных масс, достигая стадии белого карлика, теряют ту же долю массы, что и при больших темпах потери. В случае массивных звезд важным для судьбы обрастающих вокруг них планет является то, что эти звезды теряют за время эволюции после начала ГП много больше половины своей массы. Благодаря этому и становится возможным то, что планеты оказываются более не связанными с родительской звездой.

5.3. Развитие модели

На пути к усовершенствованию модели можно учесть неоднородность химического состава звезд популяции. Как уже было указано, все эволюционные треки звезд в MESA были рассчитаны для начальной металличности $Z = 0.02$. Ориентируясь же на современные модели химической эволюции Млечного пути, следует отразить неоднородность металличности звездного населения тонкого и толстого диска и, возможно, балджа Галактики [41, 40]. Для этого необходимо дополнить сетку треков, рассчитав эволюцию звезд с металличностью $Z \approx 0.005$, соответствующей пику распределения для звезд толстого диска (см. [40, рис. 3]) и, возможно, металличностью $Z \approx 0.04$ для звезд балджа (см. [41, рис. 5]).

Важным фактором, определяющим полученную в работе статистику по планетам, являются принимаемые предположения об их начальном распределении на плоскости “ $a-M_{\text{pl}}$ ”. Данное распределение может сильно отличаться от используемого здесь. Также важно, что для разных масс звезд используется одно и то же распределение. Это является существенным упрощением, которое делается из-за отсутствия данных попу-

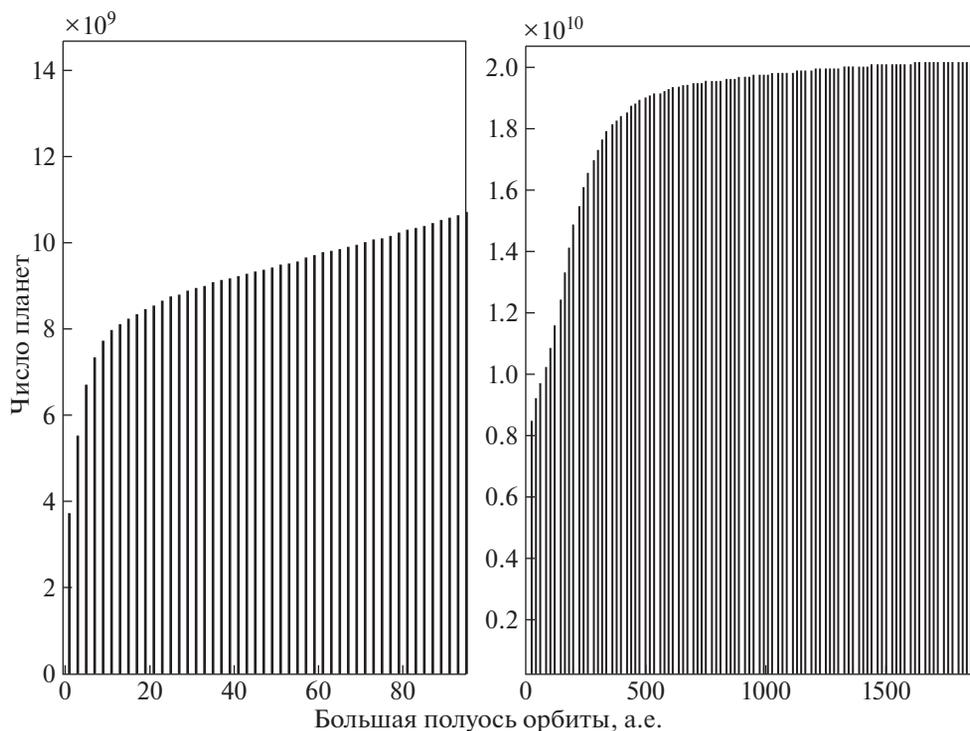


Рис. 14. Интегральное распределение выживших планет по орбитам у белых карликов. Слева: бин – 2 а.е., справа: бин – 20 а.е. Число объектов нормировано на параметры Галактики.

ляционных расчетов, для разных масс звезд. По всей видимости, соответствующие данные появятся в ближайшие 1–2 года (об этом говорят первые работы большого цикла, которые начала публиковать бернская группа [42–44]).

Также очень существенным параметром для полученной в работе статистики является используемый темп потери массы звездой. Необходимо отметить, что решающим фактором, который побудил нас работать с данной сеткой рассчитанных в MESA треков, был удачный расчет эволюции звезд вплоть до стадии белого карлика, в результате чего финальные массы звездных остатков были получены непосредственно. Таким образом, нам не пришлось прибегать к сторонним источникам или к аппроксимационным формулам, связывающим начальную и конечную массы звезд, чтобы для каждого трека определить массу звезды в конце эволюции. Если удастся получить эволюционные треки, доведенные до стадии белого карлика, с более убедительной эволюцией темпов потери массы, радиуса звезды и других физических характеристик звезд, чем в MESA, то они будут привлечены для совершенствования модели.

В текущем программном коде мы не учитывали влияния приливов между родительской звездой и планетой на тесных орбитах. Можно по-

пытаться оценить, как изменится финальная статистика поглощенных и выживших планет, основываясь на полученных нами распределениях и на данных о приливном поглощении планет звездами-гигантами. Однако пока расчеты приливного взаимодействия все еще имеют ряд неопределенностей.

Приливные эффекты могут повлиять на результаты расчетов для планет, близких к белым карликам. В нашем моделировании получилось, что в конце эволюции (на стадии белого карлика) на близких к своим звездам орбитах находится достаточно большое число выживших планет (рис. 14): в пределах 2 а.е. – около 3.7 млрд., что составляет менее одной пятой всех выживших планет (около 18%), а в пределах 4 а.е. – около 30%. Однако если посмотреть, каково распределение по массам этих планет, то видно, что из выживших близких к своим звездам планет лишь небольшая доля (планеты из группы I) имеют юпитерианские массы, среди других же близких к родительским звездам выживших планет средние массы в группе III составляют около 1–5 масс Земли (массивнее 0.15 массы Юпитера не встречается), в группе II – менее одной массы Земли (самые массивные также около 0.15 массы Юпитера). Такие результаты дают основание полагать, что учет приливных эффектов увеличит долю поглощенных планет не более чем на несколько

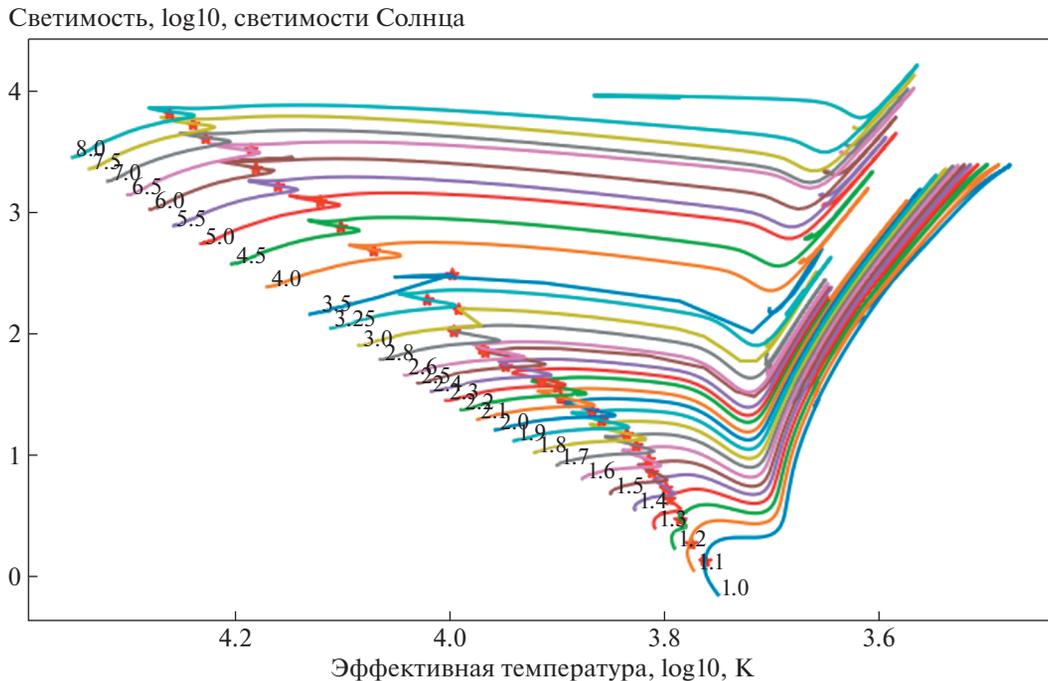


Рис. 15. Диаграмма Герцшпрунга–Рассела большей части использованных треков от ГП до момента выгорания гелия в центре звезды.

процентов по сравнению с полученными нами результатами, поскольку роль приливов важнее для массивных планет.

Наконец, есть ряд плохо известных параметров, связанных с общей нормировкой числа планет. Например, мы использовали конкретный вид зависимостей, представленных в уравнении (12). Вероятнее всего в будущем, например, после увеличения статистики числа известных планет по данным спутников Gaia и PLATO, можно будет с большей точностью задать количество планет в разных типах систем. Пока же мы использовали упрощенную форму зависимости числа планет от массы, что приводит к некоторой систематической неопределенности в полном числе поглощенных, выживших и выброшенных планет.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе методом популяционного синтеза проведено изучение свойств планет на поздних стадиях эволюции звезд. С помощью пакета MESA эволюция звезд прослежена от стадии Главной Последовательности до формирования белого карлика. Проведен расчет статистики поглощенных, выброшенных из системы и выживших планет к моменту превращения их родительских звезд в белый карлик. Установлено, что при принимаемых в работе начальных распределениях планет на плоскости “ $a-M_{pl}$ ” большинство

(~60%) планет, родившихся у звезд в интервале масс от 1 до $8 M_{\odot}$, поглощается их родительскими звездами на стадии гиганта. Небольшая доля планет (~0.3%) оказывается выброшена из своих систем из-за воздействия улетающего от звезды потока вещества. Оценено число “убежавших” планет с массами в интервале от 0.04 массы Земли до 13 масс Юпитера в Галактике. Оно составило около 300 млн. объектов.

ПРИЛОЖЕНИЕ

ПРИМЕРЫ ЭВОЛЮЦИОННЫХ ТРЕКОВ

В данном разделе приведены примеры полученных в MESA эволюционных треков, использованных в работе.

На рис. 15 приведена диаграмма “эффективная температура–светимость” большинства использованных в моделировании треков. Проиллюстрирована эволюция от стадии Главной последовательности до стадии выгорания гелия в центре звезды.

На рис. 16 показаны темпы потери массы используемых в моделировании эволюционных треков.

На рис. 17, иллюстрирующем эволюцию темпа потери массы для звезды с начальной массой в $2.3 M_{\odot}$, на кривой нанесены точки, соответствующие описываемым в работе усеченным трекам:

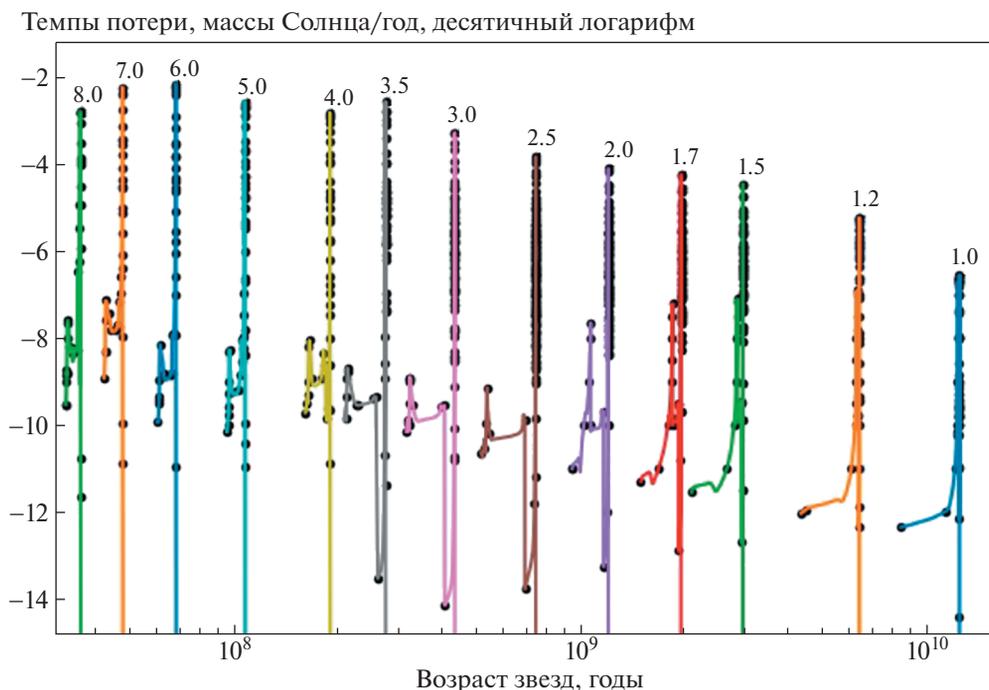


Рис. 16. Темпы потери массы после ГП использованных в моделировании эволюционных треков. Точки соответствуют используемым в моделировании усеченным трекам.

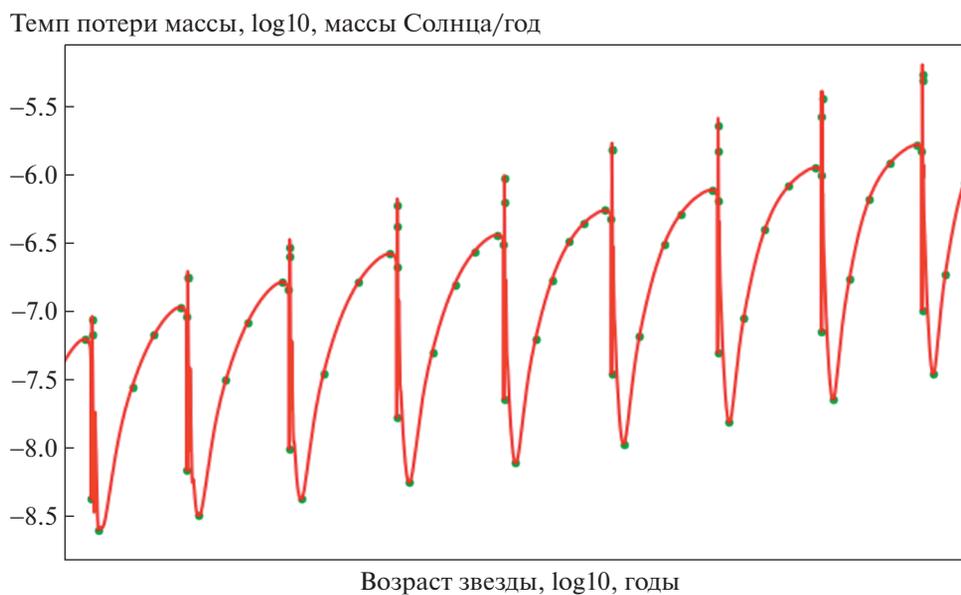


Рис. 17. Фрагмент эволюционного трека звезды с начальной массой $2.3 M_{\odot}$. Стадия TPAGB. Точки соответствуют используемым в моделировании усеченным трекам.

между каждыми двумя соседними точками заключен участок, соответствующий эволюционной стадии, темп потери массы на которой счита-

ется как среднее арифметическое от значений темпа потери в этих двух точках, т.е. в начале и в конце стадии.

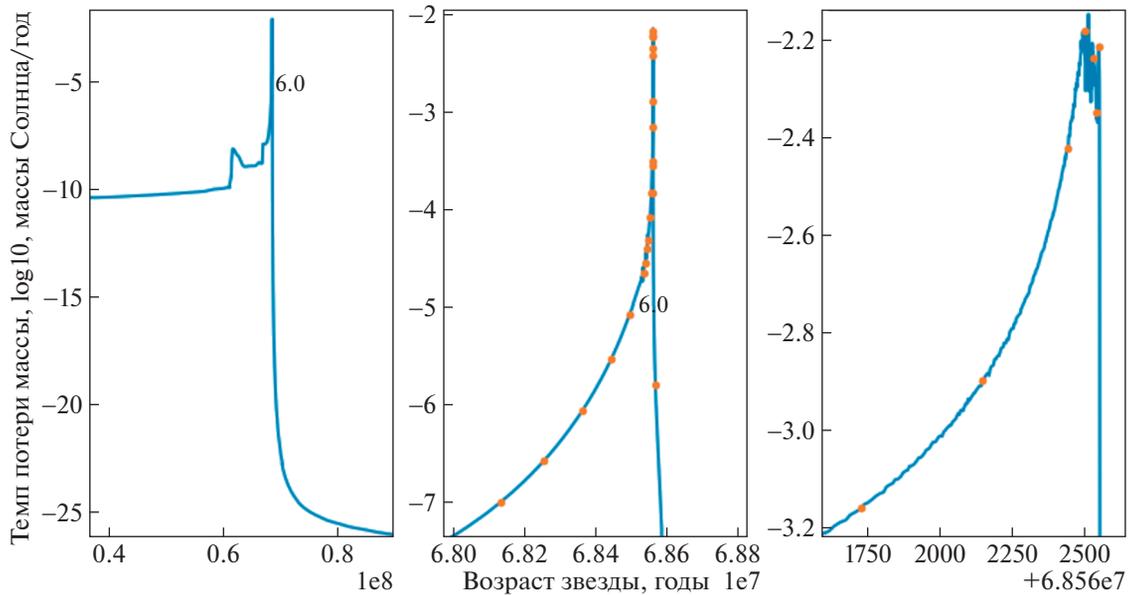


Рис. 18. Детализация изменения темпов потери массы у модели с начальной массой $6 M_{\odot}$. На всех трех фрагментах ось ординат соответствует темпам потери массы звезды, а ось абсцисс — ее возрасту. Интервал между каждой парой точек соответствует одной из эволюционных стадий усеченного трека.

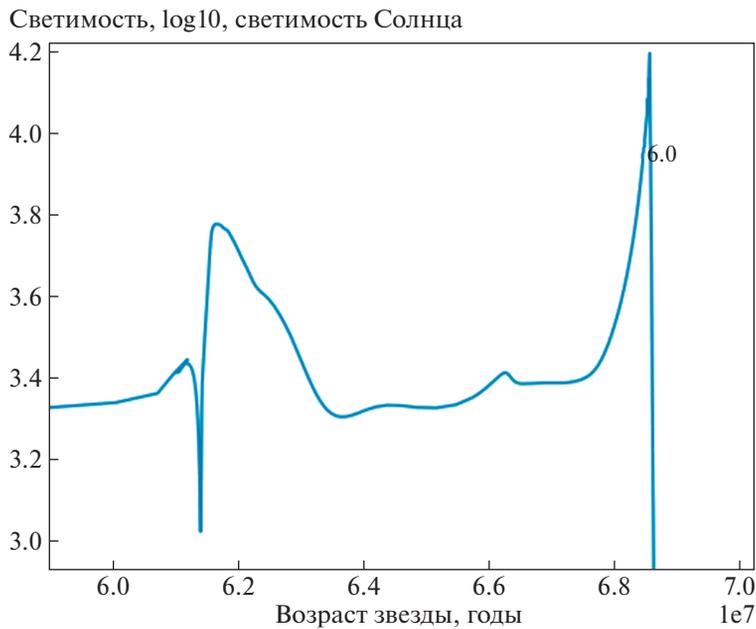


Рис. 19. Эволюция светимости в модели с начальной массой $6 M_{\odot}$ для части трека.

На рис. 18 детально показано изменение темпов потери массы в треке для звезды с начальной массой $6 M_{\odot}$. Наряду с моделью звезды с начальной массой $7.5 M_{\odot}$ данная модель продемонстрировала максимальное среди всех треков локаль-

ное значение темпа потери, приблизительно равное $10^{-2.2} M_{\odot}/\text{год}$.

На рис. 19 показана эволюция светимости в модели с начальной массой $6 M_{\odot}$. Как указано в

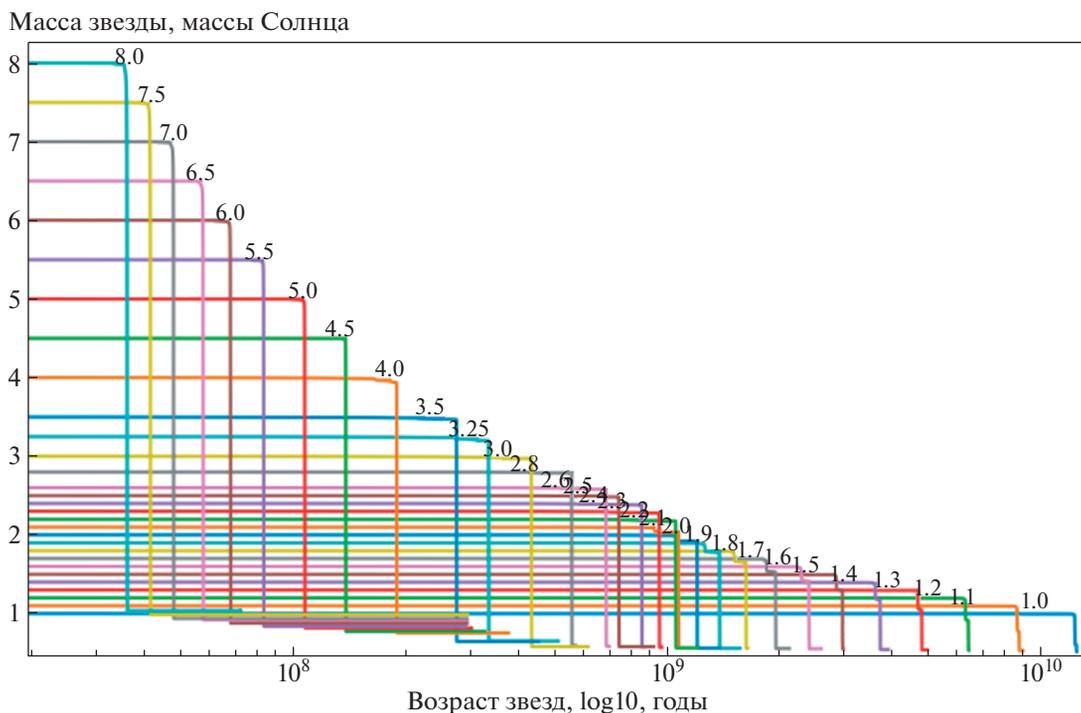


Рис. 20. Эволюция массы звезд после ГП для большинства использованных в работе треков.

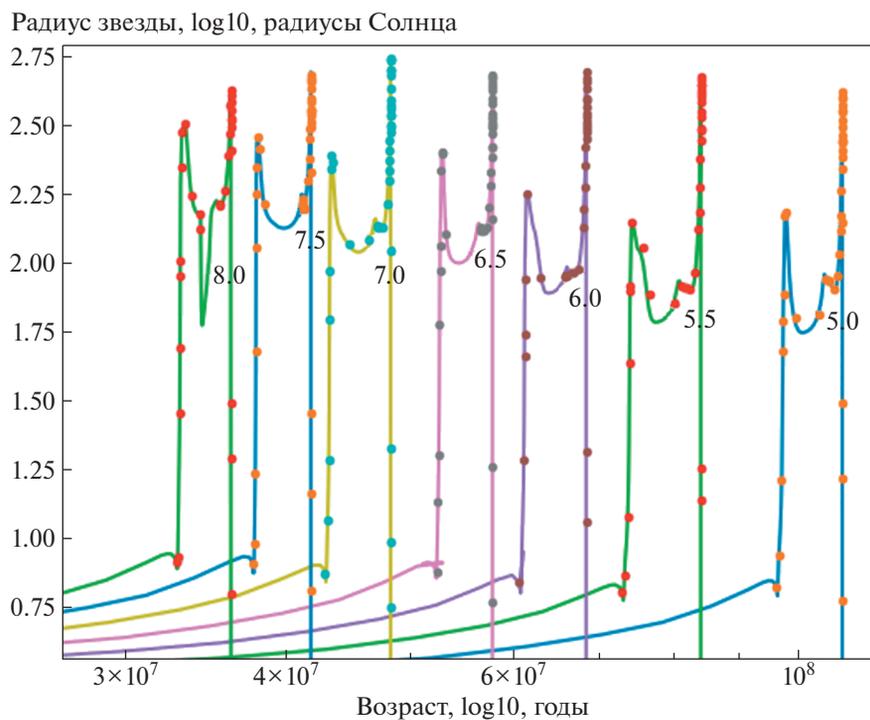


Рис. 21. Эволюция радиуса звезд после ГП в моделях массивных звезд.

разделе 2, в моделях массивных звезд, полученных с помощью MESA, стадия TRAGB оказалась представлена однократным повышением светимости, а не серией тепловых вспышек.

Рис. 20 иллюстрирует эволюцию масс использованных в моделировании треков.

На рис. 21 и 22 показана эволюция радиуса звезды в используемых в работе моделях. Точка-

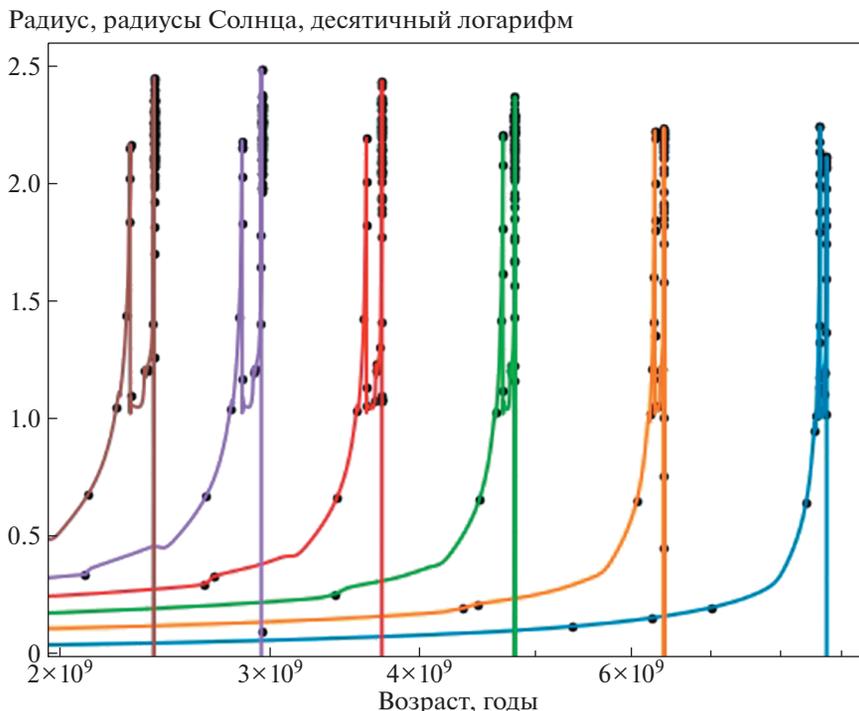


Рис. 22. Эволюция радиуса звезд после ГП в моделях с начальными массами (справа налево) 1.6, 1.5, 1.4, 1.3, 1.2 и 1.1 M_{\odot} .

ми отмечены те значения радиуса, с которыми в моделировании сравниваются значения большой полуоси орбиты планет в ходе эволюции систем.

БЛАГОДАРНОСТИ

Мы благодарим анонимного рецензента за полезные замечания, способствовавшие улучшению качества статьи. Работа частично выполнена при поддержке Междисциплинарной научно-образовательной школы Московского университета “Фундаментальные и прикладные исследования космоса”. С.П. также признателен правительству Российской Федерации и Министерству высшего образования и науки РФ за поддержку по гранту 07515-2020-780 (№ 13.1902.21.0039).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. A. Wolszczan and D. A. Frail, *Nature* **355**, 145 (1992).
2. M. Mayor and D. Queloz, *Nature* **378**, 355 (1995).
3. K. L. Luhman, A. J. Burgasser, and J. J. Bochanski, *Astrophys. J. Letters* **730**, id. L9 (2011).
4. A. Vanderburg, S. A. Rappaport, S. Xu, I. Crossfield, et al., *Nature* **585**, 363 (2020).
5. D. Koester, B. T. Gänsicke, and J. Farihi, *Astron. and Astrophys.* **566**, id. A34 (2014).
6. C. J. Manser, B. T. Gänsicke, N. P. Gentile Fusillo, R. Ashley, E. Breedt, M. Hollands, P. Izquierdo, and I. Pelisoli, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **439**, 2127 (2020).
7. D. Veras, *Royal Society Open Science* **3**, id. 150571 (2016).
8. M. R. Zapatero Osorio, N. Lodieu, V. J. S. Béjar, E. L. Martin, et al., *Astron. and Astrophys.* **592**, id. A80 (2016).
9. J. Gagné, A. J. Burgasser, J. K. Faherty, D. Lafreniere, R. Christine P., *Astrophys. J. Letters* **808**, id. L20 (2015).
10. M. C. Liu, E. A. Magnier, N. R. Deacon, K. N. Allers, et al., *Astrophys. J. Letters* **777**, id. L20 (2013).
11. P. Mroz, R. Poleski, A. Gould, A. Udalski, et al., *Astrophys. J. Letters* **903**, id. L11 (2020).
12. S. N. Raymond and A. Morbidelli, arXiv:2002.05756 [astro-ph.EP] (2020).
13. C. Mordasini, *Planetary population synthesis. Handbook of exoplanets*, edited by H. J. Deeg, and J. A. Belmonte (Springer International Publishing AG, 2018), p. 143.
14. M. Schlecker, C. Mordasini, A. Emsenhuber, H. Klahr, T. Henning, R. Burn, Y. Alibert, and W. Benz, arXiv:2007.05563 [astro-ph.EP] (2020).
15. Y. Alibert, F. Carron, A. Fortier, S. Pfyffer, W. Benz, C. Mordasini, and D. Swoboda, *Astron. and Astrophys.* **558**, id. A109 (2013).
16. C. Mordasini, Y. Alibert, and W. Benz, *Astron. and Astrophys.* **501**, 1139 (2009).
17. D. Veras, M. C. Wyatt, A. J. Mustill, A. Bonsor, and J. J. Eldridge, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **417**, 2104 (2011).
18. J. D. Hadjidemetriou, *Icarus* **2**, 440 (1963).
19. A. V. Popkov and S. B. Popov, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **490**, 2390 (2019).

20. *D. H. Forgan, C. Hall, F. Meru, and W. K. M. Rice*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **474**, 5036 (2018).
21. *B. Paxton, L. Bildsten, A. Dotter, F. Herwig, P. Lesaffre, and F. Timmes*, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* **192**, id. 3 (2011).
22. *T. Blocker*, *Astron. and Astrophys.* **297**, 727 (1995).
23. *E. E. Salpeter*, *Astrophys. J.* **121**, 161 (1955).
24. *P. Kroupa and T. Jerabkova*, *Nature Astron.* **3**, 482 (2019).
25. *M. Haywood, M. D. Lehnert, P. Di Matteo, O. Snaith, M. Schultheis, D. Katz, and A. Gomez*, *Astron. and Astrophys.* **589**, id. A66 (2016).
26. *D. Veras, P.-E. Tremblay, J. J. Hermes, C. H. McDonald, G. M. Kennedy, F. Meru, and B. T. Gänsicke*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **493**, 765 (2020).
27. *K.-P. Schröder and R. Cannon Smith*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **386**, 155 (2008).
28. *S. Reffert, C. Bergmann, A. Quirrenbach, T. Trifonov, and A. Künstler*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **574**, id. A116 (2015).
29. *S. J. Kleinman, S. O. Kepler, D. Koester, I. Pelisoli, et al.*, *Astrophys. J. Suppl.* **204**, id. 5 (2013).
30. *S. O. Kepler, D. Koester, A. D. Romero, G. Ourique, and I. Pelisoli*, in: *20th European White Dwarf Workshop*, Proc. of a Conference held at University of Warwick, Coventry, West Midlands, United Kingdom, 25–29 July 2016, edited by P.-E. Tremblay, B. Gänsicke, and T. Marsh (San Francisco: Astronomical Society of the Pacific, 2017), ASP Conf. Ser. **509**, p. 421.
31. *P.-E. Tremblay, J. Cummings, J. S. Kalirai, B. T. Gänsicke, N. Gentile-Fusillo, and R. Raddi*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **461**, 2100 (2016).
32. *C. Charbonnel, W. Dáppen, D. Schaerer, P. A. Bernasconi, A. Maeder, G. Meynet, and N. Mowlavi*, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* **135**, 405 (1999).
33. *A. Bressan, P. Marigo, L. Girardi, B. Salasnich, C. Dal Cero, S. Rubele, and A. Nanni*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **427**, 127 (2012).
34. *D. Schönberner*, *Astrophys. J.* **272**, 708 (1983).
35. *R. Härm and M. Schwarzschild*, *Astrophys. J.* **200**, 324 (1975).
36. *K. Justtanont, D. Teyssier, M. J. Barlow, M. Matsuura, B. Swinyard, L. B. F. M. Waters, and J. Yates*, *Astron. and Astrophys.* **556**, id. A101 (2013).
37. *T. De Jong*, *Astrophys. J.* **274**, 252 (1983).
38. *P. Goldreich and N. Scoville*, *Astrophys. J.* **205**, 144 (1976).
39. *S. Höfner and H. Olofsson*, *Astron. and Astrophys. Rev.* **26**, id. 1 (2018).
40. *A. Micali, F. Matteucci, and D. Romano*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **43**, 1648 (2013).
41. *F. Matteucci, E. Spitoni, D. Romano, and A. Rojas Ariagada*, in *Frontier Research in Astrophysics II*, held 23–28 May 2016 in Mondello (Palermo), Italy (FRAPWS2016). Online at <https://pos.sissa.it/cgi-bin/reader/conf.cgi?confid=9>, id. 27 (2016).
42. *A. Emsenhuber, C. Mordasini, R. Burn, Y. Alibert, W. Benz, and E. Asphaug*, arXiv:2007.05561 [astro-ph.EP] (2020).
43. *M. Schlecker, C. Mordasini, A. Emsenhuber, H. Klahr, Th. Henning, R. Burn, Y. Alibert, and W. Benz*, arXiv:2007.05563 [astro-ph.EP] (2020).
44. *A. Emsenhuber, C. Mordasini, R. Burn, Y. Alibert, W. Benz, and E. Asphaug*, arXiv:2007.05562 [astro-ph.EP] (2020).

УДК 523.9-7

РАСЧЕТ СТЕПЕНИ ЛИНЕЙНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ ЛИНИИ H_{α} , ВОЗБУЖДАЕМОЙ ПРОТОНАМИ, ВО ВСПЫШКАХ СОЛНЦА

© 2021 г. М. Б. Шапочкин^{1, *}

¹МОО Московское физическое общество, Москва, Россия

*E-mail: labex@yandex.ru

Поступила в редакцию 13.01.2020 г.

После доработки 16.11.2020 г.

Принята к публикации 16.12.2020 г.

Приводится оригинальный аналитический расчет степени линейной поляризации линий H_{α} во время солнечных вспышек, вызванной анизотропными протонами, когда в хромосфере Солнца температура тепловых протонов больше температуры тепловых электронов. Анализируются зависимости степени линейной поляризации от параметров функции распределения тепловых и нетепловых протонов во время вспышек Солнца. Обсуждается диагностика вспышечной плазмы.

DOI: 10.31857/S000462992104006X

1. ВВЕДЕНИЕ

Диагностика потоков протонов в солнечных вспышках посредством детектирования электромагнитного излучения может быть построена на наблюдениях степени линейной поляризации линии атома водорода H_{α} , расположенной в видимой области спектра [1–13]. Результаты наблюдения за потоками протонов на Солнце позволяют создать модели предсказания протонных событий на Земле [15, 16].

Подавляющее большинство авторов едины во мнении, что степень линейной поляризация излучения H_{α} имеет место в результате возбуждения-выстраивания состояний при столкновении атома водорода в основном состоянии с частицами, имеющими анизотропное распределение. Между тем вопрос о том, какие частицы, электроны или протоны, определяют поляризацию излучения, остается открытым. Так, в работе [1] при обсуждении степени поляризации линий водорода в хромосфере Солнца высказывается предположение, что протоны с энергией от 10 до 100 КэВ являются хорошими кандидатами на ударную поляризацию. К аналогичному выводу пришли авторы работы [2] в результате анализа измеренной поляризации излучения H_{α} . По мнению Эну и Карлицкого [3], “если X-гау излучение во время вспышек по времени совпадает с возникновением поляризованного излучения H_{α} , тогда наиболее вероятно, что степень линейной поляризации от 5 до 10% объясняется столкновением с протонами”. В работах [8] при обсуждении

результатов наблюдения поляризации вспышки 1 мая 2001 г. наиболее вероятный выбор был также сделан в пользу возбуждения водорода протонами [см. также 10–12].

Таким образом, многие исследователи вспышек Солнца [1–13] наблюдаемую поляризацию излучения H_{α} от 2 до 10% объясняли столкновениями с протонами.

Вместе с тем не все астрофизики склонны объяснять возникновение поляризации H_{α} столкновением с протонами. В работах [4] и [7] при обсуждении результатов наблюдения поляризации величиной 2–6% во время солнечных вспышек 19 июня 2001 г. предлагается механизм возбуждения как столкновением с электронами, так и с протонами. В свою очередь, согласно Степану и др. [9], “поляризация имеет иной источник нежели столкновения с протонами” и “потоки протонов солнечных вспышек не лучшие кандидаты для объяснения поляризации”.

Целью статьи является демонстрация возможностей аналитического расчета степени линейной поляризации линии водорода H_{α} с целью нахождения параметров функции распределения потока протонов в области наблюдения свечения. Для этого выполнен расчет степени линейной поляризации H_{α} , обусловленной столкновениями атомов водорода с потоком протонов с использованием математического аппарата атомной матрицы плотности [20, 21]. Сечение возбуждения-выстраивания H_{α} выражается через сечение возбуждения H_{α} и степень линейной поляризации

N_α [22]. Аналитические выражения для степени линейной поляризации и сечения возбуждения перехода “нормируются” с учетом данных пучковых экспериментов. Как станет ясно из дальнейшего изложения, аналитические выражения для полного сечения [23] и степени линейной поляризации перехода, найденные в пучковом эксперименте [24], позволяют рассчитать в общем аналитическом виде степень линейной поляризации излучения N_α , вызванной потоком протонов во вспышках Солнца. При этом нами будет принято во внимание, что поток протонов преимущественно распространяется в радиальном направлении [7, 9]. При расчете предполагается, что имеет место цилиндрическая симметрия [20]. Кроме того, для простоты расчет степени линейной поляризации излучения вспышек хромосферы Солнца будет выполняться для угла наблюдения $\alpha = \frac{\pi}{2}$ (нормальное направление) к направлению анизотропного потока [20].

2. МОДЕЛЬ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ДЛЯ ПРОТОНОВ

В хромосферной плазме имеет место состояние “non-LTE” с температурой протонов T_0 [1–13], и функция распределения протонов по энергии отличается от максвелловской ввиду слабой анизотропии, вызванной потоком частиц. Исходя из этих соображений, выберем функцию распределения в виде [25]

$$f(\epsilon, \theta, \phi) = \frac{N_t}{4\pi} f_t(\epsilon) + N_{nt} f_{nt}(\epsilon, \theta) f_{nt}(\epsilon), \quad (1)$$

где N_t – концентрация тепловых протонов, $f_t(\epsilon)$ – максвелловская функция распределения для тепловых протонов с температурой T_0 :

$$f_t(\epsilon) = 2\pi^{-1/2} T_0^{-3/2} \sqrt{\epsilon} \exp\left(-\frac{\epsilon}{T_0}\right), \quad (2)$$

N_{nt} – концентрация нетепловых протонов, $f_{nt}(\epsilon)$ – энергетическая составляющая функции распределения нетепловых протонов. Она описывается степенной функцией вида [25]:

$$f_{nt}(\epsilon) = \frac{\delta - 1}{\epsilon_1} \left(\frac{\epsilon}{\epsilon_1}\right)^{-\delta}, \quad (3)$$

где ϵ_1 (“low cut-off energy”) и δ (спектральный индекс) – константы распределения [5–7, 9]. Для проведения расчетов угловая зависимость задавалась в виде [25]:

$$f_{nt}(\epsilon, \theta) = \begin{cases} \frac{a+1}{2\pi} \cos^a \Theta & \text{для } 0 < \Theta \leq \frac{\pi}{2}, \\ 0 & \text{для } \frac{\pi}{2} \leq \Theta \leq \pi, \end{cases} \quad (4)$$

где $a = \frac{\bar{\epsilon}}{\epsilon_2}$ и ϵ_2 – константа анизотропии, определяющая питч-угол Θ , $\bar{\epsilon}$ – средняя энергия степенного распределения f_{nt} (3).

В работе [10] уделено большое внимание обсуждению процессов, которые влияют на величину питч-угла потока протонов, распространяющихся в хромосфере в радиальном направлении. В частности, отмечалось, что неупругие столкновения протонов с атомами приводят к рассеянию на небольшой угол. Протоны с энергией от 10 до 100 КэВ эффективно взаимодействуют с альфвенскими волнами, что приводит к их изотропизации. Таким образом, величина питч-угла потока протонов различных энергетических интервалов может меняться по мере распространения в хромосфере. Поскольку при вычислении аналитических выражений интегрирование будет вестись в интервале энергий от порогового до бесконечно большого значения энергии протонов, мы будем говорить об “эффективной” величине питч-угла потока, единого для всего диапазона энергий протонов в той области пространства хромосферы, излучение которой регистрируется.

Таким образом, с учетом вышесказанного модельное описание потока протонов имеет шесть параметров – T_0 , N_t , N_{nt} , ϵ_1 , δ и питч-угол $\Theta(\epsilon_2)$.

2.1. Параметры рассматриваемой модели

Свечение линий атома водорода наблюдается как в хромосфере, так и в прилегающей “переходной области” между короной и хромосферой [17]. Во время вспышек на Солнце температура протонов “нижних слоев” вблизи хромосферы составляет $(10-30) \times 10^3$ К [18, 19]. В “верхних слоях”, прилегающих к короне [14–16], температура протонов во время вспышек на Солнце достигает значений от 10 до 30 МК. Следует отметить, что параметры наблюдаемой вспышки могут значительно отличаться от параметров предыдущей вспышки [14–19], поэтому ниже приводятся возможные диапазоны параметров модели потока протонов:

- температура тепловых протонов $T_0 = 1-3$ эВ [17, 18];
- концентрация тепловых протонов $N_t = 10^{11}-10^{12}$ см⁻³ [2, 9, 11, 15];
- концентрация нетепловых протонов с энергией $E = 10-100$ кэВ $N_{nt} = 10^7-10^8$ см⁻³ [9, 10];
- нижний предел энергии нетепловых протонов (“low cut-off energy”) $\epsilon_1 = 1-200$ кэВ [7, 9, 15, 16];
- максимальная энергия нетепловых протонов $\epsilon_{\max} = 0.4-1$ ГэВ [14, 16, 34];

- спектральный индекс нетепловых протонов $\delta = 1.5-5$ указывается в работе [2, 7, 9, 14];
- величина питч-угла $\Theta = 40-85^\circ$, что соответствует поляризации, не превышающей 5% [2].

3. АНАЛИТИЧЕСКИЕ ВЫРАЖЕНИЯ ДЛЯ СЕЧЕНИЯ ВОЗБУЖДЕНИЯ И СТЕПЕНИ ЛИНЕЙНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ СПЕКТРАЛЬНОЙ ЛИНИИ H_α ПРИ СТОЛКНОВЕНИИ С ПУЧКОМ ПРОТОНОВ

Существенной методической особенностью диагностики по линии H_α является наличие семи близко расположенных спектральных переходов в одной линии, т.е. когда семь спектральных переходов линий H_α регистрируются как единое целое. Используем для случая столкновения с протонами полуэмпирическое эффективное сечение возбуждения и эффективную степень линейной поляризации линии H_α .

Возбуждение атома водорода ударом протона сопровождается потерей протоном небольшой доли энергии и рассеянием его на небольшой угол, меньший, чем при столкновении атома водорода с электроном. Сечение возбуждения с ростом энергии протона изменяется “обычным” образом. Сечение растет с увеличением энергии, а достигнув максимума, уменьшается при больших энергиях. Квантовомеханический расчет сечения возбуждения состояний атома возможен, например, в рамках борновского приближения, когда скорость налетающего протона v_p много больше скорости атомного (возбуждаемого) электрона v_a .

Для проведения аналитических расчетов степени линейной поляризации излучения спектральной линии H_α , возбуждаемой потоками протонов во вспышках Солнца, в настоящей статье использовались экспериментальные сечения возбуждения линии H_α при столкновении атомов водорода с пучком протонов, измеренные в работах [26, 27], и аналитическая формула, интерполирующая сечение при столкновении с протонами (5). Она получена по результатам расчета в борновском приближении [29]. Параметры аналитической формулы определялись в результате сравнения с экспериментом. Такой подход расширяет область энергий протонов, где применимо аналитическое описание сечения.

Представляет интерес сравнение сечений возбуждения как пучком протонов, так и пучком электронов. На рис. 1 приводится сечение для протонов [27] (изображено квадратиками) в масштабе энергий $\epsilon_{p\text{отн}} = \epsilon_p m_e / m_p$. Экспериментальное сечение возбуждения электронами [28] изображено звездочками. Для удобства сравнения се-

чение возбуждения протонами разделено на 2.85, т.е. сечение для электронов в максимуме в 2.85 раза меньше чем сечение для протонов. Сплошные кривые – результаты расчетов в борновском приближении [23, 29], интерполирующие сечения для протонов и электронов энергии ϵ согласно выражению

$$\sigma(\epsilon) = A Q_\chi(\gamma_0, \gamma_1) \Phi(C, \phi, \epsilon). \quad (5)$$

Здесь

$$A = \pi a_0^2 \left[\frac{Ry}{\epsilon_1 - \epsilon_0} \right]^2 \left(\frac{\epsilon_1}{\epsilon_0} \right)^{3/2},$$

ϵ_1 (это обозначение уже было введено, см. формулу 3) и ϵ_0 – энергии верхнего и нижнего уровней атома водорода, $\Delta\epsilon = \epsilon_1 - \epsilon_0$ – энергия перехода (для возбуждения частицей из основного состояния атома она называется пороговой), Ry – единица Ридберга [23], $Q_\chi(\gamma_0, \gamma_1)$ – угловой коэффициент,

$$\Phi(C, \phi, \epsilon) = C \frac{1}{u + \phi - 1} \sqrt{\frac{u-1}{u}}, \quad (6)$$

где $u = \frac{\epsilon}{\Delta\epsilon}$, а параметры C и ϕ табулируются [23].

Для угла наблюдения $\alpha = \frac{\pi}{2}$ при значениях $C = 2.63$ и $\phi = 1$ погрешность описания согласно (5,6) составляет не более 10%.

Из анализа рис. 1 видно, что имеет место хорошее согласие результатов экспериментов и расчетов для протонов в диапазоне энергий от 20 до 200 КэВ и электронов в диапазоне энергий от 10 до 80 эВ. Это иллюстрирует тот факт, что сечения возбуждения протонами и электронами ведут себя подобно в масштабе скоростей сталкивающихся частиц.

Эффективная степень линейной поляризации линии H_α , возбужденной пучком протонов из основного состояния атома, измерялась в работе [30]. Поскольку представляет интерес сравнение степени линейной поляризации при возбуждении как пучком протонов, так и пучком электронов, на рис. 2 приводится степень линейной поляризации при столкновении с протонами [30] (изображено нижней кривой 2) в масштабе энергий $\epsilon_{p\text{отн}} = \epsilon_p m_e / m_p$. Поляризация при возбуждении электронами [31] изображена верхней кривой 1.

Для практических целей удобно использовать аналитическую интерполяционную формулу для степени линейной поляризации излучающих переходов [24], основанную на методе Борна. Экспериментально измеренная степень линейной поляризации при возбуждении пучком протонов хорошо описывается аналитической интерполя-

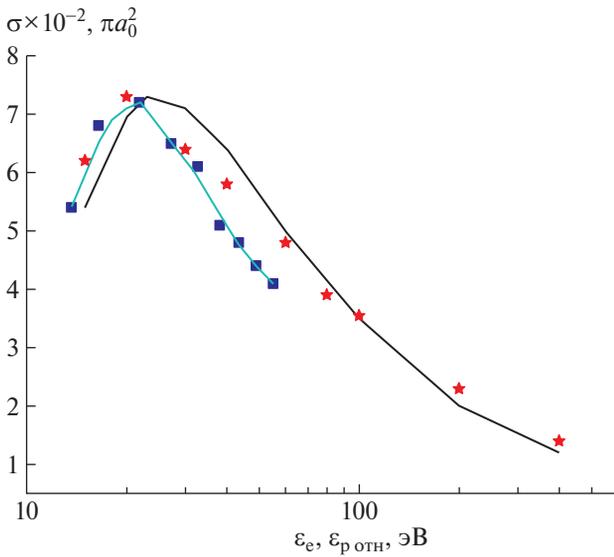


Рис. 1. Сечение возбуждения линии H_α (размерность πa_0^2) электронами и протонами (в масштабе энергий $\epsilon_{p \text{ отн}} = \epsilon_p m_e / m_p$) из основного состояния атома водорода. Звездочки – сечение возбуждения электронным ударом (экспериментальные данные работы [28]); квадратики – сечение возбуждения протонным ударом, умноженное на 34 (экспериментальные данные работы [27]), сплошные линии – теоретические расчеты в борновском приближении.

ционной формулой с параметрами $P_0 = 25\%$ и $\epsilon_0 = 180$ кэВ ($\epsilon_{0 \text{ р отн}} = 98$), где P_0 – значение поляризации при пороговом значении энергии перехода ϵ_0 (это обозначение уже использовалось) – энергия протонов, при которой поляризация меняет знак. Для повышения точности описания эффективной степени линейной поляризации линии H_α интерполяционная формула была модифицирована и приняла вид [24]

$$R(\epsilon) = R_0 \frac{\ln(\epsilon_0/u)}{\ln(\epsilon_0 u^{1.4})}. \quad (7)$$

Погрешность описания поляризации составляет не более 5%.

4. РАСЧЕТ СТЕПЕНИ ЛИНЕЙНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ ЛИНИИ H_α , ВОЗБУЖДАЕМОЙ ПРОТОНАМИ

В рамках “прямой” задачи рассчитывается степень линейной поляризации излучения вспышек по известному сечению возбуждения (5), степени линейной поляризации линии H_α (7) и по заданным параметрам модели функции распределения потока протонов. В рамках “обратной” задачи по измеренной степени линейной поляриза-

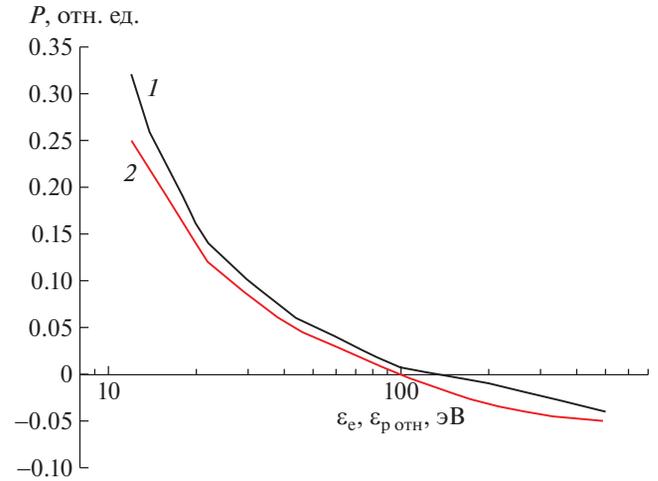


Рис. 2. Степень линейной поляризации линии H_α (относительные единицы) при возбуждении из основного состояния атома водорода электронами и протонами (в масштабе энергий $\epsilon_{p \text{ отн}} = \epsilon_p m_e / m_p$). Верхняя кривая (1) – возбуждение электронами [31], нижняя кривая (2) – возбуждение протонами [30].

ции можно определить параметры анизотропного распределения потока протонов.

Аналитическое выражение для расчета степени линейной поляризации для угла наблюдения $\alpha = \frac{\pi}{2}$ с учетом выражения для квадрупольного момента функции распределения протонов $f_{2+}^{(2)}(\epsilon)$ имеет вид:

$$P = \frac{2I_1}{(n_p/2)I_0 + 2I_1}, \quad (8)$$

где $n_p = N_i/N_{nt}$ – отношение числа тепловых протонов к числу нетепловых протонов,

$$I_0 = \int_{\Delta\epsilon}^{\infty} \sigma(\epsilon) f_i(\epsilon) \sqrt{\epsilon} d\epsilon, \quad (9a)$$

$$I_1 = \int_{\Delta\epsilon}^{\infty} \frac{\sigma(\epsilon) P(\epsilon) f_{nt}(\epsilon)}{1 - P(\epsilon)/3} \sqrt{\epsilon} d\epsilon. \quad (9b)$$

Структура выражения (8) аналогична приводимой в работах [2, 5, 6, 9, 20]. Для расчета значения I_0 и I_1 в явном виде подставляем в (8):

– выражение для полного сечения возбуждения линии H_α $\sigma(\epsilon)$ (5) и степени линейной поляризации излучения $P(\epsilon)$ (7) для угла наблюдения 90° ,

– функцию распределения Максвелла для тепловых протонов $f_i(\epsilon)$ (2) и функцию распределения для нетепловых протонов $f_{nt}(\epsilon, \Theta)$ (3, 4).

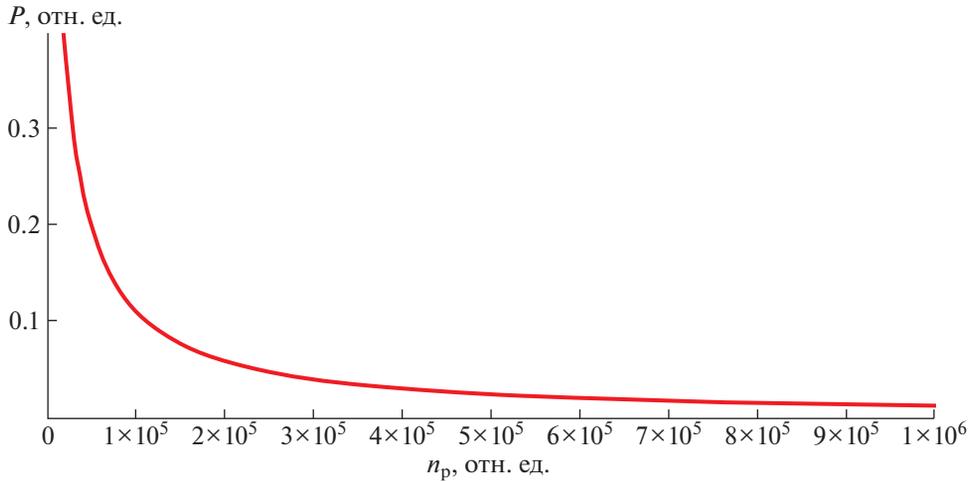


Рис. 3. Зависимость степени линейной поляризации хромосферы от параметра n_p для $\delta = 2.1$, $\epsilon_1 = 2$ кэВ и $\Theta = 41^\circ$.

Результат вычисления I_0 определяется $\Delta\epsilon$ и T_0 , а I_1 зависит от $\Delta\epsilon$, P_0 , ϵ_0 , $\Theta(\epsilon_2)$ и δ .

Анализ выражения (8), первого слагаемого в знаменателе позволяет сделать вывод, что учет тепловых изотропных протонов уменьшает величину поляризации. Влияние параметров тепловых протонов n_p , T_0 отражено в табл. 1 и на рис. 3.

Полученное аналитическое выражение для поляризации излучения позволяет проанализировать поведение поляризации как функции параметров распределения тепловых и нетепловых протонов. Поскольку характеристики атомной системы $\Delta\epsilon$, P_0 и ϵ_0 заданы, то выражение поляризации определяется пятью параметрами, описывающими поток протонов: n_p , T_0 , ϵ_1 , δ и $\Theta(\epsilon_2)$.

Для проведения аналитических расчетов степени линейной поляризации излучения вспышек Солнца согласно выражению (8), использовался пакет прикладных программ MATCAD, позволяющий не только проводить численные расчеты, но и делать графические построения.

В качестве примера рассчитаем степень линейной поляризации H_α для параметров функции распределения протонов (1). Используем величины $T_0 = 2$ эВ и $\epsilon_1 = 2$ кэВ. Поскольку интегрирование (9) ведется во всем диапазоне значений энергии нетепловых протонов, выбираем степенное распределение нетепловых протонов со спектральным индексом δ , описывающим протоны от энергии “low cut-off energy” ϵ_1 до энергии ϵ_{\max} . Средняя энергия $\bar{\epsilon}$ степенного распределения f_{nt} (3) находится как

$$\bar{\epsilon} = \int_{\epsilon_1}^{\infty} \epsilon f_{nt}(\epsilon) d\epsilon = \frac{\delta - 1}{\delta - 2} \epsilon_1. \quad (11)$$

Для расчета величины δ будем считать, что $\epsilon_{\max} = 2\bar{\epsilon}$. Тогда для приведенного диапазона величин ϵ_{\max} δ будет иметь значение, близкое к $\delta = 2$. Принимая во внимание диапазон значения δ , приведенный в работе [14], выполним расчеты для $\delta = 2.1$. Расчет выполним для величины питч-угла $\Theta = 41^\circ$ [2]. Относительную концентрацию протонов, равную отношению концентрации тепловых протонов к концентрации нетепловых, выбираем $n_p = 2 \times 10^5$. Рассчитанная величина поляризации H_α для области вспышки с такими параметрами потока протонов равна $P = 5.9\%$.

Расчеты показали, что величина поляризации зависит от значения температуры тепловых протонов по закону, близкому к $(T_0)^{-4}$.

Аналитический расчет позволяет решить “обратную задачу”, а именно по заданной поляризации определить параметры распределения потока протонов. Например, если значение наблюдаемой во время вспышки степени линейной поляризации линии H_α для угла наблюдения $\alpha = \frac{\pi}{2}$ равна 2%, то из приведенной зависимости поляризации от питч-угла (рис. 6) видно, что величина питч-угла равна $\Theta = 71^\circ$. При этом подразумевается, что остальные параметры распределения остались прежними.

На рис. 3–6 приводится зависимость степени линейной поляризации H_α от n_p , δ , ϵ_1 и Θ .

5. СОПОСТАВЛЕНИЕ С РЕЗУЛЬТАТАМИ ПРЕДЫДУЩИХ РАСЧЕТОВ

Приведенные в настоящей статье выражения для расчета степени линейной поляризации (8), (9) базируются на математическом аппарате

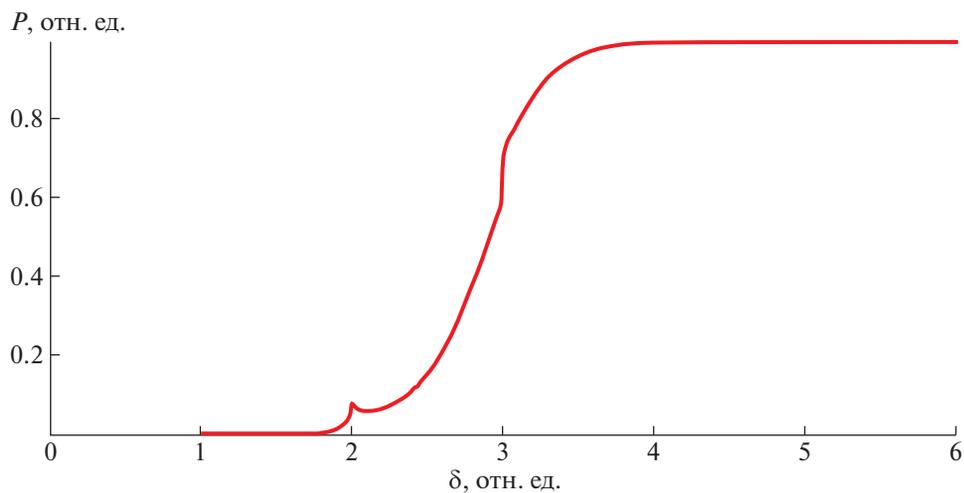


Рис. 4. Зависимость степени линейной поляризации хромосферы от параметра δ для $\varepsilon_1 = 2$ кэВ и $\Theta = 41^\circ$.

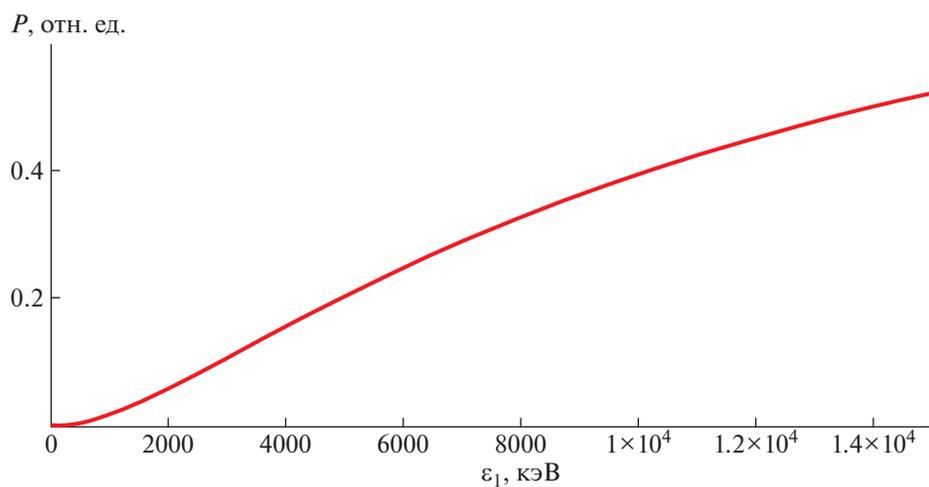


Рис. 5. Зависимость степени линейной поляризации хромосферы от параметра ε_1 для $\delta = 2.1$ и $\Theta = 41^\circ$.

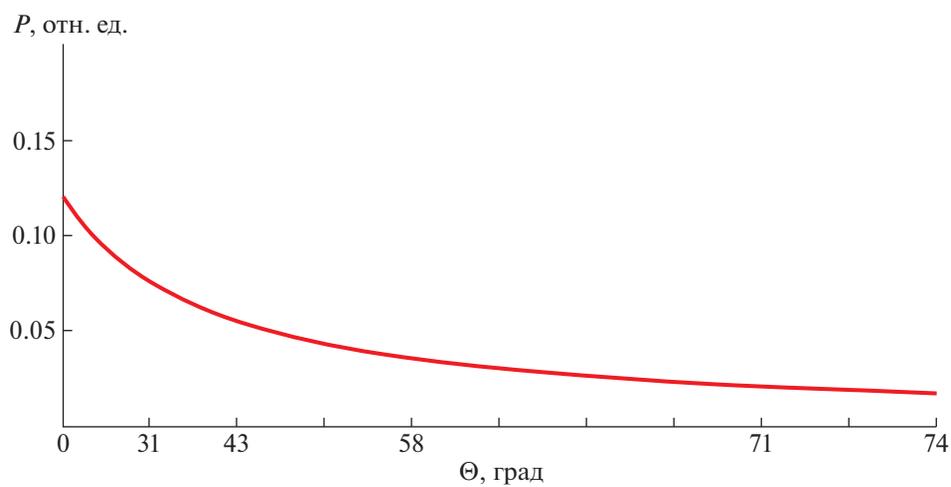


Рис. 6. Зависимость степени линейной поляризации хромосферы от параметра Θ для $\delta = 2.1$, $\varepsilon_1 = 2$ кэВ.

атомной матрицы плотности [20], который использовался для расчетов, например, в работах [5, 6, 9]. Существенным отличием предыдущих расчетов от настоящих расчетов является:

- в работах [2, 5, 6, 9] расчеты выполнены для потока нетепловых протонов, описываемого степенным распределением, т.е. без учета тепловых протонов. В наших расчетах функция распределения потока протонов содержит распределение как тепловых, так и нетепловых протонов с параметрами n_p , T_0 , ϵ_1 , δ и $\Theta(\epsilon_2)$.

- заселение-выстраивание возбужденных состояний определяется сечением возбуждения выстраивания, которое выражено через аналитические выражения полного сечения и степени линейной поляризации излучательного перехода [22].

Такое отличие привело к тому, что если для выполнения расчетов в работах [2, 5, 6, 9] необходимо задать два параметра распределения потока протонов, а именно для нетепловых протонов low cut-off energy и спектральный индекс, то для проведения настоящих расчетов необходимо знать пять параметров потока протонов. Пять параметров в совокупности определяют область, излучение которой наблюдается, и оно поляризовано. Задача проведения таких расчетов существенно усложняется. Выполненные аналитические расчеты в отличие от расчетов других авторов показали, что поляризация существенно зависит от температуры теплового распределения и отношения концентрации тепловых протонов к концентрации нетепловых протонов. Кроме того, в явном виде получена зависимость степени линейной поляризации от питч-угла потока протонов. В статье для набора параметров функции распределения протонов рассчитана степень линейной поляризации H_α , которая “близка” к значению степени линейной поляризации как измеренной экспериментально, так и рассчитанной теоретически. Рисунки 3–6 позволяют проанализировать поведение степени линейной поляризации при изменении параметров модели функции распределения потока протонов.

В рамках аналитического расчета представляет интерес сравнение величин степени линейной поляризации H_α , обусловленной столкновениями с протонами, с величиной степени линейной поляризации H_α , обусловленной столкновениями с электронами. Для параметров функции распределения электронов $T_0 = 2$ эВ, $\epsilon_1 = 2$ кэВ, $\delta = 2.1$, питч-угла $\Theta = 41^\circ$ и относительной концентрации электронов $n_e = 2 \times 10^5$ величина поляризации H_α равна $P = 4.8\%$. В расчетах использовалась эффективная степень линейной поляризации линии H_α , возбужденной электронами (7) с величиной поляризации при пороговом значении энергии $P_0 = 0.32$.

6. СОПОСТАВЛЕНИЕ С РЕЗУЛЬТАТАМИ ИЗМЕРЕНИЙ

В работе рассчитана степень линейной поляризации для угла наблюдения $\alpha = \frac{\pi}{2}$. В работах по измерению степени линейной поляризации указывается положение области Солнца, поляризация излучения которой измерялась, но не выполнен пересчет величины поляризации для угла наблюдения $\alpha = \frac{\pi}{2}$. В качестве примера можно посмотреть работу [13]. Хорошо известна зависимость наблюдаемой поляризации от угла наблюдения [20]

$$P(\alpha) = \frac{P(\pi/2) \sin^2 \alpha}{1 - P(\pi/2) \cos^2 \alpha}. \quad (12)$$

Так, например, если наблюдение ведется в направлении, совпадающем с радиальным направлением Солнца (угол наблюдения равен нулю), то измеряемая величина поляризации будет равна нулю. Анализ сопоставления результатов расчета с измерениями должен проводиться после пересчета измеренной величины поляризации к углу наблюдения $\alpha = \frac{\pi}{2}$. Лучше самого экспериментатора это никто не сделает.

7. УСЛОВИЯ ВОЗНИКНОВЕНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИИ, ОБУСЛОВЛЕННОЙ ПРОТОНАМИ

Анализ выражения (8) показывает, что поляризация P обусловлена членом I_1 , описывающим возбуждение выстраивание при столкновении атома водорода с нетепловыми протонами, и членом I_0 , описывающим заселение атомного состояния при столкновении с тепловыми протонами. Тепловые протоны “уменьшают” поляризацию. Одновременно с протонами в излучающем объеме находятся электроны. Представляет интерес определение параметров теплового распределения протонов и электронов, при которых I_0^p протонов больше I_0^e электронов [1], т.е. только тепловые протоны уменьшают поляризацию. При расчете интеграла, характеризующего заселенность верхнего уровня линии H_α , используем полуэмпирические формулы для скоростей возбуждения нейтрального водорода [23]. Тогда

$$I_0 = N \int_{\Delta\epsilon}^{\infty} \sigma(\epsilon) f_1(\epsilon) \sqrt{\epsilon} d\epsilon = N \bar{\sigma} \exp(-\beta) \frac{\beta^{1/2} (\beta + 1)^{1/2}}{\beta + 0.3}, \quad (13)$$

где $\beta = \Delta\epsilon/T_0$, $\bar{\sigma}$ – величина, пропорциональная усредненному по распределению сечению возбуждения.

Для случая неравновесной плазмы $N_e = N_p$ [32, 33], кроме того известно соотношение между величинами сечений возбуждения протонами и электронами линии H_α . Условие $I_0^p > I_0^e$ сводится к выполнению соотношения между температурами протонов и электронов

$$\begin{aligned} 2.85 \exp(-\beta_p) \frac{\beta_p^{1/2} (\beta_p + 1)^{1/2}}{\beta_p + 0.3} > \\ > \exp(-\beta_e) \frac{\beta_e^{1/2} (\beta_e + 1)^{1/2}}{\beta_e + 0.3}. \end{aligned} \quad (14)$$

Анализ соотношения (14) приводит к выполнению условия $T_p > T_e$. Такие же условия могут, например, возникать при кратковременных разрядах очень большой мощности, при исследовании управляемых термоядерных реакций [32]. Применительно к приведенным в статье расчетам для $T_p = 2$ эВ температура электронов должна не превышать 2 эВ. Тогда тепловые протоны преимущественно заселяют верхние уровни линии H_α , и поляризация обусловлена протонами.

8. ВЫВОДЫ

Модель хромосферы, поляризация излучения которой наблюдается, это неравновесное состояние со слабой анизотропией протонов. Доля нетепловых протонов, столкновение с которыми вызывает возбуждение-выстраивание состояний атома водорода, составляет сотые доли процента. Поэтому модельное описание функции распределения протонов совершенно справедливо содержит тепловые протоны с максвелловским распределением и нетепловые протоны со степенным распределением, так как во вспышке одновременно присутствует весь энергетический спектр протонов как больших, так и малых энергий.

Описываемое модельное приближение учитывает возникновение поляризации при столкновении с нетепловыми протонами и деполяризацию при столкновении с тепловыми протонами. Для ответа на вопрос, столкновения с какими частицами во время вспышки Солнца вызывают наблюдаемую величину поляризации свечения H_α , надо учитывать полученное соотношение между температурами протонов и электронов (14).

Кроме того, поток протонов преимущественно ориентирован в радиальном направлении к Солнцу, поэтому поляризация, вызванная ударом протонов, должна быть ориентирована преимущественно в радиальном направлении.

Аналитическое описание характеристик атомной системы (сечения и поляризации), “норми-

рованных” на экспериментальные данные, представляется не менее надежным способом описания атома, нежели квантовомеханический расчет заселения и распада атомных состояний в рамках аппарата атомной матрицы плотности.

Для модели протонов со слабой анизотропией наиболее надежно определены величины T_0 , δ , ϵ_1 и дана оценка разлета потока плазмы вспышек (питч-угла). Вывод в пользу возникновения поляризации H_α во время вспышек в результате протонного или электронного удара требует детального анализа энергетических спектров протонов и электронов, их пространственной структуры и динамики эволюции во время вспышек.

Имея набор параметров n , T_0 , δ , ϵ_1 и $\Theta(\epsilon_2)$ для протонов и электронов, можно в рамках единой методики расчета определить доминирующий механизм наблюдаемой поляризации. Расчет степени линейной поляризации H_α , вызванной протонным ударом, дает существенное значение величины поляризации $P = 5.9\%$ для угла наблюдения $\alpha = \frac{\pi}{2}$. Приведенные зависимости от n , δ , ϵ_1 и $\Theta(\epsilon_2)$ позволяют экспериментатору проанализировать зависимость измеренной поляризации от параметров протонов в области наблюдения, даже если измеренная поляризация не совпадает с рассчитанной. Полученное значение сопоставимо с величиной поляризации, вызванной ударом электронов [20], $P = 4.8\%$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *J. C. Henoux, G. Chambe, D. Smith, D. Tamres, N. Feautrier, M. Rovira, and S. Sahal-Brechot*, *Astrophys. J. Supp.* **73**, 303 (1990).
2. *L. Fletcher and J. C. Brown*, *Astron. and Astrophys.* **294**, 260 (1995).
3. *J. C. Henoux and M. Karlicky*, *Astron. and Astrophys.* **341**, 896 (1999).
4. *E. Vogt and J. C. Henoux*, *Astron. and Astrophys.* **349**, 283 (1999).
5. *E. Vogt, S. Sahal-Brechot, and J. C. Henoux*, *Astron. and Astrophys.* **324**, 1211 (1997).
6. *E. Vogt, S. Sahal-Brechot, and V. Bommier*, *Astron. and Astrophys.* **374**, 1127 (2001).
7. *E. Vogt, S. Sahal-Brechot, and J. C. Henoux*, *ESASP* **477**, 191 (2002).
8. *P. Kotrc*, *Astron. Nachr.* **324**, 324 (2003).
9. *J. Stepan, P. Heinzel, and S. Sahal-Brechot*, *Astron. and Astrophys.* **465**, 621 (2007).
10. *Y. T. Tsap and A. V. Stepanov*, *Astronomy Letters* **34**, 52 (2008).
11. *J. Stepan and J. T. Bueno*, *Astrophys. J.* **732**, 1 (2011).
12. *N. M. Firstova, V. I. Polyakov, and A. V. Firstova*, *Astronomy Letters* **40**, 449 (2014).
13. *T. Kawate and Y. Hanaoka*, *Astrophys. J.* **872**, 74 (2019).

14. *H. P. Hoyt, R. M. Walker, and D. W. Zimmerman*, Proceedings of the Lunar Science Conference **4**, 2489 (1973).
15. *I. M. Podgorny and A. I. Podgorny*, Journal of Physics: Conf. Series **798**, 012035 (2017).
16. www.spennis.oma.be
17. *G. Dale*, <https://indico.ict.inaf.it/event/789/contributions/5380/>
18. *B. V. Somov Plasma Astrophysics, Part II: Reconnection and Flares, Second Edition* (Springer SBM, New York, 2012).
19. *L. Fletcher, B. R. Dennis, H. S. Hudson, S. Krucker, et al.*, Space Science Reviews **159**, 19 (111).
20. *S. A. Kazantsev and J. C. Henoux Polarization spectroscopy of ionized gases* (London.: Kluwer Academic Publ., 1995, p. 214).
21. *М. Б. Шапочкин*, Астрон. журн. **96**, 955 (2019).
22. *М. В. Шапочкин*, J. Phys. B **35**, 4583 (2002).
23. *Л. А. Вайнштейн, И. И. Собельман, Е. А. Юков, Возбуждение атомов и уширение спектральных линий* (М.: Наука, 1979, с. 319).
24. *М. В. Шапочкин*, Phys. Scr. **60**, 335 (2002).
25. *E. Haug*, Solar Phys. **71**, 77 (1981).
26. *D. Detleffsen, M. Anton, A. Werner, and K.-H. Scharner*, J. Phys. B. **27**, 4195 (1994).
27. *D. Donnelly, J. Geddes, and H. B. Gilbody*, J. Phys. B. **24**, 165 (1991).
28. *J. D. Walker, J. John, and R. John*, J. Chem. Phys. **61**, 2394 (1974).
29. *J. Callaway and K. Unnikrishnan*, Phys. Rev. A **48**, 4292 (1993).
30. *A. Werner and K.-H. Scharner*, J. Phys. B **29**, 125 (1996).
31. *М. Б. Шапочкин*, Опт. и спектр. **103**, 709 (2007).
32. *Л. А. Арцимович Элементарная физика плазмы* (М.: Атомиздат, 1966, с. 200).
33. *Д. А. Франк-Каменецкий Лекции по физике плазмы* (М.: Атомиздат, 1964, с. 283).
34. *J. A. Miller, P. J. Cargill, A. G. Emslie, G. D. Holman, et al.*, J. Geophys. Res. **102**, 14631 (1997).

УДК 524.6-34

ЭВОЛЮЦИЯ СОЛНЕЧНОГО КОМЕТНОГО КОПЬЯ СО ВРЕМЕНЕМ

© 2021 г. А. В. Тутуков¹, М. Д. Сизова¹, С. В. Верещагин¹, *

¹ Институт астрономии РАН, Москва, Россия

*E-mail: svvs@ya.ru

Поступила в редакцию 28.10.2020 г.

После доработки 10.12.2020 г.

Принята к публикации 16.12.2020 г.

Часть астероидов, комет и планет (АКП) ускоряется планетами-гигантами и выбрасывается из родительских планетных систем со скоростями в несколько километров в секунду. АКП, покидая не только родительскую звезду, но и распадающееся звездное скопление, формируют в пространстве облако АКП, напоминающее копье. Тем самым формируются АКП копия Солнца, звезд и звездных скоплений. Таким образом, границы планетных систем со временем расширяются за счет АКП копий на десятки кпк. Настоящая работа посвящена численному исследованию эволюции орбит “свободных” АКП в Галактике, ведущей к их превращению в “кометные копья” Солнца, звезд, звездных скоплений. Показано, что со временем АКП копия звезд превращаются в кольца вокруг центра Галактики.

DOI: 10.31857/S0004629921040083

1. ВВЕДЕНИЕ

Образование звезд часто сопровождается возникновением околозвездных газово-пылевых дисков, эволюция которых ведет со временем к образованию планетных систем [1]. В плотных компактных дисках образование планет и коричневых карликов является вероятным результатом гравитационной неустойчивости [2]. В протяженных дисках малой плотности возможно разделение пыли и газа с последующей аккумуляцией пыли и появлением твердотельных планет, погруженных в газовую оболочку.

Наблюдения [3, 4] и теоретические оценки [5] показали, что около трети молодых звезд с массами $0.2 M_{\odot}$ – $1.5 M_{\odot}$ окружены газово-пылевыми дисками с массами $0.001 M_{\odot}$ – $0.1 M_{\odot}$ и радиусами до 100 а.е. [6, 7]. Образование планет начинается во внутренних частях таких дисков. Со временем граница сформировавшейся части планетной системы передвигается на периферию диска, достигая границы около 40 а.е. за хаббловское время [5]. За пределами 40 а.е. большие планеты, вероятно, не успевают сформироваться, и эта часть протопланетного диска, потеряв часть газового компонента, превращается со временем в астероидно-кометный пояс Койпера [1]. Его образование сочетается с возникновением планет-гигантов, формированием облаков Оорта Солнца и кометных копий звезд [8].

Подчеркнем, что планеты в аккумуляционном режиме за хаббловское время могут сформиро-

ваться только в пределах примерно 40 а.е. от родительской звезды. Например, в Солнечной системе на этой границе расположен Плутон, как известно, хотя и выбывший из категории планет, но являющийся крупнейшей карликовой планетой в Солнечной системе. Появление планет вне зоны, ограниченной 40 а.е., нас не должно удивлять. Во-первых, они могут быть выброшены из окрестностей Солнца в облако Оорта в процессе формирования планет-гигантов [9]. Во-вторых, не исключено, что планеты на холодном, далеко от звезды краю протопланетного диска могут формироваться за счет гравитационной неустойчивости прямым коллапсом. В этом случае и 40 а.е. – не предел. Например, экзопланта PTFO 8-8695c имеет большую полуось орбиты 662 а.е.)¹.

Численное исследование [9] процесса ускорения АКП (астероиды, кометы, планеты) тел в рамках динамики трех гравитирующих тел, включающих Солнце, Юпитер и N не взаимодействующих между собой ускоряемых малых тел, позволило детально изучить процесс формирования сопутствующих подсистем планетной системы. В частности, были изучены процессы формирования облаков Оорта Солнца и Юпитера, концентрация АКП тел в точках L_4 и L_5 системы Солнце–Юпитер, а также найден спектр скоростей АКП тел, покидающих Солнечную систему. Этот спектр скоростей покидающих Солнечную систему АКП тел был принят нами в качестве на-

¹ http://www.exoplanetkyoto.org/exohtml/PTFO_8-8695_c.html

чальных условий для изучения картины формирования АКП копия. Поток этих тел был принят постоянным на протяжении жизни Солнца. Последние со временем формируют “кометное копьё”, неизбежность появления которого была указана ранее Тутуковым и Смирновым в [8]. АКП копия должны быть практически у всех звезд с достаточно массивными и далекими от своих звезд планетами [9]. Естественно, что практически все звезды, обладающие планетными системами, пополняют поле свободных АКП объектов Галактики. Вопрос о межзвездных кометах впервые возник при рассмотрении взаимодействия планетного облака Оорта со звездами фона [10, 11]. Межзвездные объекты 2I/Борисова и 1/I Оумуамуа, обнаруженные недавно, представляют этот компонент Галактики [12, 13]. Найдены межзвездные метеоры с массой $\sim 10^{-4}$ г [15], которые также представляют существенную часть АКП компонента Галактики. Отметим, что микролинзирование облегчает и делает реальным процесс регистрации свободных планет Галактики, потерянных родительскими звездами [14].

Целью настоящей работы является изучение эволюции облаков АКП с помощью численной модели. Наша модель формирования АКП копия Солнца основана на изучении орбит малых тел, рассчитанных в гравитационном потенциале Галактики, представленном ее кривой вращения (см. работу Байковой и Бобылева [16]). Задача включает изучение динамической эволюции АКП копий со временем. Последние из облаков АКП превращаются со временем в потоки малых тел, напоминающих копия и кольца вдоль орбиты Солнца в Галактике. В настоящей статье предлагается сценарий образования межзвездного АКП компонента Галактики, формирующего особое население галактического диска и балджа. Мы привели результаты численных расчетов, иллюстрирующих эволюцию рассмотренных облаков АКП в рамках нашей модели. Также рассмотрена роль звездных скоплений в процессе формирования АКП компонентов, со временем приобретающих форму копий и пронизывающих практически все пространство Галактики. Эта работа является продолжением серии работ, посвященных распаду астрономических систем в ходе их эволюции.

2. ДВА КОМПОНЕНТА АКП

В силу условий возникновения планетная система находится в глубокой потенциальной яме центральной звезды, и ее члены “привязаны” к последней. Однако, при образовании массивных и далеких от своих звезд планет ситуация принципиально меняется. Планеты-гиганты имеют достаточно большой гравитационный потенциал и становятся эффективными ускорителями твер-

дотельного материала, – процесс, который рассматривается в рамках задачи трех тел. Ускоренные в родительской планетной системе АКП постепенно уходят в межзвездное пространство (Оорт [17, 18]). Такой процесс становится возможным при выполнении условия $m/r > M/a$, где m и r – масса и радиус планеты, M – масса центральной звезды и a – большая полуось орбиты планеты. Таким образом, оценки и численное моделирование показали, что часть АКП ускоряется планетами-гигантами и выбрасывается из родительских планетных систем со скоростями в несколько километров в секунду [8, 9]. В работе [8] сделаны оценки, которые демонстрируют два возможных варианта эволюции АКП: планеты-гиганты Солнечной системы (Юпитер, Сатурн, Уран и Нептун) ускоряют АКП, создавая из его элементов либо облако Оорта, если энергия связи последних остается отрицательной, либо так называемое межзвездное кометное копьё, если эта энергия положительна. Численное моделирование процесса ускорения АКП тел, выполненное для системы Солнце–Юпитер [9], позволило определить некоторые параметры процесса ускорения АКП тел этой системой. Расчеты показали, что часть АКП тел захватывается Солнцем и Юпитером, входя в их состав. Кроме того, Солнце и Юпитер оказались со временем окружены сфероидами облаками Оорта, располагающимися внутри их полостей Роша. При этом часть объектов этих облаков получили орбитальное движение, обратное направлению вращения Солнца и Юпитера. В работе [19] найдено подтверждение такого эффекта данными наблюдений.

Кроме выметания малых тел из планетной системы планетами-гигантами, возможен еще один процесс образования свободных АКП тел [17, 18]. Оценим эффективность диссипации облака Оорта за счет сближений с окружающими звездами. Мы рассматриваем при этом не только Солнце, но и другие звезды, также окруженные своими облаками Оорта. Столкновения облаков Оорта, размеры которых составляют $\sim 10^{18}$ см, со звездами поля Галактики ведут к потере части членов этого облака. Радиус зоны “выметания” r можно оценить, исходя из формулы $r/R_0 = w/v$, где R_0 – радиус облака Оорта (приблизительно 10^5 а.е.), $w = 3 \times 10^6$ см/с – скорость звезд фона, v – скорость АКП объектов облака Оорта. Простая оценка показывает, что за время жизни Солнца около 10^4 звезд могут пролететь через его облако Оорта. В результате приблизительно 10% малых тел покинут облако Оорта с характерной скоростью относительно своих звезд $\sim 10^4$ см/с, близкой к скорости АКП объектов облака Оорта в периастралах своих орбит.

Таким образом, приходим к выводу, что существуют, по крайней мере, два источника АКП ма-

териала для питания кометного копыя Солнца. Первый компонент малых тел образован за счет ускорения АКП объектов гигантскими планетами. Эти тела покидают родительскую звезду со скоростями ~ 1 км/с [9]. Таким образом, будучи выброшенными из Солнечной системы, они подтверждают давнее предсказание Оорта (1950, 1951) [17, 18] и пополняют АКП компонент Галактики. За их счет образуется поток малых тел в виде кометного копыя, изученный в работе [8]. Ширина такого потока определяется отношением характерных скоростей АКП тел относительно Солнца (~ 1 км/с) и орбитальной скорости Солнца вокруг центра Галактики (ЦГ), приблизительно равной ~ 200 км/с. Из этого следует, что ширина АКП копыя составит ~ 50 пк. Второй компонент — это АКП тела с малыми скоростями, потерянные из облака Оорта. Они покидают околозвездную планетную систему в результате сближений планетной системы со звездами поля. Этот процесс дает объекты со скоростями ~ 100 м/с. Последняя оценка исходит из того, что она близка к величине скорости этих объектов в облаке Оорта.

Отметим, что оценки числа комет, как остающихся в облаке Оорта, так и покидающих его, остаются неуверенными, что осложняет оценку их плотности в облаке АКП (например, в работе [20] дана оценка числа долгопериодических комет с перигелием < 10 а.е. около 10^{12}).

3. РОЛЬ ЗВЕЗДНЫХ СКОПЛЕНИЙ

Звезды скоплений не являются исключением, они также имеют планетные системы и рассмотрены в нашем исследовании. Частота межзвездных сближений внутри скопления превосходит частоту сближений среди звезд поля. Плотность звезд в скоплениях повышена по сравнению со звездами поля. Результаты подсчетов показывают, что в окрестностях Солнца звездная плотность составляет около 0.1 пк $^{-3}$, а в Гиадах, например, она составляет уже приблизительно 100 пк $^{-3}$ [21], т.е. заметно превосходит плотность звезд поля. Это вносит свои коррективы в сценарий создания АКП копий, как для звезд внутри скоплений, так и для скопления в целом.

Вспомним, что величина скорости вылета АКП объектов из Солнечной системы, придаваемая малым телам Юпитером, составляет ~ 1 км/с. Несложно показать, что такая величина скорости достаточна не только для их потери Солнцем, но и звездным скоплением со средней массой $\sim 10^3 M_{\odot}$. В таком случае АКП наравне со звездами покидают скопление и образуют для звезд скопления АКП копыя. Подчеркнем, что существенна разница между родительскими звездами АКП тел, которые находятся внутри копыя (а затем могут по-

кинуть его), и звездами, теряющими связь со своим скоплением, покинув его. Последние представляют собой звезды, практически потерявшие гравитационную связь с ядром скопления и вошедшие в состав шлейфов, расположенных приблизительно вдоль орбиты скопления в диске [22–24]. Что касается АКП, то они, покинув родительскую звезду за счет процесса их выметания планетами-гигантами, как правило, покидают и родительское звездное скопление, тем самым формируя облако АКП тел, общее для звездного скопления в целом. Постепенно это облако за счет действия приливных сил Галактики приобретает сначала форму копыя, а затем по прошествии достаточного интервала по времени, может замкнуться в кольцо вокруг центра Галактики.

Оценка общего числа рассеянных звездных скоплений в Галактике составляет 10^5 [25, 26], однако, она касается лишь выживших скоплений. Большинство же скоплений распались, превратившись в звездные потоки и кольца в момент своего рождения [27]. Таким образом, значительная часть межзвездных АКП остались без родительских скоплений за счет быстрого распада последних. Межзвездные АКП могут иметь прямое отношение к наблюдаемым кинематическим звездным потокам, будучи связаны общим происхождением. Так, астероид 11/Оумуамуа может быть связан с одним из распавшихся скоплений, входившим в одну ассоциацию с Плеядами [28, 29]. Стоит добавить, что Фенг и Джонс 2018 [30] считают кандидатом на роль источника ассоциацию Columba.

Из-за пространственных осцилляций при движении вокруг центра Галактики (ЦГ) орбиты скоплений и звездных потоков могут отклоняться от плоскости диска. То же можно сказать и о сопровождающих их АКП копыях. Например, такую картину показывают расчеты орбиты NGC 2158 [31]. Это подтверждают и данные наблюдений [24] для ряда звездных скоплений по данным Gaia.

4. ПРОСТАЯ МОДЕЛЬ

4.1. Исходные данные

Численное моделирование системы Солнце–Юпитер позволило получить распределение по скоростям АКП тел, покидающих Солнечную систему в результате ускорения их Юпитером [9]. Несколько упростив задачу, мы взяли в качестве всей совокупности АКП, выметенных из Солнечной системы, облако тел, приписав им единую по модулю пространственную скорость относительно Солнца, равную 2 км/с. Как уже говорилось, существует и второй компонент АКП — тела, выметенные из Солнечной системы за счет сближений последней со звездами поля и (или) звездами

Таблица 1. Начальное положение Солнца и облаков АКП в гелиоцентрической системе координат

Пространственные координаты и скорости	$t = 0$
	Солнце и АКП
X , пк	0
Y , пк	0
Z , пк	20.8
U , км/с	0
V , км/с	0
W , км/с	0

родительского скопления. Этот процесс приводит к появлению второй популяции свободных АКП объектов с характерными скоростями относительно Солнца ~ 100 м/с.

Обе популяции мы представили в виде двух облаков из $n = 1000$ точек каждое. Облака в начальный момент времени расположены в одной точке пространства, совпадающей с положением Солнца. Предполагаем, что эти облака были созданы на ранних стадиях формирования Солнца. Точки, составляющие каждое облако, представляют малые тела Солнечной системы. Допускаем, что они гравитационно не взаимодействуют ни между собой, ни с Солнцем и движутся по индивидуальным орбитам, задаваемым их начальными скоростями. Солнечная система, как и оба облака, совершает орбитальное движение в диске Галактики. Число точек взято равным 1000, поскольку нас интересует только развитие формы копия со временем, и такого числа, как показал опыт, оказывается достаточно.

4.2. Эволюция облака АКП в галактическом диске

Для расчетов параметров орбиты и интегрирования движения в пространстве использовался пакет *galpy*, разработанный Дж. Бови [32], написанный на языке программирования Python. Использован приближенный к реальности классический потенциал Млечного Пути (MWPotential2014 [32]), наилучшим образом воспроизводящий наблюдаемую кривую вращения Галактики. Это осесимметричный потенциал, где Галактика представлена трехкомпонентной моделью, включающей гало, диск и балдж. Солнце расположено на расстоянии $R_0 = 8.178$ кпк [33] от центра Галактики, скорость вращения диска здесь составляет $V_0 = 232.8$ км/с [34]. В суммарный потенциал включены потенциалы основных составляющих Галактики: балджа и диска, описанного выражениями Миямото-Нагаи [35], и сферически-симметричного пространственного распределения плотности темной материи в гало, представленное Наварро-Френком-Уайтом [36].

Направления скоростей в пространстве рассчитаны так, чтобы компоненты скорости UVW в декартовой гелиоцентрической системе координат, сохраняя величину модуля вектора, по направлениям равномерно покрывали сферическую поверхность вокруг текущего положения Солнца. То есть, радианты скоростей точек распределены равномерно относительно Солнца, при этом величины модуля вектора скорости i -й точки равны $V_{\text{spatial},i} = \sqrt{U_i^2 + V_i^2 + W_i^2}$ и остаются равными 2 км/с и 100 м/с для каждого облака соответственно.

В данном случае используется прямоугольная галактическая гелиоцентрическая система координат, в которой ось X направлена к центру Галактики ($l = 0^\circ, b = 0^\circ$), ось Y – в направлении вращения Галактики ($l = 90^\circ, b = 0^\circ$), ось Z – на Северный полюс Галактики ($b = 90^\circ$). Компоненты пространственной скорости U, V и W имеют эти же направления.

Задав начальные координаты и компоненты пространственной скорости каждой точки (табл. 1), мы рассмотрели эволюцию облака АКП,двигающегося в галактическом диске вокруг галактического центра (ГЦ). Необходимо указать, что точки распадающихся облаков в момент $t = 0$ получают приращения скорости, описанные выше. В начальный момент времени ($t = 0$) Солнце расположено на расстоянии R_0 от ГЦ и на $Z_0 = 20.8$ пк над галактической плоскостью. Последнее обусловлено тем, что положение Солнечной системы смещено к Северному полюсу Галактики на величину 20.8 пк.

4.3. Результаты

Результаты расчетов эволюции облаков АКП представлены на рис. 1. Уточним, что, поскольку начальные условия подразумевают равномерное распределение по сфере направлений векторов пространственных скоростей АКП (представленных точками), то UVW каждого облака АКП задается уникальным набором векторов. Таким образом, каждое тело АКП, входящее в состав копия, имеет свою орбиту.

Расчеты, представленные на рис. 1, выполнены на интервале от 0 до 4.6 млрд лет. На четырех панелях рис. 1 показана последовательность развития формы облаков АКП со временем. Как видно на рис. 1, в процессе движения облака АКП постепенно растягиваются и превращаются в копия. Скорость растяжения копий вдоль орбиты составляет приблизительно 4 пк/млн лет для первого компонента (2 км/с) и, соответственно, 0.2 пк/млн лет для второго компонента (100 м/с). Как видно из рис. 1, незначительно расширяясь по радиусу, АКП облака превращаются в копия. Естественно, эффект растяжения значительно

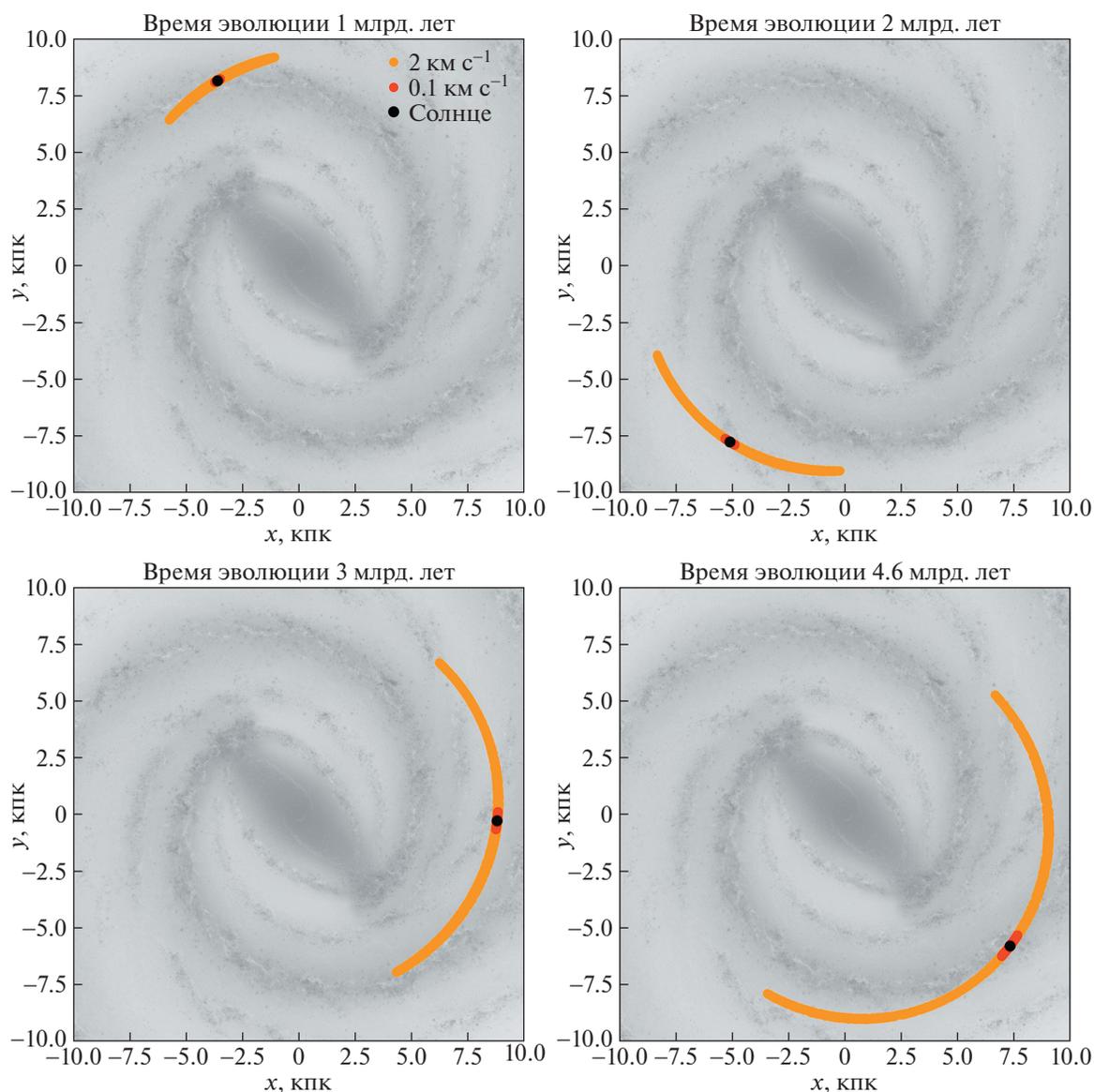


Рис. 1. Эволюция рассмотренных облаков АКП со скоростями, равными 2 км/с и 100 м/с, желтый и красный цвет соответственно. Солнце обозначено черным кружком. Изображение галактики на фоне (статично) предоставлено библиотекой для python (<https://pypi.org/project/mw-plot/>).

для компонента с большей начальной скоростью. Солнце продолжает движение в центре копыя.

Система в целом совершает движение вокруг ГЦ, как указано выше, со скоростью ~ 230 км/с. Период обращения Солнца (Солнечной системы) вокруг ГЦ (галактический год) составляет приблизительно 250 млн лет. За период интегрирования, равный 4.6 млрд лет, произошло приблизительно 20 оборотов Солнечной системы вокруг ГЦ, и ввиду недостаточно больших начальных скоростей АКП объектов копыя не смогли сомкнуться в кольцо. Однако для более старых звезд образование АКП колец неизбежно.

Отметим, что комета 2I/Борисова (скорость относительно Солнца в афелии составляет приблизительно 25 км/с) и астероид 1I/Оумуамуа (32 км/с) не могут быть членами копий звезд солнечного скопления ввиду больших скоростей относительно Солнца [37].

4.4. Оценка размеров тел, входящих в состав копыя АКП

Размеры членов АКП копыя в рамках нашей модели ограничены снизу, поскольку они не тормозятся газовым компонентом Галактики. Следует отметить, что небольшие по размерам АКП

объекты могут существенно изменить скорость из-за торможения о газовый компонент Галактики. Оценим их размеры a . Размер малого тела можно представить как $a = \rho w t$. Используются следующие обозначения: при времени t , равном Хаббловскому T_H , плотность межзвездного газа $\rho \cong 10^{-24}$ г/см³, скорость малого тела равна $w = 3 \times 10^6$ см/с. Из последней формулы найдем, что $a \approx 1$ см. Это означает, что АКП с размерами меньше ~ 1 см за хаббловское время будут заторможены и выпадут из состава своих АКП облаков. АКП тела больших размеров сохранятся в копиях и кольцах в течение Хаббловского времени.

Изучение зон активного звездообразования в различных диапазонах спектра показало, что некоторые из молодых звезд действительно имеют пылевые хвосты, лишенные газового компонента [38]. Отсутствие газа в этих структурах свидетельствует об отсутствии участия газа в ускорении этой пыли. Естественно ожидать, что наблюдения демонстрируют нам только наиболее обильную часть твердотельного компонента, эффективно поглощающую свет родительской звезды. При “стандартном” спектре масс астрономических объектов в виде $dN/dM \sim M^{-2}$ (Тутуков и Шустов [39]) наблюдаемые в ИК-диапазоне “пылевые хвосты” могут содержать и более крупные твердотельные АКП тела.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В итоге численного моделирования эволюции АКП копий и колец звезд с массивными планетами приходим к следующему выводу. Практически все звезды, имеющие планеты, должны обладать АКП структурами в виде копий или даже колец (зависит от возраста звезды). Эти объекты достаточно распространены в Галактике, поскольку около трети звезд обладают планетами (Масевич и Тутуков [40]). В целом протяженные АКП спутники звезд и звездных скоплений образуют хорошо населенный АКП компонент Галактики, составленный из “нитей” АКП копий и колец. В частности, для Солнечной системы это означает, что ее граница расширяется до нескольких кпк за счет АКП копия (рис. 1). Превращение звезд с массами от $1 M_\odot$ до $8 M_\odot$ в вырожденный карлик не прерывает их связи со своими АКП копиями, поскольку образование планетарных туманностей не изменяет пространственную скорость звезд.

При анализе эволюции облака АКП необходимо оценить условия его сохранения со временем в звездной среде диска Галактики. На его сохранность оказывает решающее значение влияние условия сохранения связи АКП потока и звезды, его порождающей. Положим, что идентичность элементов АКП копия сохраняется, если возму-

щающие скорости при взаимодействии с пролетающей звездой с массой M на расстоянии R со скоростью V не превосходят величину исходной дисперсии скоростей АКП тел $V \approx 1$ км/с [2]. Величина ускорения АКП тела от пролетающей звезды $\sim GM/R^2$, а время их эффективного взаимодействия $\sim R/V$. Итоговое приращение скорости $\Delta V \approx GM/RV$. Для звезд диска Галактики $V \approx 30$ км/с [11]. Возьмем звезду типичной массы $M \approx 0.3 M_\odot$, плотность таких звезд в диске Галактики составляет ~ 0.1 пк⁻³ [21]. Простая оценка показывает, что $R = 2 \times 10^{21} (\text{год}/t)^{1/2}$ см, а $\Delta V = 10^3 (t/10^{10} \text{ лет})^{1/2}$ см/с. Эта оценка показывает, что возмущение АКП объектов пролетающей звездой, как правило, не превосходит их исходной дисперсии скоростей $\sim 10^5$ см/с. Следовательно, тела, составляющие АКП копия, сохраняют свою “скоростную принадлежность” к копиям в пределах Хаббловского времени. Для придания $\Delta V \approx 10^5$ см/с пролетающая звезда должна приблизиться к АКП объекту на расстояние $\sim 10^{14}$ см, что очень редко, поэтому только малая часть АКП объектов будут удалены из копия или кольца.

Солнечная система испытала за последние несколько миллионов лет до 150 близких (сближение могло составить до 1–2 пк) прохождений звезд [41, 42]. Таким образом, вокруг него вполне могли образоваться копия АКП, сформированные как Юпитером, так и близкими прохождением звезд. При этом даже первое копия, как видим на рис. 1, еще не замкнулось и не превратилось в кольцо за время существования Солнца. Второе, как видим из рис. 1, расширяется намного медленней. Это исключает встречу Земли с любым малым телом, потерянным Солнечной системой ранее.

Поскольку заметная часть звезд обладает планетными системами, рассмотренная эволюция АКП компонента (копия и кольца) Солнечной системы характерна практически для всех одиночных звезд Галактики. Поэтому АКП компонент Галактики представляется сейчас некоей суммой АКП потоков, АКП копий и колец ее звезд. Поскольку нет оснований сомневаться в наличии планетных систем и у звезд балджа, последний также имеет свой сфероидальный компонент свободных АКП тел. То есть, Галактика наряду со звездными компонентами имеет соответствующие им АКП компоненты.

Интересен вопрос о роли двойных звезд в создании АКП компонента. Известно, что существуют планеты как около отдельных звезд двойной системы, так и около двойных звезд в целом [43]. В ускорении АКП компонентов в этом случае могут участвовать не только планеты-гиганты этих систем, но и сами звезды — члены двойных.

При этом последние будут ускорять АКП объекты до своих орбитальных скоростей ~ 100 км/с [44]. То есть, тесные двойные звезды при ускорении своих АКП объектов будут создавать не только свои АКП копыя, но и сфероидальный АКП компонент Галактики, поскольку орбитальные скорости их компонентов сравнимы с орбитальными скоростями звезд Галактики. Интересно, что галактики малых масс имеют малые скорости ухода, всего \sim несколько 10 км/с. Поэтому АКП тела, генерируемые тесными двойными звездами, могут покинуть родительские галактики, которые в итоге “вооружаются” своими АКП копыями.

БЛАГОДАРНОСТИ

В работе использованы программы расчетов орбит в Галактике, созданные за многие годы Бови [32]. Мы благодарны за полезные советы Дж. Бови из Департамента астрономии и астрофизики Университета Торонто, в частности, об использовании пакета *galpy*. Авторы благодарят рецензента за сделанные замечания.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Авторы выражают благодарность Министерству науки и высшего образования Российской Федерации за поддержку в рамках гранта 075-15-2020-780 (N13.1902.21.0039).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. В. Г. Сафронов, *Эволюция допланетного облака и образование Земли и планет* (М., Наука, 1969).
2. А. В. Тутуков, *Астрон. журн.* **79**, 763 (2002).
3. B. S. Gaudi, M. D. Albrow, J. An, J.-P. Beaulieu, et al., *Astrophys. J.* **566**, 463 (2002).
4. A. Hales, S. Perez, C. Gonzalez-Ruilova, L. A. Cieza, et al., *Astrophys. J.* **900**, 7 (2020).
5. А. Тутуков, *Астрон. журн.* **64**, 1264 (1987).
6. A. Natta, *ASP Conf. Ser.* **324**, 20 (2004).
7. S. Muller, R. Heiled, and L. Mayer, *Astrophys. J.* **854**, 112 (2018).
8. A. Tutukov and M. Smirnov, *Sol. Sys. Res.* **38**, 279 (2004).
9. А. В. Тутуков, Г. Н. Дремова, В. В. Дремов, *Астрон. журн.* **97**, 939 (2020).
10. M. Faintich, *Interstellar gravitational perturbation a cometary orbit*, PhDТ, 2, 1971.
11. J. Correa-Otto, M. Calandra, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **490**, 2495 (2019).
12. G. Borisov, I. Ionov, O. Bryzgalov et al., *MPEC*, 51 (2013).
13. T. Hallatt and P. Weigert, *Bulletin American Astron. Soc.* **52**, No. 4, id. 2020n4i201p03 (2020).
14. P. Mróz, R. Poleski, A. Gould, A. Udalski, et al., *Astrophys. J. Lett.* **903**, L11 (2020).
15. M. Froncisz, P. Brown, R. J. Weryk, *Planet. Space Sci.* **190**, 104980 (2020).
16. A. Bajkova and V. Bobylev, preprint *astro-ph/2008.13624* (2020).
17. J. Oort, *BAIN* **11**, 91 (1950).
18. J. Oort, *Observatory* **71**, 129 (1951).
19. E. Ashton, M. Beaudoin, and B. Gladman, preprint *astro-ph/2009.03382* (2020).
20. B. Boe, R. Jedicke, K. J. Meech, P. Wiegert, et al., *Icarus* **333**, 252 (2019).
21. A. N. Cox, *Allen's astrophysical quantities* (New York: AIP Press, Springer, 2000).
22. S. Röser, E. Schilbach, and B. Goldman, *Astron. and Astrophys.* **621**, L2 (2019).
23. S. Meingast and J. Alves, *Astron. and Astrophys.* **621**, L3 (2019).
24. N. Lodieu, R. L. Smart, A. Pérez-Garrido, and R. A. Silvotti, *Astron. and Astrophys.* **623**, A35 (2019).
25. A. E. Piskunov, N. V. Kharchenko, and S. Röser, *Astron. and Astrophys.* **445**, 545 (2006).
26. S. V. Vereshchagin and E. S. Postnikova, *Selected Papers of the XIX International Conference on Data Analytics and Management in Data Intensive Domains (DAMDID/RCDL 2017) Moscow, Russia, October 9-13, 2017*. Eds. L. Kalinichenko, Y. Manolopoulos, N. Skvortsov, V. Sukhomlin *CEUR Workshop Proc.* **2022**, 30 (2017).
27. A. V. Tutukov, *Astron. and Astrophys.* **70**, 57 (1978).
28. T. M. Eubanks, *Astrophys. J. Lett.* **874**, L11 (2019).
29. E. Gaidos, J. Williams, and A. Kraus, *Research Not. American Astron. Soc.* **1**, 13, (2017).
30. F. Feng and H. R. A. Jones, *Astrophys. J. Lett.* **852**, L27 (2018).
31. D. P. Sariya, I.-G. Jiang, M. D. Sizova, E. S. Postnikova, et al., *Astron. J.*, in press (2021).
32. J. Bovy, *Astrophys. J. Supp. Ser.* **216**, 2 (2015).
33. P. J. McMillan, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **465**, 1 (2017).
34. Gravity Collaboration: R. Abuter, A. Amorim, M. Bauböck, J. P. Berger, et al., *Astron. and Astrophys.* **625**, L10 (2019).
35. M. Miyamoto and R. Nagai, *Publ. Astron. Soc. Jap.* **27**, 533 (1975).
36. J. Navarro, C. Frenk, and S. White, *Astrophys. J.* **462**, 563 (1996).
37. А. В. Тутуков, М. Д. Сизова, С. В. Верещагин, *Астрон. журн.* **97**, 820 (2020).
38. G. Stringfellow, J. Bally, L. Allen, *AAS*, 21115404S (2007).
39. А. В. Тутуков, Б. М. Шустов, *Астрофизика*, в печати (2020).
40. А. Г. Масевич, А. В. Тутуков, *Эволюция звезд: теория и наблюдения* (М. Наука, 1988).
41. S. Torres, M. X. Cai, A. G. A. Brown, and S. P. Zwart, *Astron. and Astrophys.* **629**, A139, (2019).
42. R. Darma, W. Hidayat and M. I. Arifyanto, *J. Phys. Conf. Ser.* **1245**, 012028 (2019).
43. D. Bennett, S. Rhie, A. Udalski, A. Gould, et al. *Astron. J.* **152**, 125 (2016).
44. G. Dryomova, V. Dryomov, and A. Tutukov, *Astron. Rep.* **62**, 97 (2018).

УДК 521.1

ДВИЖЕНИЕ В ЦЕНТРАЛЬНОМ ПОЛЕ ПРИ ВОЗМУЩАЮЩЕМ УСКОРЕНИИ, ИЗМЕНЯЮЩЕМСЯ ПО ЗАКОНУ ОБРАТНЫХ КВАДРАТОВ: ПРИЛОЖЕНИЕ К ЭФФЕКТУ ЯРКОВСКОГО

© 2021 г. Т. Н. Санникова^{1, *}

¹ Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Россия

*E-mail: tnsannikova@craocrimea.ru

Поступила в редакцию 13.11.2020 г.

После доработки 09.12.2020 г.

Принята к публикации 16.12.2020 г.

С помощью аналитического решения системы дифференциальных уравнений в средних элементах в первом приближении по малому параметру изучена эволюция орбиты астероида, движущегося под действием притяжения к Солнцу и дополнительного возмущающего ускорения $\mathbf{P} = \mathbf{P}'/r^2$, возникающего за счет действия эффекта Ярковского. Здесь r – гелиоцентрическое расстояние, модуль \mathbf{P}' мал по сравнению с основным ускорением, вызванным притяжением Солнца, а компоненты вектора \mathbf{P}' (S, T, W) – постоянны в системе отсчета с началом в центральном теле и осями, направленными по радиусу-вектору, трансверсали (перпендикуляр к радиусу-вектору в оскулирующей плоскости в сторону движения) и бинормали (направленной по вектору площадей). Величины S, T, W , необходимые для учета эффекта Ярковского, могут быть найдены либо как дополнительные параметры при определении орбиты из наблюдений, либо с помощью теплофизических моделей ускорения Ярковского. В первом случае требуется высокоточная астрометрия в течение длительного времени, во втором – знание теплофизических характеристик и параметров вращения астероидов. В данной статье вычислен дрейф большой полуоси для 23 астероидов с опубликованным в различных источниках трансверсальным ускорением, определенным первым способом. Сравнительный анализ показал хорошее согласие с результатами других работ. В рамках реализации второго способа на основе линейной теплофизической модели силы Ярковского для сферических астероидов и уравнений для компонентов этой силы в системе отсчета, связанной с радиусом-вектором, определены негравитационные параметры для астероида 1685 Того (1948 OA): $A_1 = S/r_0^2 = (7.96_{-3.48}^{+2.72}) \times 10^{-15}$ а.е./сут², $A_2 = T/r_0^2 = (-3.24_{-0.57}^{+0.42}) \times 10^{-15}$ а.е./сут², $A_3 = W/r_0^2 = 0$ ($r_0 = 1$ а.е.). Затем для 1685 Того найдены дрейфы эксцентриситета, большой полуоси и средней аномалии и оценено смещение астероида от невозмущенного положения за 1000 оборотов вокруг Солнца (1600 лет). С учетом неопределенностей параметров A_1, A_2 опережение по средней аномалии составило от 2.50' до 3.28', а смещение – от 143 до 188 тыс. км.

DOI: 10.31857/S0004629921040058

1. ВВЕДЕНИЕ

Эффект Ярковского – это негравитационное возмущение, которое определяется тепловым излучением вращающегося тела, имеющего ненулевую тепловую инерцию. Различают суточный и сезонный эффект [1].

Суточная составляющая возникает вследствие вращения астероида вокруг своей оси. Сторона, обращенная к Солнцу, нагревается и переизлучает тепло в космос. Так как от более горячей части астероида отходит больше энергии, чем от холодной, малое тело получает дополнительное ускорение в направлении, противоположном горячей

части. Если астероид не обладает тепловой инерцией, то распределение температуры симметрично относительно подсолнечной точки, и тело испытывает суммарную силу, направленную радиально от Солнца. В противном случае тепловая инерция вызывает задержку переизлучения, в результате чего самая горячая точка астероида находится не на полуденной линии, а смещается в сторону вечернего терминатора. В результате дополнительная сила, действующая на астероид, имеет также компонент вдоль пути.

Сезонная составляющая возникает вследствие движения астероида по орбите вокруг Солнца и

связана с тем, что более горячим оказывается то северное, то южное полушарие. Сезонный эффект всегда направлен против движения (тепловое сопротивление) и исчезает, если ось вращения малого тела перпендикулярна плоскости орбиты.

Рассмотрим движение астероида \mathcal{A} под действием притяжения к Солнцу \mathcal{S} и дополнительного возмущающего ускорения \mathbf{P} , возникающего за счет действия эффекта Ярковского. Сила этого эффекта обратно пропорциональна квадрату расстояния от Солнца, поэтому примем ускорение $\mathbf{P} = \mathbf{P}'/r^2$. Введем орбитальную систему отсчета \mathcal{O} с началом \mathcal{S} и осями, направленными по радиусу-вектору, трансверсали (перпендикуляр к радиусу-вектору в плоскости оскулирующей орбиты в сторону движения) и бинормали (направленной по вектору площадей). Пусть компоненты S , T , W вектора \mathbf{P}' постоянны в системе \mathcal{O} и малы по сравнению с основным ускорением κ^2/r^2 , т.е.

$$\max\{|\mathbf{P}'|/(\kappa^2 r^{-2})\} = \max\{|\mathbf{P}'|/\kappa^2\} = \mu \ll 1. \quad (1)$$

Здесь $\mathbf{r} = \mathcal{S}\mathcal{A}$, $r = |\mathbf{r}|$, κ^2 – произведение постоянной тяготения на массу \mathcal{S} .

Если ось вращения астероида расположена под некоторым углом к плоскости орбиты, то тело подвержено как суточной, так и сезонной составляющей силы Ярковского. Согласно [2] в локальной системе координат с осью Z , направленной вдоль оси вращения тела, компонент P_z отвечает за сезонный эффект Ярковского, а P_x , P_y – за суточный эффект. Соответственно, при проецировании силы Ярковского на оси системы \mathcal{O} получим радиальную $P_r = S/r^2$, трансверсальную $P_t = T/r^2$ и нормальную $P_n = W/r^2$ составляющие.

Таким образом, для учета эффекта Ярковского и изучения его влияния на долгосрочную эволюцию орбиты малого тела необходимо знать значения S , T , W . При наличии многолетних наблюдений объекта эти величины можно определить методом дифференциальной коррекции орбиты, но получаемые при этом значения чувствительны не только к длине наблюдательной дуги, но и к выборке учитываемых наблюдений [3]. Как правило, этим способом определяют трансверсальную составляющую ускорения Ярковского, и сейчас уже порядка ста астероидов имеют ее оценку благодаря высокоточной астрометрии и радарным измерениям. Другой способ – вычислить эти компоненты, используя какую-либо модель силы Ярковского и теплофизические характеристики тела, такие как диаметр, объемная плотность, скорость вращения, наклон оси вращения к плоскости орбиты, альbedo Бонда, теп-

ловая инерция поверхности, удельная теплоемкость и тепловая излучательная способность. В настоящее время все необходимые параметры известны лишь для небольшого количества объектов, но ведется обширная работа по их определению с помощью наблюдений, получаемых в наземных и орбитальных обсерваториях, а также космических миссий к астероидам и лабораторных исследований образцов метеоритного и астероидного вещества [4].

2. УРАВНЕНИЯ ДВИЖЕНИЯ

В качестве переменных выберем оскулирующие элементы n , e , i , Ω , ω , M – среднее движение, эксцентриситет, наклон, долготу восходящего узла, аргумент перицентра, среднюю аномалию. Первые пять из них образуют вектор медленных переменных $\mathbf{x} = (x_1, \dots, x_5)$, а последняя – быструю переменную y . Уравнения движения типа Эйлера [5] имеют форму

$$\begin{aligned} \dot{\mathbf{x}} &= \mu \mathbf{f}(\mathbf{x}, y), \\ \dot{y} &= x_1 + \mu g(\mathbf{x}, y), \end{aligned}$$

с малыми порядка μ правыми частями, различаясь лишь видом функций $\mathbf{f} = (f_1, \dots, f_5)$ и g . В выбранной системе отсчета [6]

$$\begin{aligned} f_1 &= -\frac{3}{a^3 \eta} \left(e \frac{a^2}{r^2} \sin \theta S + \eta^2 \frac{a^3}{r^3} T \right), \\ f_2 &= \frac{\eta}{\kappa a^{3/2} e} \left[e \frac{a^2}{r^2} \sin \theta S + \left(\eta^2 \frac{a^3}{r^3} - \frac{a}{r} \right) T \right], \\ f_3 &= \frac{a}{\kappa a^{3/2} r \eta} \cos w W, \\ f_4 &= \frac{a}{\kappa a^{3/2} r \eta \sin i} \sin w W, \\ f_5 &= -\frac{\eta}{\kappa a^{3/2} e r^2} \cos \theta S + \\ &+ \frac{\sin \theta}{\kappa a^{3/2} \eta e} \left(\frac{a}{r} + \eta^2 \frac{a^2}{r^2} \right) T - f_4 \cos i, \\ g &= \frac{1}{2 \kappa a^{3/2} e} (-3e + 2 \cos \theta + e \cos 2\theta) \frac{a}{r} S - \\ &- \frac{\sin \theta}{\kappa a^{3/2} e} \left(\frac{a}{r} + \eta^2 \frac{a^2}{r^2} \right) T. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь и далее $a = \kappa^{2/3} n^{-2/3}$ – большая полуось, $p = a \eta^2$ – фокальный параметр, $\eta = \sqrt{1 - e^2}$, $r = p/(1 + e \cos \theta)$, θ – истинная аномалия, $w = \omega + \theta$ – аргумент широты.

В [6] мы провели осредняющую процедуру уравнений движения (2) и получили уравнения

движения в средних элементах в первом порядке малости:

$$\begin{aligned} \dot{n} &= -\frac{3n^2}{\kappa^2 \eta^2} T, \\ \dot{e} &= \frac{ne}{\kappa^2(1+\eta)} T, \\ \dot{i} &= -\frac{ne}{\kappa^2 \eta(1+\eta)} \cos \omega W, \\ \dot{\Omega} &= -\frac{ne}{\kappa^2 \eta(1+\eta)} \sin \omega W, \\ \dot{\omega} &= -\cos i \dot{\Omega} = \frac{ne \operatorname{ctg} i}{\kappa^2 \eta(1+\eta)} \sin \omega W, \\ \dot{M} &= n - \frac{2n}{\kappa^2} S. \end{aligned} \tag{3}$$

Здесь точкой (для i – жирной точкой) обозначена производная по времени t .

Решение уравнений (3) при $S, T, W \neq 0$ и в различных частных случаях выполнено нами в статье [7]. Здесь приведем частное решение при $S, T \neq 0, W = 0$:

$$t = \frac{\kappa^2}{n_0 T} \left(\frac{\eta_0}{1 - \eta_0} \right)^3 [h(\eta) - h(\eta_0)], \tag{4}$$

$$\begin{aligned} n &= n_0 \left[\frac{\eta(1 - \eta_0)}{\eta_0(1 - \eta)} \right]^3, \\ a &= a_0 \left[\frac{\eta_0(1 - \eta)}{\eta(1 - \eta_0)} \right]^2, \\ i &= i_0, \quad \Omega = \Omega_0, \quad \omega = \omega_0, \end{aligned} \tag{5}$$

$$M = M_0 + \frac{\kappa^2 - 2S}{T} \left(\eta + \ln \frac{1 - \eta}{1 - \eta_0} - \eta_0 \right),$$

где

$$h(\eta) = 2 \ln \eta + \frac{1}{\eta} - \eta. \tag{6}$$

Индексом “0” отмечены значения элементов в начальную эпоху $t_0 = t(e_0) = 0$.

В (5) элементы орбиты n, a, M представлены явными элементарными функциями эксцентриситета. В кинематическом уравнении (4) $t = F(e)$ функция F также элементарна. В [7] доказана ее строгая монотонность, так что каждому t отвечает единственное значение e .

При $e < 0.8$ вычисления $h(\eta)$ по формуле (6) содержат разности почти одинаковых чисел, что

приводит к потере точности. В этих случаях следует пользоваться рядом

$$\begin{aligned} t &= \frac{\kappa^2}{n_0 T} \left[\sum_{k=0}^{\infty} \frac{(2k+1)!!}{(2k+2)!!} e_0^{2k} \right]^{-3} \sum_{k=0}^{\infty} c_k \left(\frac{e^6}{e_0^6} e^{2k} - e_0^{2k} \right), \\ c_k &= \frac{(2k+3)!!}{(2k+4)!!} - \frac{1}{k+3}. \end{aligned} \tag{7}$$

Так как величина дрейфа эксцентриситета $\sim 10^{-12}$ год $^{-1}$, мы рекомендуем использовать кинематическое уравнение (7) при $e \leq 0.8$, особенно при исследовании орбитальной эволюции на временах менее 100000 лет. При таких эксцентриситетах суммирование достаточно проводить по k от 0 до 100. При $0.8 < e \leq 0.95$ кинематическое уравнение (7) также дает результат с точностью 16–17 знаков после запятой, но суммировать необходимо по k от 0 до 500. При $e > 0.95$ желательно использовать уравнение (4).

Из-за малости величины изменения эксцентриситета на коротких временных интервалах и ограничения точности представления вещественных чисел в памяти компьютера при вычислении разности возмущенной и невозмущенной средней аномалии $dM = M(e) - M_0 - n_0(t(e) - t(e_0))$ происходит разброс значений, тем больший, чем меньше e_0 . Использование ряда

$$\begin{aligned} M &= M_0 + \\ &+ \frac{\kappa^2 - 2S}{T} \left[2 \ln \left(\frac{e}{e_0} \right) - \sum_{k=1}^{\infty} \frac{(2k-2)!}{2^{2k} (k!)^2} (e^{2k} - e_0^{2k}) \right] \end{aligned}$$

позволяет сократить этот разброс до нескольких угловых секунд.

Решение (4)–(7) определено на временах от $-t_1$ до ∞ при $T > 0$ и от $-\infty$ до $-t_1$ при $T < 0$, где

$$\begin{aligned} t_1 &= \frac{\kappa^2}{n_0 T} \left(\frac{\eta_0}{1 - \eta_0} \right)^3 h(\eta_0) = \\ &= \frac{\kappa^2}{n_0 T} \left[\sum_{k=0}^{\infty} \frac{(2k+1)!!}{(2k+2)!!} e_0^{2k} \right]^{-3} \sum_{k=0}^{\infty} c_k e_0^{2k}. \end{aligned} \tag{8}$$

3. АПРОБАЦИЯ РЕШЕНИЯ (4)–(7)

Первым астероидом, для которого удалось экспериментально подтвердить действие эффекта Ярковского, стала (6489) Golevka в 2003 г. [8]. Согласно [9], для Голевки диаметром 530 м и массой 2.1×10^{11} кг сила Ярковского составляет 0.25 Н. Вследствие этого происходит уменьшение большой полуоси орбиты и увеличение среднего движения астероида. С.Р. Чесли (S.R. Chesley) и др. [8] с помощью радарных наблюдений определили, что за период с 1991 по 2003 г. фактическая

траектория астероида Голевка отклонилась от расчетной на 15 км по дальности.

К настоящему времени ускорение, возникающее за счет эффекта Ярковского, оценено для 87 астероидов в [10], в базе данных малых тел Лаборатории реактивного движения (Small Body Database of Jet Propulsion Laboratory (JPL)) [11] негравитационное трансверсальное ускорение указано для 136 астероидов (по состоянию на 05.11.2020 г.), а в [12] определен дрейф большой полуоси для 247 астероидов, сближающихся с Землей (АСЗ). Типичное значение трансверсальной составляющей ускорения, обязанного эффекту Ярковского, для АСЗ диаметром менее 1 км 10^{-15} – 10^{-13} а.е./сут².

Таким образом, согласно (1) величина $\mu \approx 10^{-9} \ll 1$, следовательно, в данном случае применимо решение (4)–(7).

Сравним вековое возмущение большой полуоси, получаемое с помощью нашего решения, со значениями дрейфа, полученными в работах [10, 12, 13].

Поскольку решение (4)–(7) имеет вид зависимостей времени и элементов от эксцентриситета, то имеет смысл проверить его точность при различных значениях e от 0 до 1. Поэтому для сравнения выберем объекты так, чтобы эксцентриситеты их орбит были, по возможности, равномерно распределены в диапазоне (0, 1).

Чтобы оценить, насколько хорошо наши результаты согласуются с результатами других авторов, введем “меру пересечения” интервалов

$$I = \frac{|Y - Y'|}{\sigma + \sigma'}, \quad (9)$$

где Y соответствует значению дрейфа da/dt , полученному нами, Y' – дрейф, полученный другим автором, σ, σ' – неопределенности дрейфа в этой и другой работах соответственно. Если $I \leq 1.0$, то интервалы $[Y - \sigma, Y + \sigma]$ и $[Y' - \sigma', Y' + \sigma']$ пересекаются. Чем меньше значение I , тем больше интервалы накладываются друг на друга. Будем считать, что в случае $I < 1.0$ имеет место хорошее согласие наших результатов с результатами других авторов.

В дальнейшем используются негравитационные радиальный A_1 , трансверсальный A_2 и нормальный A_3 параметры, которые связаны с компонентами S, T, W соотношениями $A_1 = S/r_0^2$, $A_2 = T/r_0^2$ и $A_3 = W/r_0^2$, где $r_0 = 1$ а.е.

3.1. Сравнение с результатами [10, 13]

В работах [10, 13] проводилась дифференциальная коррекция орбиты, в результате которой

определялось наиболее подходящее решение не только для орбитальных элементов, но и для параметра A_2 вместе с соответствующей ковариационной матрицей, описывающей неопределенность σ номинального решения. При этом силовая модель включала гравитационное ускорение от Солнца, восьми планет, Луны, 16 массивных астероидов главного пояса и Плутона, а также релятивистский вклад Солнца, планет и Луны и возмущение за счет эффекта Ярковского, которое моделировалось с помощью трансверсального ускорения

$$\mathbf{a}_t = A_2 g(r) \hat{\mathbf{t}}, \quad (10)$$

где $g(r)$ – функция гелиоцентрического расстояния r до астероида в виде:

$$g(r) = \left(\frac{r_0}{r} \right)^d. \quad (11)$$

Здесь $r_0 = 1$ а.е., а степень d зависит от тепловых свойств объекта и в предельных случаях принимает значения между 0.5 и 3.5 [14]. Для большинства АСЗ, период вращения которых не слишком велик, а тепловая инерция поверхности не слишком мала или велика, можно ожидать значение d в диапазоне 2–3 [14]. Так как для большинства объектов нет теплофизических данных, в [10] $d = 2$ для всех астероидов, кроме (101955) Bennu, для которого принималось $d = 2.25$. Это значение было определено численно С.Р. Чесли и др. [15], которые варьировали d для лучшей орбитальной подгонки.

Итак, в [10] непосредственно из астрометрии была получена величина трансверсальной составляющей негравитационного возмущающего ускорения, а затем вычислена величина векового дрейфа большой полуоси путем осреднения по времени уравнения Гаусса для da/dt . Этот дрейф сравнивался с ожидаемым за счет эффекта Ярковского значением, исходя из теплофизических характеристик объектов. В результате А. Дель Винья (A. Del Vigna) и др. [10] получили данные для 87 астероидов, у которых найденные значения трансверсального ускорения более чем в три раза превышают величины их ошибок, а дрейф большой полуоси близок к ожидаемому значению.

В [13] аналогичным образом рассматривается АСЗ (410777) 2009 FD при $d = 2$.

Чтобы сравнить наши результаты с результатами [10, 13], возьмем величины трансверсальных параметров A_2 из [10, 13], а элементы орбиты – на сайте JPL [11].

Из 87 астероидов [10, табл. 4, 5] мы выбрали 9: 1999 UQ, 136582 (1992 VA), 350462 (1998 KG3), 101955 Bennu (1999 RQ36), 85774 (1998 UT18), 2340 Hathor (1976 UA), 6489 Golevka (1991 JX), 363599

Таблица 1. Эксцентриситет и большая полуось по данным [11], трансверсальный параметр A_2 с его ошибкой (1σ) по оценкам [10, 13]

Астероид	e_0	a_0 , а.е.	$A_2 \pm 1\sigma$
1999 UQ	0.01604580510864781	1.094269847743304	-110.45 ± 18.77
1992 BA	0.06782803206613811	1.341778964979367	-54.38 ± 16.17
1998 KG3	0.1182264627797001	1.160326678624092	-61.35 ± 11.79
101955 Bennu	0.2037451084785423	1.126391025934071	-46.20 ± 0.24
1998 UT18	0.3291183900409435	1.402899507075806	-6.64 ± 1.55
2340 Hathor	0.4498841655895494	0.8438292455376517	-29.94 ± 1.18
6489 Golevka	0.6052965473603549	2.502473955538531	-12.04 ± 1.67
2004 FG11	0.7238483777283879	1.58705492306772	-59.90 ± 10.17
2011 CP4	0.8702761152619352	0.9114661716633674	+52.62 ± 13.99
2009 FD	0.4930307349965132	1.16384462283438	+73.00 ± 17.0

Примечание. Параметр A_2 приведен в единицах 10^{-15} а.е./сут².

Таблица 2. Дрейфы эксцентриситета и большой полуоси орбит объектов за 1 млн. лет (Мл) и, для сравнения, дрейфы большой полуоси da/dt' по данным [10, 13] с их ошибками, возникающими за счет ошибки определения A_2

Астероид	$ t_1 $, Мл	$de/dt \pm 1\sigma$, 10^{-6} Мл ⁻¹	$da/dt \pm 1\sigma$, 10^{-4} а.е./Мл	$da/dt' \pm 1\sigma'$, 10^{-4} а.е./Мл	$\Delta \frac{da}{dt}$, 10^{-4} а.е./Мл	I
1999 UQ	162	-16.4804584 ± 2.81	-44.90 ± 7.64	-44.85 ± 7.62	-0.05	0.003
1992 BA	447	-25.2475017 ± 7.52	-20.04 ± 5.96	-20.03 ± 5.96	-0.01	0.0008
1998 KG3	316	-61.9077270 ± 11.91	-24.54 ± 4.72	-24.52 ± 4.71	-0.02	0.002
101955 Bennu	393	-84.5718876 ± 0.44	-19.29 ± 0.10	-18.98 ± 0.1	-0.31	1.55 [◇]
1998 UT18	3604	-14.3643856 ± 3.35	-2.67 ± 0.62	-2.67 ± 0.62	0.00	0.000
2340 Hathor	342	-195.1554653 ± 7.70	-17.36 ± 0.68	-17.34 ± 0.69	-0.02	0.015
6489 Golevka	365	-21.7673740 ± 3.02	-5.10 ± 0.71	-5.10 ± 0.71	0.00	0.000
2004 FG11	297	-272.9473170 ± 46.43	-42.43 ± 7.21	-42.39 ± 7.20	-0.04	0.003
2011 CP4	86	+743.4046672 ± 196.27	+96.48 ± 25.65	+96.46 ± 25.65	0.02	0.0004
2009 FD	218	+324.8099793 ± 75.49	+37.94 ± 8.83	+38 ± 9	-0.06	0.003

Примечание. Знаком [◇] отмечено значение $I > 1.0$.

(2004 FG11), 425755 (2011 CP4). Начальные данные приведены в табл. 1.

Определим, как для этих объектов изменятся эксцентриситет и большая полуось за 1 млн. юлианских лет. При вычислениях будем использовать следующие константы:

$$\begin{aligned} \kappa &= 1.152 \times 10^{10} \text{ м}^{3/2} \text{ с}^{-1}, \\ 1 \text{ а.е.} &= 1.495978707 \times 10^{11} \text{ м}, \\ 1 \text{ год} &= 365.25 \text{ сут.} \end{aligned}$$

В начальный момент времени $t = 0$ эксцентриситет $e = e_0$. Решая кинематическое уравнение $F(e) = 1.0 \times 10^6$ лет относительно эксцентриситета, найдем значение e , соответствующее заданно-

му t . Это можно сделать путем подбора или средствами компьютерной алгебры. Затем по второй формуле (5) вычислим большую полуось для этого эксцентриситета. В итоге получим изменения эксцентриситета $de = e - e_0$ и большой полуоси $da = a - a_0$ за 1.0 млн. лет.

Результаты вычислений приведены в табл. 2. Величина t_1 определяется по формуле (8) и задает область применимости решения (4)–(7): $-|t_1| < t < \infty$ при $A_2 > 0$, $-\infty < t < |t_1|$ при $A_2 < 0$. Значения de/dt приведены с количеством знаков, достаточным, чтобы обеспечить требуемое t . Величины da/dt приведены с той же точностью, что и в [10]. В последних двух столбцах приведены отклоне-

Таблица 3. Эксцентриситет, большая полуось и трансверсальный параметр A_2 с его ошибкой (1σ) согласно [11]. Для 99942 Apophis трансверсальный параметр A_2 согласно [17]

Астероид	e_0	a_0 , а.е.	$A_2 \pm 1\sigma$, 10^{-15} а.е./сут ²
2009 BD	0.04163118147019331	1.009762522530082	$-1161.828025692882 \pm 83.7$
1994 AW1	0.07576826688857013	1.105238439707101	$+18.89220823632566 \pm 9.495$
2001 WW1	0.1217782683632915	1.21025162751883	$-58.01071479068062 \pm 18.9$
54509 YORP	0.2299152810893584	1.000041879891858	$-87.40009449151943 \pm 30.77$
1999 JV6	0.3110955988478694	1.008213935183235	$-35.34311321262337 \pm 2.65$
2005 ES70	0.3864346324931449	0.7629546285225717	$-141.6506359015683 \pm 7.249$
3908 Нух	0.4589935862788244	1.927872799266959	$+20.95993294838341 \pm 4.716$
2001 YE4	0.5404214351464689	0.676875622805979	$-69.69552052098277 \pm 0.9629$
4179 Toutatis	0.6242486422861974	2.545398024628497	$-6.478053845633136 \pm 1.042$
1999 VF22	0.7386435844616204	1.312545948759961	$-37.50098160987028 \pm 13.79$
1566 Icarus	0.8270213517584103	1.078168924356222	$-3.052890990344277 \pm 0.6964$
3200 Phaethon	0.8898311197560821	1.271367883111356	$-6.291633140867585 \pm 0.6147$
99942 Apophis	0.1911953048308701	0.9224383019077086	-54.0 ± 32.9

ния наших результатов от [10, 13] $\Delta(da/dt) = da/dt - da/dt'$ и “мера пересечения” I согласно (9).

Полученные нами значения дрейфа большой полуоси практически совпадают с дрейфом [10, 13], за исключением астероида (101955) Bennu, для которого $I > 1.0$. Однако, как оговаривалось ранее, для Бенну А. Дель Винья и др. [10] в выражении (11) принимают $d = 2.25$. В наших же уравнениях (2), (3) и решении (4)–(7) заложена обратная пропорциональность квадрату гелиоцентрического расстояния, т.е. $d = 2$.

3.2. Сравнение с результатами [12]

В статье [12] определено усредненное по орбите изменение большой полуоси для 247 АСЗ. А.Х. Гринберг (А.Н. Greenberg) и др. использовали программный комплекс численного интегрирования, учитывая гравитационные ускорения от Солнца, восьми планет и 24 наиболее массивных малых тел, а также основные релятивистские эффекты и дополнительное негравитационное ускорение, выражение для мгновенного значения которого приведено в [16]. За подробностями отсылаем читателя к статьям [12, 16], здесь лишь заметим, что рассматриваемый метод учитывает только суточную составляющую эффекта Ярковского и кардинально отличается от метода [10, 13].

Так как в [12] величина негравитационного ускорения вычислялась динамически на каждом шаге численного интегрирования, А.Х. Гринберг

и др. не приводят значений A_2 , а только значения дрейфа большой полуоси. Поэтому для наших вычислений начальные данные (элементы орбиты и трансверсальный параметр A_2) возьмем на сайте JPL [11] и сведем их в таблицу (см. табл. 3). Из 247 астероидов [12, табл. 1] мы выбрали 12: 2009 BD, 385186 (1994 AW1), 376879 (2001 WW1), 54509 YORP (2000 PH5), 85990 (1999 JV6), 483656 (2005 ES70), 3908 Нух (1980 PA), 480883 (2001 YE4), 4179 Toutatis (1989 AC), 455176 (1999 VF22), 1566 Icarus (1949 MA), 3200 Phaethon (1983 TB), отдавая предпочтение объектам, для которых дрейф большой полуоси определялся с учетом радарных измерений. Лишь два астероида в нашем списке имеют только оптическую астрометрию, они отмечены “*” в табл. 4, в которой приведены результаты наших вычислений и их сравнение с результатами [12].

Здесь же рассмотрен астероид 99942 Apophis (2004 MN4), для которого параметр A_2 найден в результате дифференциальной коррекции и опубликован в [17], где Х.А. Перес-Эрнандес (Х.А. Perez-Hernandez) и Л. Бенет (L. Benet) представили для Апофиса независимую оценку эффекта Ярковского на основе оптической и радиолокационной астрометрии. Полученный нами дрейф большой полуоси сравнивается с результатом [12, п. 13.9].

Последний столбец табл. 4 дает нам один объект (1999 JV6), для которого “мера пересечения” превышает единицу, и еще два (2009 BD и 4179 Toutatis) с $I > 0.8$, что указывает на значительное

Таблица 4. Дрейфы эксцентриситета и большой полуоси орбит объектов за 1 млн. лет (Мл) и, для сравнения, дрейфы большой полуоси da/dt' согласно [12] с их ошибками. Знаком “*” отмечены объекты, для которых дрейф большой полуоси определен в [12] на основе только оптических наблюдений

Астероид	$ r_1 $, Мл	$de/dt \pm 1\sigma$, 10^{-6} Мл $^{-1}$	$da/dt \pm 1\sigma$, 10^{-4} а.е./Мл	$da/dt' \pm 1\sigma'$, 10^{-4} а.е./Мл	$\Delta \frac{da}{dt}$, 10^{-4} а.е./Мл	I
2009 BD*	13	-522.43761819 ± 38.9	-498.03 ± 36.3	-381.69 ± 99.3	-116.34	0.86
1994 AW1	961	$+13.09205267 \pm 6.6$	$+7.67 \pm 3.9$	$+4.08 \pm 2.7$	3.59	0.54
2001 WW1*	356	-56.60826990 ± 18.5	-22.74 ± 7.4	-27.37 ± 10.5	4.63	0.26
54509 YORP	172	-216.75217006 ± 76.5	-39.22 ± 13.8	-33.85 ± 13.3	-5.37	0.20
1999 JV6	416	-118.36257410 ± 8.9	-16.56 ± 1.2	-14.10 ± 1.0	-2.46	1.12^\diamond
2005 ES70	653	-913.39456707 ± 47.1	-81.14 ± 4.2	-79.57 ± 3.1	-1.57	0.22
3908 Нух	1677	$+40.39946708 \pm 9.1$	$+8.12 \pm 1.8$	$+7.10 \pm 1.6$	1.02	0.30
2001 YE4	96	-783.65376100 ± 10.9	-50.88 ± 0.7	-49.84 ± 0.7	-1.04	0.74
4179 Toutatis	6764	-11.87123702 ± 1.9	-2.83 ± 0.5	-2.15 ± 0.3	-0.68	0.85
1999 VF22	344	-233.99083514 ± 86.2	-30.60 ± 11.3	-37.40 ± 6.9	6.80	0.37
1566 Icarus	2367	-30.66125182 ± 7.0	-3.95 ± 0.9	-4.84 ± 0.4	0.89	0.68
3200 Phaethon	1053	-56.97612972 ± 5.6	-11.38 ± 1.1	-9.57 ± 2.1	-1.81	0.57
99942 Apophis	250	-125.08543665 ± 76.3	-24.8 ± 15.1	-25.6 ± 13.6	0.8	0.03

Примечание. Знаком $^\diamond$ отмечено значение $I > 1.0$.

расхождение результатов, хотя и имеется пересечение интервалов значений дрейфов.

Расхождение результатов для 1999 JV6 и 4179 Toutatis объясняется тем, что значения A_2 , приведенные для этих астероидов на сайте JPL, вычислены с учетом новых наблюдений, проведенных в 2020 г., в то время как результаты [12] получены на основе наблюдательных дуг, ограниченных 2019 г. В [18] приведены оценки параметра A_2 по состоянию на сентябрь 2016 г. Для 1999 JV6 $A_2 = (-30.30 \pm 3.85) \times 10^{-15}$ а.е./сут 2 . В этом случае при $de/dt = (-101.4584480900 \pm 12.90) \times 10^{-6}$ (млн. лет) $^{-1}$ получим дрейф $da/dt = (-14.19 \pm 1.80) \times 10^{-4}$ а.е./ (млн. лет), отклонение от [12] $\Delta \frac{da}{dt} = -0.09 \times 10^{-4}$ а.е./ (млн. лет) и “меру пересечения” $I = 0.03$. Для 4179 Toutatis $A_2 = (-4.45 \pm 1.34) \times 10^{-15}$ а.е./сут 2 , что дает при $de/dt = (-8.154583214 \pm 2.46) \times 10^{-6}$ (млн. лет) $^{-1}$ дрейф $da/dt = (-1.94 \pm 0.58) \times 10^{-4}$ а.е./ (млн. лет), отклонение от [12] $\Delta \frac{da}{dt} = 0.21 \times 10^{-4}$ а.е./ (млн. лет) и “меру пересечения” $I = 0.24$. Таким образом, без учета новых данных получаем хорошее согласие.

Для астероида 2009 BD дрейф большой полуоси определен в [12] на основе только оптической

астрометрии, полученной в короткий период с 2009 по 2011 г., и имеет большую неопределенность. Однако, при совместном учете эффекта Ярковского и давления солнечного излучения было найдено более точное значение дрейфа $da/dt' = (-497.6 \pm 40.5) \times 10^{-4}$ а.е./ (млн. лет) [12, п. 13.2], от которого наш результат отличается на $\Delta \frac{da}{dt} = -0.43 \times 10^{-4}$ а.е./ (млн. лет) с “мерой пересечения” $I = 0.006$.

3.3. Выводы

Сравнительный анализ показывает, что решение (4)–(7) при различных $e_0 \in (0,1)$ дает результаты, согласующиеся с другими методами, поэтому оно может использоваться для исследования долгосрочной орбитальной эволюции малых тел с учетом негравитационного ускорения, обратно пропорционального квадрату расстояния до притягивающего центра, если величина этого ускорения известна. В случае эффекта Ярковского обычно принимается во внимание только трансверсальная составляющая, вызывающая вековое изменение большой полуоси. При этом параметр A_2 определяется путем дифференциальной коррекции орбиты, что требует наличия высокоточ-

ных астрометрических наблюдений в течение длительного времени.

В Приложении предложен альтернативный способ определения величины ускорения Ярковского, который снимает необходимость иметь наблюдения на большом интервале времени, но требует знания таких характеристик объекта, как диаметр, объемная плотность, скорость вращения, наклон оси вращения к плоскости орбиты, альbedo Бонда, тепловая инерция поверхности, удельная теплоемкость и тепловая излучательная способность.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С помощью аналитического решения системы осредненных уравнений в системе отсчета, связанной с радиусом-вектором, исследовалось влияние эффекта Ярковского на долгосрочную эволюцию орбиты малого тела. Величину ускорения, возникающего вследствие эффекта Ярковского, можно найти как дополнительный параметр при определении орбиты из наблюдений, что требует высокоточной астрометрии на протяжении длительного времени. Другой путь — вычисление компонентов ускорения, используя какую-либо модель силы Ярковского. В этом случае требуется знание параметров вращения и теплофизических характеристик астероидов.

В данной статье вычислен дрейф большой полуоси для 23 астероидов, трансверсальный параметр которых определен первым способом и опубликован в различных источниках. Получено хорошее согласие результатов с другими работами.

Далее предлагается способ вычисления негравитационных параметров на основе линейной модели силы Ярковского для сферических астероидов [2] и уравнений [19, ф-лы (12)] для компонентов этой силы в системе отсчета, связанной с радиусом-вектором. Для астероида 1685 Того (1948 ОА), используя его теплофизические характеристики, опубликованные в [20], предложенным способом найдены численные значения негравитационных параметров A_1, A_2, A_3 , а затем дрейфы эксцентриситета, большой полуоси и средней аномалии за 1000 оборотов вокруг Солнца (1600 лет), и оценено смещение астероида от невозмущенного положения, возникающее из-за эффекта Ярковского.

В дальнейшем мы планируем найти решение системы осредненных уравнений в системе отсчета, связанной с вектором скорости и применить его к движению астероида и, в частности, для исследования дрейфа большой полуоси орбиты при наличии дополнительного возмущающего тангенциального ускорения.

ЗАДАЧА ДВИЖЕНИЯ АСТЕРОИДА 1685 ТОГО

Используя данные теплового инфракрасного излучения с космического корабля WISE, Й. Дюрех (J. ĀDurech) и др. [20] исследовали теплофизические характеристики астероидов 1685 Того (1948 ОА), 2100 Ра-Shalom (1978 RA), (3103) Eger и 161989 Cacus (1978 CA) и оценили вековые изменения скорости их вращения вследствие YORP-эффекта. Затем по имеющейся оптической и радиолокационной астрометрии сделали вывод о дрейфе большой полуоси их орбит за счет эффекта Ярковского.

Наиболее полные данные в [20] получены для 1685 Того. Для этого объекта мы определили величины негравитационных параметров A_1, A_2, A_3 , используя линейную теплофизическую модель силы Ярковского для сферического астероида, которая подробно описана в [2, 21, 22]. Здесь мы только кратко сформулируем методику наших расчетов.

1. Модель ускорения Ярковского

Опираясь на [2], в [19] выведены составляющие ускорения Ярковского (в наших обозначениях это ускорение \mathbf{P}) в проекции на оси системы \mathcal{O} [19, ф-лы (12)]:

$$\begin{aligned} P_r &= \frac{4\alpha\Phi}{9(1+\chi)} \left\{ E_{R_s} \sin(\delta_{R_s} + \lambda) \sin \lambda \sin^2 \gamma + \right. \\ &\quad \left. + E_{R_t} \cos \delta_{R_t} [\cos^2 \lambda + \sin^2 \lambda \cos^2 \gamma] \right\}, \\ P_t &= \frac{4\alpha\Phi}{9(1+\chi)} \left\{ E_{R_s} \sin(\delta_{R_s} + \lambda) \cos \lambda \sin^2 \gamma - \right. \\ &\quad \left. - E_{R_t} [\cos \delta_{R_t} \sin \lambda \cos \lambda \sin^2 \gamma + \sin \delta_{R_t} \cos \gamma] \right\}, \\ P_n &= \frac{4\alpha\Phi}{9(1+\chi)} \left\{ E_{R_s} \sin(\delta_{R_s} + \lambda) \sin \gamma \cos \gamma - E_{R_t} \times \right. \\ &\quad \left. \times [\cos \delta_{R_t} \sin \lambda \sin \gamma \cos \gamma - \sin \delta_{R_t} \cos \lambda \sin \gamma] \right\}, \end{aligned} \quad (12)$$

где индекс s соответствует сезонному эффекту Ярковского, d — суточному. В (12) γ — наклон оси вращения астероида относительно нормали к плоскости его орбиты, $\lambda = \omega_{rev}(t - t_0)$ — средняя долгота, ω_{rev} — среднее движение, t — время, t_0 — момент начала отсчета времени, $\alpha = 1 - A$ — коэффициент оптического поглощения, A — альbedo Бонда,

$$\Phi = \frac{\mathcal{E}_* \pi R^2}{mc}, \quad \chi = \frac{\Theta_s}{\sqrt{2} R_s},$$

$$\Theta_s = \frac{\Gamma\sqrt{\omega_{rev}}}{\epsilon\sigma T_*^3}, \quad \Gamma = \sqrt{K\rho C}, \quad T_* = \left(\frac{\alpha\mathcal{E}_*}{\epsilon\sigma}\right)^{1/4},$$

Γ – тепловая инерция поверхности, T_* – температура подсолнечной точки, $\mathcal{E}_* = L_\odot/(4\pi a^2)$ – поток излучения Солнца на гелиоцентрическом расстоянии a , $L_\odot = 3.86 \times 10^{26}$ Вт – светимость Солнца, $c = 299792458$ м/с – скорость света [23], $\sigma = 5.670374419 \times 10^{-8}$ Вт м⁻² К⁻⁴ – постоянная Стефана–Больцмана [24], m , R , ρ , ϵ , K , C – масса, радиус, объемная плотность, тепловая излучательная способность, теплопроводность и удельная теплоемкость астероида соответственно. Далее,

$$R'_s = \frac{R}{l_s}, \quad l_s = \frac{\Gamma}{\rho C\sqrt{\omega_{rev}}},$$

$$\omega_{rev} = \frac{2\pi}{P_{rev}}, \quad R'_d = \frac{R}{l_d},$$

$$l_d = l_s\sqrt{\frac{\omega_{rev}}{\omega_{rot}}}, \quad \omega_{rot} = \frac{2\pi}{P_{rot}},$$

где P_{rev} – период обращения астероида вокруг Солнца, P_{rot} – период вращения вокруг оси. Кроме того, в (12) амплитуда $E_{R'} = E(\sqrt{2}R')$ и фаза $\delta_{R'} = \delta(\sqrt{2}R')$ определены, как и в [2], соотношениями

$$E_{R'} \exp(i\delta_{R'}) = \frac{A(x) + iB(x)}{C(x) + iD(x)},$$

$$E_{R'} \exp(-i\delta_{R'}) = \frac{A(x) - iB(x)}{C(x) - iD(x)},$$

где $i = \sqrt{-1}$, $x = \sqrt{2}R'$ и вспомогательные функции

$$A(x) = -(x+2) - e^x[(x-2)\cos x - x\sin x],$$

$$B(x) = -x - e^x[x\cos x + (x-2)\sin x],$$

$$C(x) = A(x) + \frac{\chi}{1+\chi}(3(x+2) + e^x[3(x-2)\cos x + x(x-3)\sin x]),$$

$$D(x) = B(x) + \frac{\chi}{1+\chi}(x(x+3) - e^x[x(x-3)\cos x - 3(x-2)\sin x]).$$

Функции (12) являются периодическими по λ , найдем их средние значения за орбитальный период, предполагая, что ориентация оси вращения, а также периоды P_{rev} и P_{rot} не изменяются со временем:

$$\overline{P_r} = \frac{2\alpha\Phi}{9(1+\chi)} \left(E_{R'_s} \cos \delta_{R'_s} \sin^2 \gamma + \right.$$

$$\left. + E_{R'_d} \cos \delta_{R'_d} (1 + \cos^2 \gamma) \right),$$

$$\overline{P_t} = \frac{2\alpha\Phi}{9(1+\chi)} \left(E_{R'_s} \sin \delta_{R'_s} \sin^2 \gamma - 2E_{R'_d} \sin \delta_{R'_d} \cos \gamma \right),$$

$$\overline{P_n} = 0.$$

В (13) коэффициент Φ обратно пропорционален квадрату гелиоцентрического расстояния. Чтобы получить параметры A_1 , A_2 , A_3 , необходимо вычислить Φ для расстояния 1 а.е [14]. Учтывая это и выражая $\cos \delta_{R'}$ и $\sin \delta_{R'}$ через показательные функции, окончательно найдем негравитационные параметры

$$A_1 = \frac{\alpha\Phi(1 \text{ а.е.})}{9(1+\chi)} \left\{ [E_{R'_s} \exp(-i\delta_{R'_s}) + E_{R'_s} \exp(i\delta_{R'_s})] \times \right.$$

$$\left. \times \sin^2 \gamma + [E_{R'_d} \exp(-i\delta_{R'_d}) + E_{R'_d} \exp(i\delta_{R'_d})] \times \right.$$

$$\left. \times (1 + \cos^2 \gamma) \right\},$$

$$A_2 = \frac{\alpha\Phi(1 \text{ а.е.})}{9(1+\chi)} \left\{ i[E_{R'_s} \exp(-i\delta_{R'_s}) - E_{R'_s} \exp(i\delta_{R'_s})] \times \right.$$

$$\left. \times \sin^2 \gamma - 2i[E_{R'_d} \exp(-i\delta_{R'_d}) - E_{R'_d} \exp(i\delta_{R'_d})] \cos \gamma \right\},$$

$$A_3 = 0.$$

Замечание 1. Выражения (12) справедливы в предположении, что плоскость орбиты астероида изменяется медленно, а период вращения вокруг оси значительно короче, чем орбитальный период [19].

Замечание 2. Эффект Ярковского вызывает вековое изменение среднего движения, а значит и периода обращения астероида вокруг Солнца. YORP-эффект приводит к изменению скорости и периода вращения объекта вокруг оси. Вследствие этого величины негравитационных параметров будут медленно изменяться со временем, но в данной статье, в рамках поставленной во Введении задачи, мы считаем их постоянными.

2. Орбитальная эволюция 1685 Toro

Определим для астероида 1685 Торо дрейф большой полуоси за 1 млн. лет, а также смещение возмущенного за счет силы Ярковского положения относительно невозмущенного за $1000 P_{rev}$ (1600 лет).

В табл. 5 содержатся начальные данные для Торо с указанием источников. Альbedo Бонда мы вычислили по формуле $A = p_V(0.290 + 0.684G)$ [14, 26], где p_V – геометрическое альbedo, G – наклонный параметр.

С помощью (14) мы нашли $A_1 = (7.96229_{-3.48}^{+2.72}) \times 10^{-15}$ а.е./сут² и $A_2 = (-3.24047_{-0.57}^{+0.42}) \times 10^{-15}$ а.е./сут²

Таблица 5. Элементы орбиты и теплофизические характеристики астероида 1685 Того с ошибками их определения

Параметр	Значение	Источник	Параметр	Значение	Источник
a	1.367586471667151 а.е.	[11]	Γ	260_{-110}^{+140} Дж м ⁻² с ^{-1/2} К ⁻¹	[20]
e	0.4358371102560366	[11]	C	680 Дж кг ⁻¹ К ⁻¹	[9, 19]
P_{rev}	584.1583930934321 сут	[11]	ϵ	0.9	[25]
P_{rot}	$10.19782 \pm 3 \times 10^{-5}$ час	[20]	p_V	0.13 ± 0.03	[20]
γ	$161 \pm 6^\circ$	[20]	G	0.11	[20]
R	1750_{-200}^{+150} м	[20]	A	0.04748 ± 0.011	
ρ	2500 кг м ⁻³	[20]			

Таблица 6. Дрейфы эксцентриситета и большой полуоси орбиты астероида 1685 Того за 1 млн. лет (Мл) и, для сравнения, дрейфы большой полуоси da/dt' из различных источников

Астероид	$ i_1 $, Мл	$de/dt \pm 1\sigma$, 10^{-6} Мл ⁻¹	$da/dt \pm 1\sigma$, 10^{-4} а.е./Мл	$da/dt' \pm 1\sigma$, 10^{-4} а.е./Мл	$\Delta \frac{da}{dt}$, 10^{-4} а.е./Мл	I
1685 Того	6754	$-9.86928710_{-1.28}^{+1.74}$	$-1.45_{-0.19}^{+0.26}$	-1.38 ± 0.32 [20] -1.57 ± 0.4 [12] -1.68 ± 0.38 [10]	-0.07 0.12 0.23	0.14 0.20 0.40

(для сравнения, в базе JPL [11] $A_2 = (-3.099651371662129 \pm 0.6952) \times 10^{-15}$ а.е./сут², значение для A_1 не указано). Величины неопределенностей A_1 и A_2 определялись путем варьирования теплофизических параметров в пределах их ошибок.

Далее мы вычислили с помощью (5) дрейф эксцентриситета и большой полуоси за 1 млн. лет. В табл. 6 приведены наши значения и дрейф большой полуоси согласно [10, 12, 20]. Получено хорошее согласие результатов.

Наличие возмущающего ускорения оказывает также значительное воздействие на среднюю аномалию. С помощью последнего уравнения (5) мы нашли, что за 1000 P_{rev} (1600 лет) отклонение средней аномалии от невозмущенного значения составит от 2.50' до 3.28' с учетом неопределенностей параметров A_1 , A_2 . В результате астероид отклонится от невозмущенного положения на расстояние от 143 до 188 тыс. км. За этот период $de = (-1.578327374352_{-0.21}^{+0.28}) \times 10^{-8}$ и $da = (-2.32_{-0.30}^{+0.41}) \times 10^{-7}$ а.е.

БЛАГОДАРНОСТИ

Автор выражает сердечную благодарность профессору, доктору физ.-мат. наук Константину Владисла-

вовичу Холшевникову за обсуждение статьи и анонимному рецензенту за ценные замечания, учтенные в окончательной редакции рукописи.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *W. F. Bottke Jr., D. Vokrouhlický, D. P. Rubincam, and M. Broz, in Asteroids III, edited by W. F. Bottke Jr., A. Cellino, P. Paolicchi, R. P. Binzel (University of Arizona Press, 2002), с. 395.*
2. *D. Vokrouhlický, Astron. and Astrophys. 344, 362 (1999).*
3. *Т. Ю. Галушина, О. М. Сюсина, Изв. ВУЗов. Физика 63(3), 65 (2020).*
4. *М. Д. Сизова, Е. Ефремова, в сб. Некоторые аспекты современных проблем механики и информатики, под ред. Р. Р. Назирова (М.: Изд-во ИКИ РАН, 2018), с. 268.*
5. *М. Ф. Субботин, Введение в теоретическую астрономию (М.: Наука, 1968).*
6. *Т. Н. Санникова, К. В. Холшевников, Астрон. журн. 96(5), 418 (2019).*
7. *Т. Н. Санникова, К. В. Холшевников, Астрон. журн. 97(9), 747 (2020).*
8. *S. R. Chesley, S. J. Ostro, D. Vokrouhlický, D. Čapek, et al., Science 302(5651), 1739 (2003).*
9. *W. F. Bottke, D. Vokrouhlický, D. P. Rubincam, and D. Nesvorný, Ann. Rev. Earth and Planet. Sciences 34, 157 (2006).*

10. *A. Del Vigna, L. Faggioli, A. Milani, F. Spoto, D. Farnocchia, and B. Carry*, *Astron. and Astrophys.* **617**, id. A61 (2018).
11. JPL Small-Body Database Search Engine, *Jet Propulsion Laboratory NASA*, https://ssd.jpl.nasa.gov/sbdb_query.cgi.
12. *A. H. Greenberg, J. L. Margot, A. K. Verma, P. A. Taylor, and S. E. Hodge*, *Astron. J.* **159**(3), 92 (2020).
13. *A. Del Vigna, J. Roa, D. Farnocchia, M. Micheli, D. Tholen, F. Guerra, F. Spoto, and G. B. Valsecchi*, *Astron. and Astrophys.* **627**, id. L11 (2019).
14. *D. Farnocchia, S. R. Chesley, D. Vokrouhlický, A. Milani, F. Spoto, and W. F. Bottke*, *Icarus* **224**, 1 (2013).
15. *S. R. Chesley, D. Farnocchia, M. Nolan, D. Vokrouhlický, et al.*, *Icarus* **235**, 5 (2014).
16. *A. H. Greenberg, J. L. Margot, A. K. Verma, P. A. Taylor, S. P. Naidu, M. Brozovic, and A. M. Benner Lance*, *Astron. J.* **153**(3), 108 (2017).
17. *J. A. Pérez-Hernández and L. Benet*, *Bull. Amer. Astron. Soc.* **52**(4), id. 2020n4i104p02 (2020).
18. *C. Tardioli, D. Farnocchia, B. Rozitis, D. Cotto-Figueroa, S. R. Chesley, T. S. Statler, and M. Vasile*, *Astron. and Astrophys.* **608**, id. A61 (2017).
19. *Y.-B. Xu, L.-Y. Zhou, C. Lhotka, and W.-H. Ip*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **493**(1), 1447 (2020).
20. *J. Ďurech, D. Vokrouhlický, P. Pravec, J. Hanuš, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **609**, id. A86 (2018).
21. *D. Vokrouhlický*, *Astron. and Astrophys.* **335**, 1093 (1998).
22. *D. Vokrouhlický and M. Broz*, *Astron. and Astrophys.* **350**, 1079 (1999).
23. Speed of light in vacuum, *The NIST Reference on Constants, Units, and Uncertainty*, <https://physics.nist.gov/cgi-bin/cuu/Value?c>.
24. Stefan-Boltzmann constant, *The NIST Reference on Constants, Units, and Uncertainty*, <https://physics.nist.gov/cgi-bin/cuu/Value?sigma>.
25. *J. Ďurech, M. Delbó, B. Carry, J. Hanuš, and V. Ali-Lagoa*, *Astron. and Astrophys.* **604**, id. A27 (2017).
26. *K. Muinonen, I. N. Belskaya, A. Cellino, M. Delbó, A. C. Levasseur-Regourd, A. Penttilä, and E. F. Tedesco*, *Icarus* **209**(2), 542 (2010).

УДК 523.947

АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ ИССЛЕДОВАНИЯ НАБЛЮДЕНИЙ ПОЛЯРНОЙ КОРОНАЛЬНОЙ ДЫРЫ НА СОЛНЦЕ В МИКРОВОЛНОВОМ ДИАПАЗОНЕ ДЛИН ВОЛН

© 2021 г. О. А. Голубчина^{1, *}

¹Санкт-Петербургский филиал Специальной астрофизической обсерватории, Санкт-Петербург, Россия

*E-mail: golubchina_olga@mail.ru

Поступила в редакцию 20.10.2020 г.

После доработки 19.12.2020 г.

Принята к публикации 30.12.2020 г.

Представлен обзор основных результатов исследования полярной корональной дыры (КД) над Северным полюсом Солнца на основе наблюдений солнечного затмения 29 марта 2006 г. с помощью радиотелескопа РАТАН-600 в широком диапазоне сантиметровых длин волн: 1.03, 1.38, 2.7, 6.2, 13.0, 30.7 см – с привлечением наблюдательных и теоретических данных работ о свойствах корональных дыр на Солнце, опубликованных различными авторами. Обсуждаются полученные результаты: распределение яркостных температур полярной корональной дыры над Северным полюсом Солнца на расстояниях 1.005–2.0 радиуса оптического диска Солнца от центра солнечного диска; усиление микроволнового излучения полярной корональной дыры, зарегистрированное на коротких длинах волн; идентичность температурных свойств полярной КД и низкоширотных корональных дыр на Солнце в период минимальной солнечной активности. Сравнение полученных яркостных температур полярной корональной дыры с яркостными температурами крупных низкоширотных корональных дыр, наблюдавшихся ранее (1973–1976, 1984–1987 гг.) на близких длинах волн, свидетельствует об идентичности температурных свойств корональных дыр независимо от их расположения на Солнце и организации корональных дыр в период минимума солнечной активности.

DOI: 10.31857/S0004629921050030

1. ВВЕДЕНИЕ

Корональные дыры (КД) – это области низкой температуры и плотности солнечной атмосферы. Они имеют однополярное магнитное поле с открытой конфигурацией. Во время увеличения солнечной активности КД может существовать на любой широте Солнца. В момент минимальной солнечной активности преобладает дипольная составляющая солнечного магнитного поля вращательного направления. В этот период полярные КД всегда видны на полюсах Солнца.

В радиочастотном диапазоне особенно активные исследования КД начались в 1973–1975 гг. [1–5]. С развитием космической астрономии исследования корональных дыр на Солнце продолжились более интенсивно [6–11]. Данные наблюдения в ультрафиолете (EUV) и в мягком рентгеновском излучении (3–60 Å) способствовали объяснению многих очень важных свойств корональных дыр [12–14].

КД наблюдаются на фоне спокойного Солнца как области пониженной интенсивности на сантиметровых длинах волн при $\lambda > 5–6$ см [15]. На этих длинах волн радиоизлучение КД коррелиру-

ет с самыми темными местами на поверхности Солнца в ультрафиолетовом и рентгеновском диапазонах и с областями яркости в линии He I 1038 Å. КД не видны на поверхности Солнца на коротких сантиметровых длинах волн. 29 марта 2006 г. появилась уникальная возможность впервые исследовать свойства полярной корональной дыры над северным полюсом Солнца с помощью РАТАН-600 в широком сантиметровом диапазоне длин волн.

2. ОБСТОЯТЕЛЬСТВА НАБЛЮДЕНИЙ МАКСИМАЛЬНОЙ ФАЗЫ СОЛНЕЧНОГО ЗАТМЕНИЯ 29 МАРТА 2006 г. НА РАДИОТЕЛЕСКОПЕ РАТАН-600

Как правило, радиоастрономы наблюдают солнечные затмения с помощью небольших параболических антенн диаметром 1–3 м, которые легко доставляются к месту солнечных затмений. В этом случае центр диаграммы направленности антенны обычно направлен в заданные точки слежения на Солнце. Радиотелескоп непрерывно отслеживает выбранные точки на Солнце. За счет движения Луны относительно Солнца, а также за

Таблица 1. Угловые размеры горизонтальной (ρ_h) и вертикальной (ρ_v) диаграммы направленности антенны РАТАН-600 на длинах волн наблюдений

λ , см	1.03	1.38	2.7	6.2	13	30.7
$(\rho_h \times \rho_v)$, '	0.4×17.3	0.6×19.3	1.2×19.4	2.6×25.0	5.7×35.8	13.4×84.4

счет разницы скоростей между Луной и Солнцем достигается значительное увеличение пространственного разрешения антенны. Это позволяет астрономам исследовать мелкие детали на Солнце. Этот метод всегда применялся при наблюдениях солнечных затмений.

Так, при наблюдении полного солнечного затмения 30 июня 1973 г. в качестве приемной антенны для радиоизлучения на длине волны 3.3 мм использовался параболаид диаметром 3 фута (~0.91 м). Угловое разрешение антенны на этой волне равнялось 14'. С помощью вышеуказанного метода наблюдения было обнаружено лимбовое уярчение, равное ~20% на волне 3.3 мм [3]. Аналогичный метод был использован при наблюдении полного солнечного затмения 11 июля 1991 г. в субмиллиметровом диапазоне [16]. Согласно результатам этого наблюдения также было обнаружено уярчение над солнечным лимбом.

В отличие от параболических антенн радиотелескоп РАТАН-600 не имеет функции непрерывного слежения за наблюдаемым источником. Это транзитный телескоп-антенна переменного профиля (АПП). Радиотелескоп предварительно позиционируется к заданной точке на небесной сфере для наблюдения источника и остается неподвижным, пока наблюдаемый небесный объект проходит через диаграмму направленности антенны (ДНА) радиотелескопа. Поэтому пространственное разрешение радиотелескопа не меняется в течение всего времени прохождения Солнца и Луны через ДНА. Радиотелескоп РАТАН-600 имеет ножевую ДНА. Простран-

ственное разрешение ($\rho_h \times \rho_v$) радиотелескопа РАТАН-600 для различных длин волн приведено в табл. 1. Время прохождения Солнца и Луны через главный лепесток ДНА равно 2.5 мин, а с учетом прохождения через боковые лепестки ДНА — 5 мин. Основной задачей наших наблюдений было определение температурных характеристик полярной корональной дыры в сантиметровом диапазоне длин волн на расстояниях примерно 1–2 R_s от центра оптического диска Солнца (R_s — радиус оптического диска Солнца).

Наблюдение затмения 29 марта 2006 г. на РАТАН-600 проводилось одновременно двумя методами: в стандартном режиме наблюдений на Южном секторе с перископом [17] и в режиме “Эстафеты” [18]. В данной работе приводится анализ результатов наблюдений максимальной фазы солнечного затмения 29 марта 2006 г. в режиме “Эстафеты” на Северо-Восточном секторе радиотелескопа РАТАН-600 на длинах волн 1.03, 1.38, 2.7, 6.2, 13.0, 30.7 см (рис. 1).

В момент максимальной фазы солнечного затмения (11:17 UT) открытая часть оптического диска Солнца составляла 0.2%. Азимут ориентации вторичного отражателя при наблюдении методом “Эстафеты” равен 240°. Центр диаграммы направленности антенны был смещен на +15' к северу от центра оптического диска Солнца. Таким образом, центральная часть ДНА располагалась в северной полярной зоне, где находилась полярная корональная дыра. Это позволило с помощью РАТАН-600 наблюдать полярную корональную дыру над Северным полюсом Солнца и получить распределение яркостной температуры и некоторые физические характеристики полярной корональной дыры на Солнце в период минимальной солнечной активности.

3. МЕТОД ОБРАБОТКИ НАБЛЮДЕНИЙ И ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Основная задача наблюдений — определение распределения яркостных температур полярной корональной дыры на Солнце в сантиметровом диапазоне длин волн на расстояниях примерно 1–2 R_s — выполнялась путем сравнения реальных наблюдений и полуэмпирических моделей Солнца и Луны. При наблюдении максимальной фазы солнечного затмения мы визуальным образом получаем кривую изменения антенной температуры принимаемого сигнала от Солнца и Луны со време-

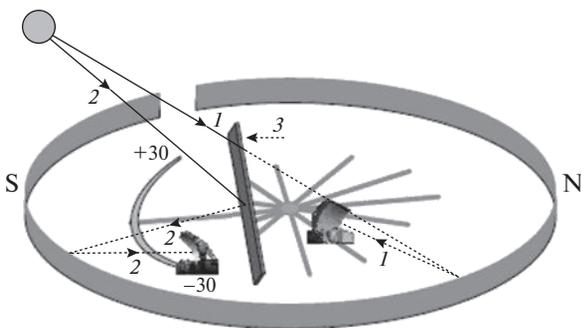


Рис. 1. Путь луча от Солнца к вторичному отражателю во время наблюдения солнечного затмения 29 марта 2006 г. на Северо-Восточном секторе РАТАН-600 методом “Эстафета” (1) и в стандартном режиме наблюдений на Южном секторе (2) с перископом (3).

нем их прохождения через диаграмму направленности антенны. Оценкой качества моделирования является степень совпадения антенных температур модельных источников с реальной записью радиоизлучения Солнца и Луны во время солнечного затмения 29 марта 2006 г.

На первом этапе моделирования диаграмма направленности антенны представляется бесконечно узким ножом, т.е. горизонтальный размер ДНА не учитывается. В этом случае уравнение сглаживания антенны связывает измеренную температуру антенны $T_a(\varphi_0)$ наблюдаемого источника с его яркостной температурой $T_b(\varphi)$:

$$T_a(\varphi_0) = \int T_b(\varphi)A(\varphi - \varphi_0)d\varphi. \quad (1)$$

Здесь $A(\varphi - \varphi_0)$ – нормализованная вертикальная диаграмма направленности антенны, $(\varphi - \varphi_0)$ – угол отклонения от центра вертикальной ДНА, $T_b(\varphi)$ – распределение яркостной температуры по источнику, $T_a(\varphi_0)$ – антенная температура наблюдаемого источника. Необходимо найти такие значения яркостных температур, которые при их подстановке в уравнение (1) давали бы значения антенных температур, максимально близкие к наблюдаемым. Прежде всего, необходимо определить яркостные температуры радиоизлучения Солнца и Луны на каждый момент времени наблюдения.

Координаты оптического центра Солнца (Луны) вычислялись на каждую секунду времени наблюдения (всего 300 временных моментов, так как время прохождения Солнца и Луны через ДНА с учетом прохождения через боковые лепестки ДНА равно 5 мин).

Перечисленные задачи были выполнены путем создания полуэмпирических моделей Солнца (Луны). Для моделирования был введен ряд упрощений. Математическая модель Солнца (Луны) рассматривалась как сферически симметричная модель, состоящая из концентрических колец с равномерным распределением яркости внутри них.

Яркостные температуры модельных колец Солнца (Луны) задавались согласно литературным данным [19], либо подгоняя их методом проб и ошибок, либо решая уравнение переноса [19, 20], либо комбинируя все перечисленные методы. Яркостные температуры лунных колец устанавливались по опубликованным литературным данным [19], но на коротких длинах волн 1.03, 1.38, 2.7 см яркостные температуры Луны задавались методом проб и ошибок. Кроме того, яркостные температуры солнечных колец были рассчитаны путем решения уравнения переноса с использованием уравнения Баумбаха-Аллена для определения концентрации электронов на заданных расстояниях в солнечной короне [21]. При этом средняя электронная температура солнечного излучения на длинах волн 1.03 см, 1.38 см была

принята равной $T_e = 10^5$ К согласно измерениям электронной температуры вблизи лимба Солнца, выполненным во время затмения Солнца 29.03.2006 г. в Ливии (Imaging Spectrograph of Coronal Electrons, ISCORE [22]). Средняя электронная температура солнечной короны на $\lambda > 1.38$ см принималась равной $T_e = 1.4 \times 10^6$ К.

В обоих методах задания яркостной температуры колец Солнца (Луны) вклад Солнца (Луны) в наблюдаемый поток радиоизлучения рассчитывался на каждый момент времени наблюдения с учетом вертикальной (ρ_v) ДНА РАТАН-600 [21]. Дальнейшее сравнение модельных и зарегистрированных кривых записей затмений показало, что на расстояниях от лимба Солнца до 1.4–1.6 R_s яркостные температуры модельных колец Солнца следует устанавливать, используя метод проб и ошибок, а расчетный метод определения яркостных температур следует использовать, начиная с расстояний 1.5–1.6 R_s от центра диска Солнца. Таким образом, для каждой длины волны были сформированы одномерные массивы радиусов Солнца и Луны и соответствующих яркостных температур. Распределение яркостных температур с расстоянием от солнечного лимба до 2 R_s на рассматриваемых длинах волн наблюдения представлено на рис. 2(а,б,в).

Решение уравнения антенного сглаживания (1) позволяет определить антенные температуры наблюдаемого источника согласно яркостным температурам его модели. Решение уравнения (1) подробно представлено в работе [21]. При наблюдении в режиме “Эстафета” используется усеченная часть отражающей поверхности радиотелескопа, поэтому при обработке наблюдений необходимо учитывать переизлучение антенны, а именно, модельный сигнал следует умножить на коэффициент m . В этом случае $m = 6.4$ – 6.6 . Необходимо учесть сглаживание радиоизлучения источника горизонтальной ДНА. Горизонтальная диаграмма направленности радиотелескопа описывается функцией $(\sin u)/u$, где $u = \pi D \sin \varphi / \lambda$. Здесь D – горизонтальная апертура антенны, λ – длина волны, $\sin \varphi = p\lambda/D$, p – число лепестков диаграммы направленности антенны. Сглаживание исходного сигнала моделирования выполняется функцией $F(\varphi) = [(\sin u)/u]^2$.

Яркостные температуры Солнца от ближайшей точки лимба до 2 R_s были заданы так, чтобы рассчитанные далее антенные температуры обеспечивали максимальную степень их совпадения с реальной записью радиоизлучения. Хорошее согласие достигнуто между модельным сигналом радиоизлучения и реальной радиозаписью после выполнения всех процедур обработки данных, рассмотренных выше (рис. 3). В правой части реальной записи наблюдения солнечного затмения

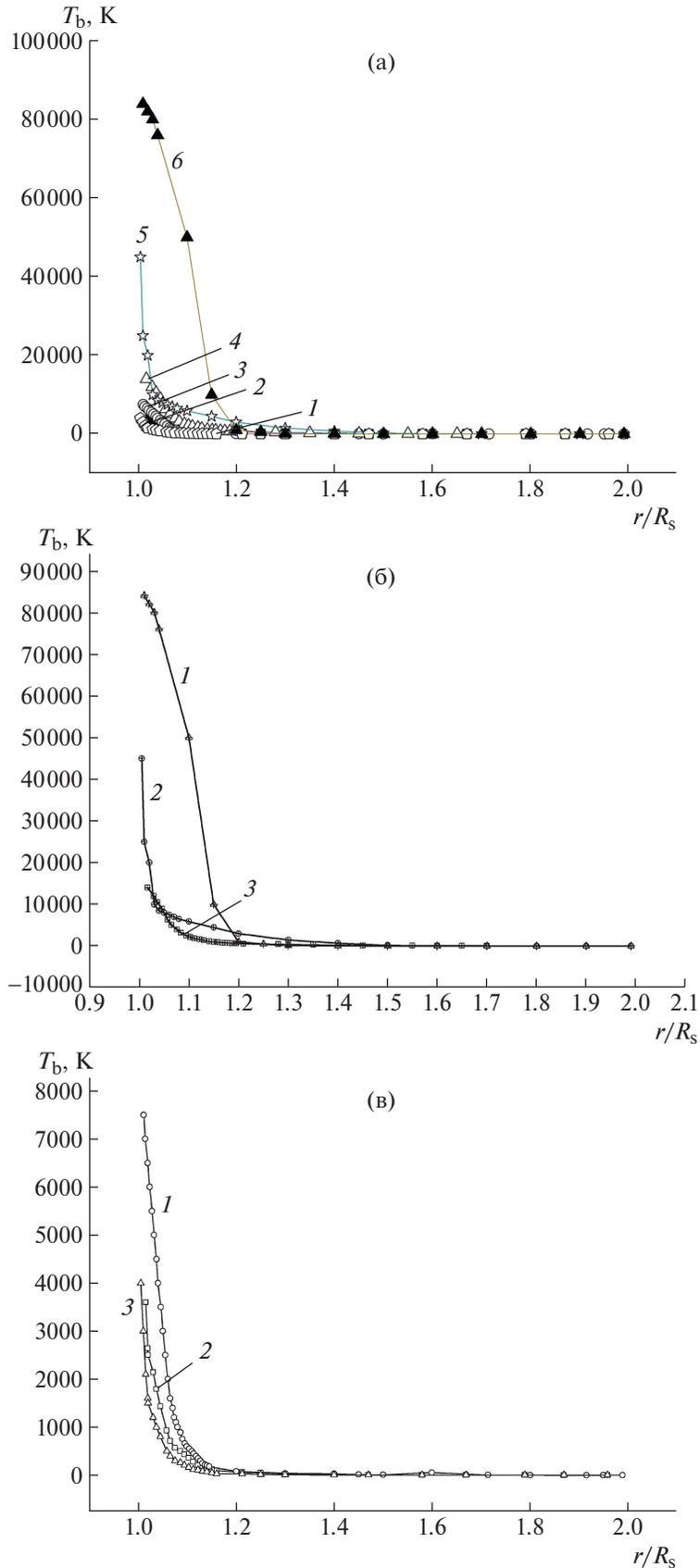


Рис. 2. Распределение яркостных температур (T_b , К) по расстоянию (r/R_s) от солнечного лимба до $2 R_s$ для КД над Северным полюсом Солнца на длинах волн а) 1 – 1.03 см, 2 – 1.38 см, 3 – 2.7 см, 4 – 6.2 см, 5 – 13.0 см, 6 – 30.7 см; б) 1 – 30.7 см, 2 – 13.0 см, 3 – 6.2 см; в) 1 – 2.7 см, 2 – 1.38 см, 3 – 1.03 см.

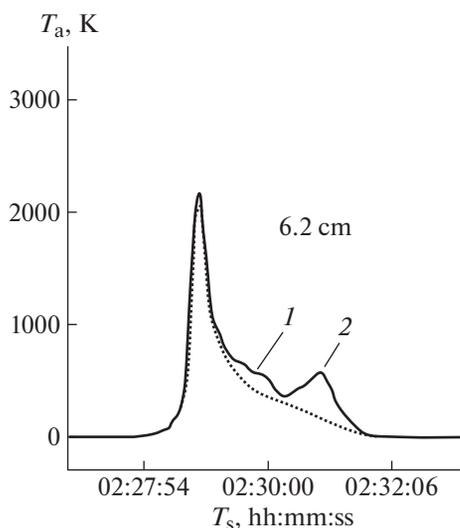


Рис. 3. Приведенная модель (пунктирная линия) и реальная запись (сплошная линия) радиоизлучения Солнца и Луны после выполнения всех процедур обработки данных на $\lambda = 6.2$ см (1 – протуберанцы; 2 – восходящий локальный источник № 10866 к востоку от центра Солнца, T_a – антенная температура, T_s – звездное время).

на $\lambda = 6.2$ см (сплошная линия) отчетливо виден локальный источник – 1 (рис. 3). Этот локальный источник был идентифицирован с высокоширотным солнечным протуберанцем. Радиоизлучение этого локального источника хорошо видно на длинах волн 1.03, 1.38, 2.7, 6.2, 13.0 см. Положение максимума радиоизлучения совпадает с положением солнечного протуберанца на изображении Солнца в линии He II 304 Å (SOHO, $\varphi = 45^\circ$, NE лимб Солнца) (рис. 4). Физические характеристики этого локального источника были исследованы и приведены в работе [23].

Локальный источник 2 на рис. 3 был идентифицирован с группой восходящих солнечных пятен № 10866 согласно данным www.SolarMonitor.org (рис. 4). Этот восходящий локальный источник виден в радиоизлучении наших наблюдений на длинах волн 2.7, 6.2, 13.0, 30.7 см. Наблюдение на РАТАН-600 было проведено в 11:17 UT. Ближайшее изображение Солнца (SXI) было дано SolarMonitor на момент 12:58 UT.

Впервые обнаружено распределение яркостных температур в полярной области Солнца в сантиметровом диапазоне длин волн на расстояниях ~ 1.005 – $2.0 R_s$. Резкое снижение яркостной температуры радиоизлучения Солнца на длинах волн $\lambda = 13.0, 30.7$ см наблюдается на интервале расстояний 1.005 – $1.03 R_s, 1.01$ – $1.15 R_s$ (рис. 2а, б) [24]. Резкое снижение яркостной температуры вблизи солнечного лимба указывает, что полярная КД уверенно регистрируется на $\lambda = 13.0,$

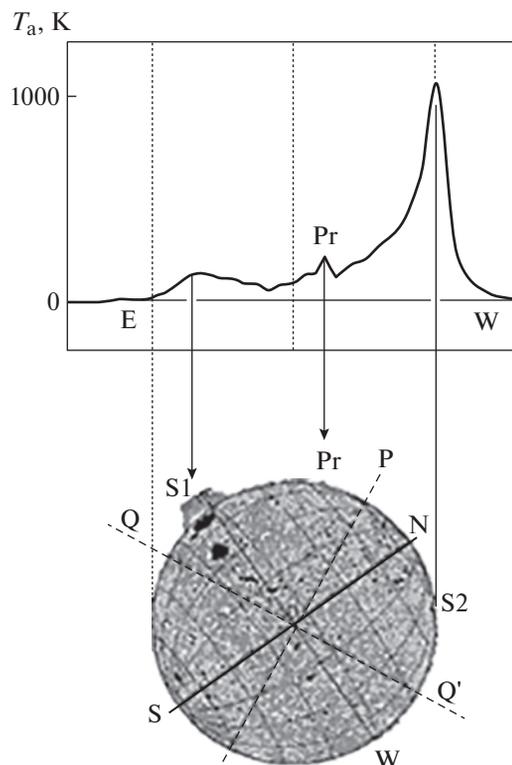


Рис. 4. Запись наблюдения солнечного затмения на волне 2.7 см в канале интенсивности на Северо-Восточном секторе РАТАН-600 и изображение Солнца (He II 304 Å, SOHO). Средняя стрелка указывает на положение протуберанца (Pr). Широта этого источника $\varphi = 45^\circ$. S1 – положение восходящего локального источника № 10866; S2 – положение входа Солнца и Луны в ножевую ДНА радиотелескопа во время солнечного затмения. Проекция небесных осей на диск Солнца: (E–W), (S–N) – направление Восток–Запад, Юг–Север Солнца; (Q–Q') – проекция небесного экватора; OP – направление на Северный полюс Мира.

30.7 см. Резкого уменьшения яркостных температур радиоизлучения Солнца на коротких длинах волн (1.03, 1.38, 2.7 см) на расстояниях от $1.005 R_s$ до $1.03 R_s$ не выявлено (рис. 2а, в).

Сравнение яркостных температур полярной КД и спокойного Солнца в сантиметровом диапазоне длин волн проводилось с привлечением результатов измерений яркостных температур спокойного Солнца и крупных низкоширотных корональных дыр, полученных в стандартном режиме наблюдений на радиотелескопе РАТАН-600 в годы спокойного Солнца [7]. Яркостные температуры (T_b, K) полярной корональной области над Северным полюсом Солнца на $\lambda = 13.0$ см ниже, чем (T_b, K), полученные в соответствии с наблюдениями спокойного Солнца на близкой длине волн $\lambda = 11.7$ см (рис. 5). Последнее также подтверждает существование полярной КД над Северным полюсом Солнца 29 марта 2006 г. По-

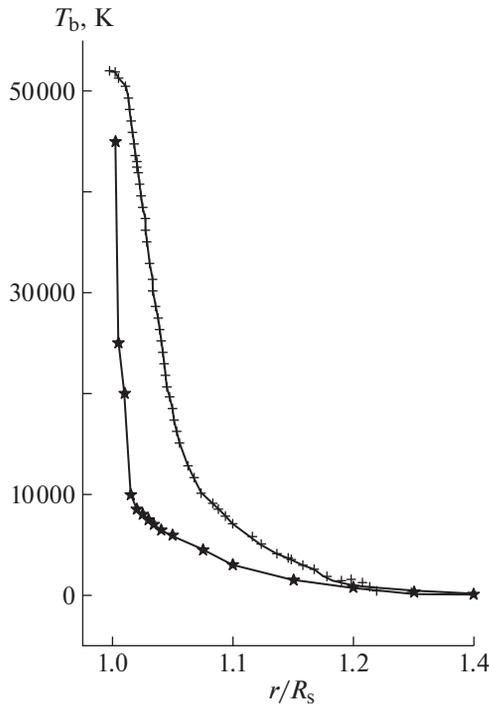


Рис. 5. Распределение яркостной температуры в солнечной короне на интервале расстояний 1 – 1.4 r/R_s . Здесь знаками “звездочка” обозначены значения яркостных температур (T_b , K) полярной корональной дыры, которые были обнаружены при наблюдении солнечного затмения 29.03.2006 г. на $\lambda = 13$ см; знаками “плюс” обозначены значения (T_b , K), взятые из работы [7] для спокойного Солнца на близкой длине волны 11.7 см.

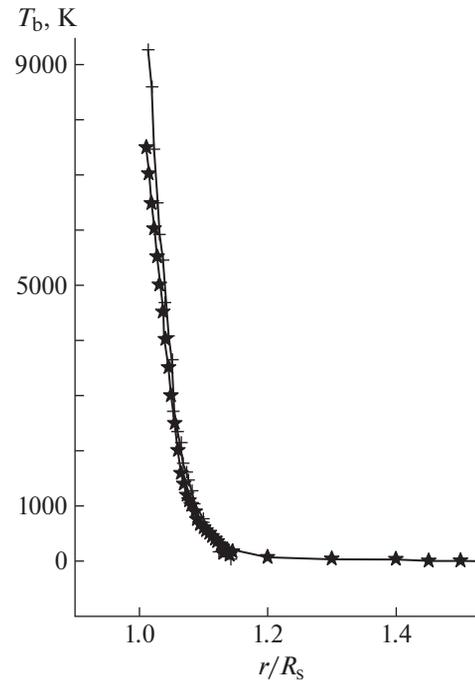


Рис. 6. Распределение яркостной температуры Солнца, полученной во время солнечного затмения 29 марта 2006 г. (“звездочки”), и яркостной температуры спокойного Солнца (“плюсы”) на $\lambda = 2.7$ см [7].

этому по результатам наблюдения солнечного затмения 29 марта 2006 г. были определены характеристики яркостных температур именно полярной корональной дыры. Сравнение распределения яркостной температуры полярной корональной дыры с распределением яркостной температуры спокойного Солнца на длине волны 2.7 см показало их совпадение (рис. 6). Это также подтвердило вывод о том, что полярная КД на $\lambda = 2.7$ см не видна [7, 24].

4. ИДЕНТИЧНОСТЬ ТЕМПЕРАТУРНЫХ СВОЙСТВ НИЗКОШИРОТНЫХ КОРОНАЛЬНЫХ ДЫР И ПОЛЯРНОЙ КД НА СОЛНЦЕ

Во время минимальной солнечной активности на Солнце преобладает вращающаяся дипольная составляющая магнитного поля. Полярные области на Солнце в это время имеют однополярное магнитное поле с открытой конфигурацией, и поэтому полярные корональные дыры всегда существуют на Солнце в период минимальной солнечной активности. Низкоширотные корональные

дыры Солнца также являются областями открытого магнитного поля. Они могут быть организованы либо случайными конвективными движениями в фотосфере, либо пересоединениями линий открытого магнитного поля с линиями замкнутого магнитного поля. Эта идея о возможной организации КД была представлена в работах [25, 26].

Существует ли зависимость яркостных температур КД от их расположения на Солнце и, следовательно, от организации КД? Для ответа на этот вопрос было проведено сравнение яркостных температур полярной КД с температурными характеристиками спокойного Солнца и низкоширотных КД на фоне спокойного Солнца по данным более ранних регулярных наблюдений. Эти наблюдения были выполнены с помощью радиотелескопов РАТАН-600 и БПР (Большой Пулковский радиотелескоп) в период минимума солнечной активности (1973–1976, 1984–1987 гг.) в сантиметровом диапазоне. Были получены распределения яркостных температур спокойного Солнца на расстояниях от солнечного лимба до 1.4 R_s от центра Солнца [7]. Эти исследования показали, что низкоширотные КД на фоне спокойного Солнца не видны на коротких сантиметровых длинах волн. Этот результат совпадает с результатом наших исследований полярной КД. Полярная корональная дыра 29.03.2006 г., о кото-

Таблица 2. Яркостные температуры (T_b , К) спокойного Солнца (S1), средние полуэмпирически согласованные модельные данные низкоширотной корональной дыры (CH1) на фоне спокойного Солнца и полярной корональной дыры (CH2) на близких длинах волн

	$\lambda^{(1)}$ (см)	6	15	31.6		$\lambda^{(2)}$ (см)	6.2	13	30.7
CH (1)	$T_b, 10^3$ К	19.6	39	86	CH (2)	$T_b, 10^3$ К	14	45	84
S (1)	$T_b, 10^3$ К	24.7	63	174		r/R_s	1.017	1.005	1.01

Здесь $\lambda^{(1)}$ – данные работы [15]; $\lambda^{(2)}$ – результаты наблюдения солнечного затмения 29 марта 2006 г. на РАТАН-600, r/R_s – расстояние от центра солнечного диска точек измерения, ближайших к солнечному лимбу во время солнечного затмения.

рой идет речь, а также низкоширотные КД на фоне спокойного Солнца на коротких длинах волн сантиметрового диапазона в периоды минимальной солнечной активности не видны.

Яркостные температуры КД на фоне спокойного Солнца и КД полярной области Солнца на сантиметровых длинах волн $\lambda > 5$ см ниже, чем (T_b , К), полученные согласно наблюдениям спокойного Солнца. Наконец, это сравнение указало на близкое совпадение (T_b , К) низкоширотных КД и полярной КД в точках распределений температур ближайших к солнечному лимбу на близких длинах волн (табл. 2).

Как было замечено выше, резкое уменьшение (T_b , К) радиоизлучения солнечной полярной области на коротких интервалах расстояний (1.005–1.03 R_s) вблизи солнечного лимба указало на существование полярной КД на $\lambda = 13$ см. Наблюдения больших низкоширотных КД на радиотелескопах БПР и РАТАН-600 показали подобные результаты, а именно такие КД были видны на $\lambda \geq 5$ см.

Результаты сравнений яркостных температур низкоширотных КД, полярной КД и спокойного Солнца (табл. 2) свидетельствуют об идентичности температурных свойств КД независимо от их расположения на Солнце и организации корональных дыр в период минимальной солнечной активности [27].

5. ДИСКУССИЯ

Результаты наблюдений сантиметрового радиоизлучения полярной корональной дыры во время солнечного затмения 29 марта 2006 г. на радиотелескопе РАТАН-600 и анализ сравнения этих результатов с радиоизлучением спокойного Солнца, низкоширотных корональных дыр показали резкое снижение яркостной температуры радиоизлучения в корональных дырах на длинах волн, больших 4–5 см.

На коротких радиоволнах наблюдений ($\lambda = 1.03, 1.38, 2.7$ см) резкого снижения яркостной температуры в КД не обнаружено. Радиоизлучение в области этих длин волн в основном исходит из верхней хромосферы. На волне ~ 1 см яркостная температура спокойного Солнца $T_b \sim 10^4$ К.

Полученная яркостная температура в полярной корональной дыре на волне 1.03 см на расстоянии 1.005 R_s от центра Солнца (~ 3500 км от лимба Солнца) равна $T_b = 4000$ К. Чем можно объяснить тот факт, что КД на коротких длинах волн сантиметрового диапазона не видна? Этот вопрос исследовался во многих работах при последовательном анализе возможных причин этого явления. Некоторые из этих работ мы попытаемся коротко напомнить и обсудить. Результаты многочисленных наблюдений в миллиметровом диапазоне длин волн указывают на усиление радиоизлучения в полярных корональных дырах [3–5, 8–11, 28–30].

Впервые уярчение (температуры 2000 К и 1500 К) полярной КД было зарегистрировано на миллиметровых длинах волн (13.5 мм и 8 мм) в 1974 г. с помощью Крымского 22-метрового радиотелескопа [4].

Согласно данным результатов наблюдений солнечного затмения 30 июня 1973 г., на волне 3.3 мм было обнаружено лимбовое уярчение $\sim 20\%$ для 0.5 угла лимба, но полное лимбовое повышение потока было меньше 2% потока моделируемого равномерного солнечного диска. Так как наблюдаемое уярчение лимба меньше, чем моделируемое для сферически симметричной солнечной атмосферы, авторы пришли к выводу, что на лимбе существуют неоднородные особенности, радиоизлучение которых усредняется ДНА [3].

Лимбовое уярчение солнечного излучения, а также усиление излучения полярных областей исследовалось с помощью наблюдений Солнца в оптическом диапазоне, ультрафиолете, рентгеновском излучении и в микроволновом радиодиапазоне нередко при одновременном сопоставлении результатов наблюдений с разработанными моделями солнечной атмосферы [16, 28, 29, 32].

Субмиллиметровые ($\lambda = 850$ мкм) наблюдения полного солнечного затмения 11 июля 1991 г. также обнаружили уярчение 10–35% над солнечным диском [16]. Сравнение результатов этих наблюдений с наблюдениями в НЧ свидетельствовало о существовании значительно сглаженного холодного компонента в верхней хромосфере.

В исследовании причины усиления интенсивности радиоизлучения полярной корональной

дыры на коротких длинах волн активно использовались наблюдения солнечного радиоизлучения на $\lambda = 1.76$ см, полученные на радиогелиографе Nobeyama radio heliograph (NoRH) и данные ультрафиолетового излучения с коронографов на спутниках.

В статьях [8, 9] Gopalswamy и др. опубликовали исследование наблюдения корональных дыр на $\lambda = 1.76$ см, в оптическом и EUV диапазонах. Они пришли к выводу, что увеличение яркости в КД экваториальной области состоит из диффузной составляющей и ярких точек подобно увеличению яркости диффузной составляющей и полярных плюмов в полярных корональных дырах.

Результаты наблюдений на 45-метровом радиотелескопе Нобейама на длинах волн 8.3 мм и 3.1 мм (1984 г.) показали уярчение 3–7% на $\lambda = 8.3$ мм вблизи полюсов на широтах $> 65^\circ$. Впервые на связь между усилением униполярного магнитного поля внутри корональных дыр и усилением радиосигнала на миллиметровых длинах волн было обращено внимание в этой работе [31].

Более подробное исследование корональной дыры было выполнено с использованием микроволновых изображений ($\lambda = 1.76$ см), полученных на радиогелиографе Нобейама, магнитограмм и изображений EUV (SOHO) [9]. Gopalswamy и др. пришли к выводу, что радиоусиление обусловлено “усиленными однополярными магнитными областями, лежащими в основе корональной дыры”; структура микроволнового уярчения состоит из сглаженного компонента и компактного компонента. Точечные источники связаны с взаимодействием элементов разной полярности. Они хорошо видны в корональных линиях EUV и EIT 304 Å, но не видны в микроволновом излучении. Усиление микроволнового излучения ассоциируется с усилением униполярных элементов потока. Самые темные участки корональной дыры в линии EIT 304 Å соответствуют повышенному радиоизлучению. Микроволновое повышение, наиболее вероятно, связано с повышением температуры в хромосфере. В работе [32] использованы наблюдения спокойного Солнца в EUV диапазоне длин волн 40–140 нм (Harvard Skylab EUV) для создания моделей (A–F) различных наблюдаемых компонентов яркости. Исследования показали, что структура хромосферы неоднородна.

Результаты исследований наблюдений на $\lambda = 1.7$ см на радиогелиографе Нобейама (NoRH) также представлены в работе [28]. Было получено, что усиленное радиоизлучение на $\lambda = 1.76$ см неоднородно с яркими пятнами вблизи лимба. Уярчение вблизи лимба на полюсах в период минимума солнечной активности ~25%, вблизи экватора ~15%, в промежуточных областях ~10%. Кроме того, получено, что уярчение на полюсах

на $\lambda = 1.76$ см связано с факелами. В следующей статье Selhorst и др. рассмотрели несколько модификаций атмосферной модели SSC [29], чтобы понять усиление радиоизлучения вблизи полюсов на $\lambda = 1.76$ см. Были рассмотрены различные модели с введением спикул, расположенных случайным образом, а также с введением спикул и небольших областей без спикул (межспикульные дыры), которые на картах наблюдений на $\lambda = 1.76$ см видны как яркие пятна в районе полюса. Яркостные температуры этих полярных пятен могут быть на 40% выше яркостной температуры спокойного Солнца. Межспикульные дыры расположены над полярными факелами, а яркие полярные пятна, наблюдаемые на $\lambda = 1.76$ см, расположены близко к областям полярных факелов. Эти модели хорошо согласуются с результатами наблюдений полярных уярчений на $\lambda = 1.76$ см.

В работе [33] используются наблюдения радиоизлучения Солнца на $\lambda = 1.76$ см, излучение которого формируется в верхней хромосфере и экстремальные ультрафиолетовые (EUV) линии 304 и 171 Å, излучение которых выходит из переходной области и короны. На основе анализа этих данных Oliveira e Silva и др. выражают полное согласие с выводами работы [9] и приходят к заключению, что усиление радиоизлучения на $\lambda = 1.76$ см обусловлено наличием ярких пятен, тесно связанных с присутствием интенсивных униполярных магнитных областей, лежащих в основе корональных дыр.

Радиогелиограф NoRH активно использовался при исследовании полярных корональных дыр на $\lambda = 1.76$ см, в том числе и когда синтезировали диаграмму радио-бабочки по данным ежедневных наблюдений NoRH более чем за 20 лет [30]. Было установлено, что напряженность полярного магнитного поля (Wilcox Solar Observatory) хорошо коррелирует ($r = 0.86$) с микроволновой яркостью полярных корональных дыр. Поскольку униполярные магнитные поля имеют открытую конфигурацию, то нагретая атмосфера, вытекающая вдоль поля, может обеспечить усиление яркости микроволнового излучения в корональных дырах. Однако в этом случае “необходим непрерывный нагрев в верхней хромосфере или под ней со скоростью, пропорциональной фотосферному магнитному потоку”.

Многочисленные исследования полярных КД были проведены в Финляндии (радиообсерватория Метсахови) с помощью радиотелескопа диаметром 14 м на длинах волн 8, 3.4 и 3.5 мм в сочетании с наблюдениями в ультрафиолетовом диапазоне (EUV SOHO/EIT) и в мягком рентгеновском диапазоне 0.25–4 кэВ на коронографах белого света. Они показали неоднородность структуры КД в миллиметровом диапазоне. Области повышенного радиоизлучения, как правило, совпадают с

темными участками в (EUV SOHO/EIT) диапазоне. Увеличение интенсивности радиоизлучения полярных КД может быть связано с появлением полярных факелов, плюмов, ярких точек и сильных магнитных потоков. Иногда осветление в КД необъяснимо [10, 11].

Результаты наблюдения солнечного затмения 29.03.2006 г. на $\lambda = 1.03, 1.38, 2.3$ см на Северо-Восточном секторе РАТАН-600 показали, что полярная корональная дыра не видна на этих длинах волн. Плюмы, шлемообразные стримерные лучи и “псевдостримерные лучи”, которые коренятся внутри или вдоль границ корональных дыр, наблюдались в области полярной корональной дыры и на лимбе в белом свете и в диапазоне EIT [34–36]. Эти образования и спикеры создают неровности в структуре полярной корональной дыры.

Наблюдения полного солнечного затмения 29.03.2006 г. проводились одновременно на двух секторах РАТАН-600 разными методами. Наблюдения на Южном секторе с перископом РАТАН-600 (рис. 1) были выполнены в стандартном режиме наблюдений. Угловое разрешение горизонтальной ДНА радиотелескопа равно $15''$ – $30''$. Основным результатом этого наблюдения является обнаружение на длинах волн $\lambda = 1.84$ – 3.02 см мелкомасштабных компонентов радиоизлучения с размерами $40''$ – $70''$. Оценки яркостных температур ярких деталей этой структуры составляют 3000 – 6000 К [17].

На основе результатов вышеперечисленных работ о неоднородной структуре полярных корональных дыр, о лимбовых уярчениях и об уярчении радиоизлучения полярной корональной дыры на коротких длинах волн предполагается, что высокие яркостные температуры полярной корональной дыры на длинах волн $1.03, 1.38, 2.7$ см и, как следствие, отсутствие видимости КД на этих длинах волн может быть вызвано присутствием униполярных магнитных полей вблизи северного полюса Солнца, полярных факелов и плюмов. Шибасаки [30] предположил, что уярчение полярных корональных дыр может быть обусловлено влиянием нагретой атмосферы, которая вытекает вдоль униполярного магнитного поля открытой структуры.

Идентичность характеристик экваториальных и полярных КД была отмечена в работах [37, 38] согласно результатам наблюдений в белом свете на коронографе спутника Скайлаб. Авторы Munro, Jackson работы [14] анализировали наблюдения КД, выполненное также в белом свете на коронографе спутника Скайлаб, и пришли к выводу, что “физические условия внутри корональной дыры не зависят от индивидуальной локализации на Солнце”.

Этот вывод подтвердился результатами наблюдения полного солнечного затмения 29.03.2006 г. на РАТАН-600 в сантиметровом диапазоне длин волн. Результаты наблюдения указали на идентичность температурных свойств КД независимо от их локализации на Солнце, следовательно, и от способа организации корональных дыр на Солнце в период минимальной солнечной активности [27].

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Наблюдение солнечного затмения 29.03.2006 г. на РАТАН-600 позволило впервые определить распределение яркостных температур над Северным полюсом Солнца в пределах полярной корональной дыры на Солнце в широком диапазоне сантиметровых длин волн ($\lambda = 1.03, 1.38, 2.7, 6.2, 13.0, 30.7$ см) на интервале расстояний 1.005 – $2.0 R_s$ от центра оптического диска Солнца. Анализ полученных результатов на сантиметровых длинах волн с привлечением опубликованных данных других авторов подтвердил резкое уменьшение яркостных температур радиоизлучения полярной корональной дыры вблизи солнечного лимба на $\lambda > 6$ см; отсутствие видимости полярной корональной дыры на коротких сантиметровых длинах волн ($1.03, 1.38, 2.7$ см); идентичность температурных свойств полярной КД и низкоширотных КД независимо от их расположения на Солнце и, следовательно, от их организации в период минимума солнечной активности.

БЛАГОДАРНОСТИ

Выражаю благодарность группе радиоинженеров РАТАН-600, обеспечившей успешное наблюдение солнечного затмения 29 марта 2006 г. на прецизионной радиотехнической аппаратуре: Н.А. Нижельскому, Г.Н. Жеканису, П.Г. Цыбулеву, Н.Н. Бурсову, С.Х. Тохчуковой за помощь в первичной обработке полученных данных, а также Н.А. Топчило за помощь в оформлении рисунков.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена в рамках государственного задания САО РАН в части “Проведение фундаментальных научных исследований”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. A. F. Bachurin, N. N. Eriushev, and L. I. Tsvetkov, *Izv. Krymsk. Astrofis. Obs.* **52**, 180 (1974).
2. G. A. Dulk and K. V. Sheridan, *Solar Phys.* **36**, 191 (1974).
3. F. L. Shimabukuro, W. J. Wilson, T. T. Mori, and P. L. Smith, *Solar Phys.* **40**, 359 (1975).

4. *A. N. Babin, S. Gopasiuk, V. A. Efanov, V. A. Kotov, I. G. Moiseev, and N. S. Nesterov*, *Izv. Krymsk. Astrofiz. Obs.* **55**, 3 (1976).
5. *V. A. Efanov, I. G. Moiseev, N. S. Nesterov, and R. T. Stewart*, *IAU Symp.* **86**, 141 (1980).
6. *Z. Wang, E. J. Schmahl, and M. R. Kundu*, *Solar Phys.* **111**, 419 (1987).
7. *V. N. Borovik*, *Lect. Notes Phys.* **432**, 185 (1994).
8. *N. Gopalswamy, K. Shibasaki, C. DeForest, B. Bromage, and G. Del Zanna*, *Synoptic Solar Physics*, *ASP Conf. Ser.* **140**, 363 (1998).
9. *N. Gopalswamy, K. Shibasaki, B. J. Thompson, C. DeForest*, *Geophysical Research*, **104**, A5, 9767 (1999).
10. *S. Pohjolainen*, *Astron. and Astrophys.* **361**, 349 (2000).
11. *A. Riehkainen, S. Urpo, E. Valtaoja, V. I. Makarov, L. V. Makarova, and A. G. Tlatov*, *Astron. and Astrophys.* **366**, 676 (2001).
12. *S. R. Granmer*, *Living Rev. Solar Phys.* **6**, 3 (2009).
13. *G. A. Dulk, K. V. Sheridan, S. F. Smerd, G. L. Withbroe*, *Solar Phys.* **52**, 349 (1977).
14. *R. H. Munro, and B. V. Jackson*, *Astrophys. J.* **213**, 874 (1977).
15. *V. N. Borovik, M. S. Kurbanov, M. A. Livshits, and B. I. Ryabov*, *Sov. Astron.* **34**, 522 (1990).
16. *M. W. Ewell, Jr., H. Zirin, and J. B. Jensen, and T. S. Bastian*, *Astrophys. J.* **403**, 426 (1993).
17. *V. M. Bogod, O. A. Golubchina, G. N. Zhekanis, A. N. Korzhavin, V. S. Kotel'nikov, N. A. Nizhel'skij, P. G. Tsybulev*, *Astrophys. Bull.* **62**, 360 (2007).
18. *O. A. Golubchina, G. S. Golubchin*, *Astrofiz. Issled. (Izv. Spets. Astrofiz. Obs.)* **14**, 125 (1981).
19. *В. В. Железняков*, *Радиоизлучение Солнца и планет* (Наука, Москва, 1964).
20. *В. В. Соболев*, *Курс теоретической астрофизики* (Наука, Москва, 1967).
21. *O. A. Golubchina, A. N. Korzhavin, and S. Tokhchukova*, *Astrophys. Bull.* **66**, 4, 488 (2011).
22. *Nelson L. Reginald, O. C. St. Cyr, Joseph M. Davila, Douglas M. Rabin, Madhulika. Guhathakurta, Donald M. Hassler*, *Sol. Phys.* **260**, 347 (2009).
23. *O. A. Golubchina, V. M. Bogod, A. N., Korzhavin, N. N. Bursov, S. Kh. Tokhchukova*, *Astrophys. Bull.* **63**, 36 (2008).
24. *O. A. Golubchina, and A. N. Korzhavin*, *Astrophys. Bull.* **68**, 2, 219 (2013).
25. *L. A. Fisk, N. A. Schwadron*, *Astrophys. J.* **560**, 425 (2001).
26. *V. I. Abramenko, L. A. Fisk, V. B. Yurchyshyn*, *Astrophys. J.* **641**, L65 (2006).
27. *O. A. Golubchina*, *Geomagnetism and Aeronomy*, **57**, 964 (2017).
28. *C. L. Selhorst I, A. V. R. Silva, J. E. R. Costa, and K. Shibasaki*, *Astron. and Astrophys.* **401**, 1143 (2003).
29. *C. L. Selhorst I, A. V. R. Silva, and J. E. R. Costa*, *Astron. and Astrophys.* **440**, 367 (2005).
30. *K. Shibasaki*, *Publ. Astron. Soc. Jap.* **65**, S17 (2013).
31. *T. Kosugi, I. Masato, R. Shibasaki*, *Publ. Astron. Soc. Jap.* **38**, 1 (1986).
32. *J. E. Vernazza, E. H. Avrett, R. Loeser*, *Astrophys. J. Supp.* **45**, 635 (1981).
33. *A. J. Oliveira e Silva, C. L. Selhorst, P. J. A. Simões, C. G. Giménez de Castro*, *Astron. and Astrophys.* **592**, A91 (2016).
34. *J. M. Pasachoff, V. Rusin, M. Druckmuller, and M. Saniga*, *Astrophys. J.* **665**, 824 (2007).
35. *J. M. Pasachoff, V. Rusin, M. Druckmuller, H. Druckmullerova, et al.*, *Astrophys. J.* **682**, 638 (2008).
36. *Y.-M. Wang, J. B. Biersteker, N. R. Sheeley, Jr., S. Koutchmy, J. Mouette, M. Druckmuller*, *Astrophys. J.* **660**, 882 (2007).
37. *G. Withbroe, Y. Wang*, *Sol. Phys.* **27**, 394 (1972).
38. *R. Munro, G. Withbroe*, *Astrophys. J.* **176**, 511 (1972).

УДК 52-336:629.783:521.322

ПУТИ ПОВЫШЕНИЯ ТОЧНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ГРАВИТАЦИОННОГО ПОЛЯ ЗЕМЛИ С ПОМОЩЬЮ ОРБИТАЛЬНОЙ ГРУППИРОВКИ КОСМИЧЕСКИХ АППАРАТОВ

© 2021 г. В. К. Милуков^{1,*}, А. И. Филеткин^{1,2}, А. С. Жамков¹

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

² Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия

*E-mail: vmilyukov@yandex.ru

Поступила в редакцию 06.12.2020 г.

После доработки 16.12.2020 г.

Принята к публикации 16.12.2020 г.

В работе приведены результаты анализа возможностей повышения пространственного и временного разрешения существующих моделей гравитационного поля Земли (ГПЗ) путем оптимизации орбитальных параметров (большой полуоси и наклона) группировки космических аппаратов (КА) на околоземной орбите. В результате численного моделирования найдены элементы орбит КА, которые за 30-дневный интервал покрывают 100% поверхности Земли подспутниковыми трассами с угловым разрешением $1^\circ \times 1^\circ$, что практически в 4 раза выше углового разрешения ежемесячных моделей ГПЗ миссии GRACE.

DOI: 10.31857/S0004629921040034

1. ВВЕДЕНИЕ

Современная космическая гравиметрия занимает одно из центральных мест в космических исследованиях Земли. В первую очередь, это связано с использованием нового поколения низкоорбитальных спутников, оборудованных высокоточными системами слежения “Земля-спутник” и “спутник-спутник” и высокоточными системами измерения инерциальных ускорений (акселерометрами). Два космических аппарата, следующих друг за другом на одинаковых орбитах, образуют своеобразный “орбитальный градиентометр”. Ключевой идеей такой системы является измерение расстояния “спутник-спутник”, находящихся на небольшом расстоянии друг от друга КА (≈ 200 км),двигающихся на околополярной орбите, что позволяет определить поправки к коэффициентам разложения модели ГПЗ. Выбор полярной орбиты спутников обеспечивает глобальное покрытие поверхности Земли подспутниковыми трассами КА, включая полярные области. Точность создаваемых моделей ГПЗ зависит от точности измерения межспутникового расстояния. Исползованная в космической миссии GRACE (Gravity Recovery and Climate Experiment) микроволновая система К/Ка-диапазона позволяла измерять межспутниковое расстояние с точностью до 1 мкм [1].

Модели ГПЗ, как правило, задаются разложением по сферическим функциям:

$$R = (U - U_0) \approx \frac{GM}{r} \left[\sum_{n=2}^{N_{\max}} \sum_{m=0}^n \left(\frac{a_E}{r} \right)^n \bar{P}_{nm}(\sin \varphi) \times \right. \\ \left. \times (\bar{C}_{nm} \cos m\lambda + \bar{S}_{nm} \sin m\lambda) \right], \quad (1)$$

где GM – геоцентрическая гравитационная постоянная; r , φ , λ – сферические координаты точки (или КА) в системе координат жестко связанной с Землей; a_E – средний экваториальный радиус Земли; $\bar{P}_{nm}(\sin \varphi)$ – нормированные присоединенные функции Лежандра степени n и порядка m ; \bar{C}_{nm} , \bar{S}_{nm} – нормированные коэффициенты Стокса; N_{\max} – максимальная степень разложения.

Максимальная степень разложения в выражении (1) определяет пространственное разрешение модели ГПЗ, а интервал времени, на котором строится данная модель, определяет ее временное разрешение. Важно не только количество коэффициентов Стокса (сферических гармоник), которые определяют пространственное разрешение, но и точность их определения. Формально разложение имеет смысл, пока величина ошибки

сферической гармонике не станет равной значению самой сферической гармонике.

Глобальная модель гравитационного поля Земли GGM05S (The GRACE Gravity Model 05) [2], полученная по данным миссии GRACE за весь период наблюдений, содержит две части: статическую модель гравитационного поля высокого разрешения и ежемесячные решения. Статическая модель GGM05 содержит ≈ 180 сферических гармоник (длина полуволны 110 км), что соответствует пространственному угловому разрешению $1^\circ \times 1^\circ$. Ежемесячные модели GGM05S (т.е. с временным разрешением один месяц) рассчитываются для каждого месяца за период наблюдения. Оцениваются наборы гармонических коэффициентов степени и порядка 60×60 (номинально) и 96×96 (добавочно) без использования какой-либо регуляризации. Ошибки коэффициентов разложения задаются либо в относительных единицах, либо в высотах геоида, либо в гравитационных аномалиях. Для заданной точности ошибок сферических гармоник (ошибка высоты геоида $\Delta h \approx 1$ мм) соответствующая модель гравитационного поля с временным разрешением 1 мес содержит 50 сферических гармоник (пространственное разрешение 400 км), что соответствует угловому разрешению $3.6^\circ \times 3.6^\circ$. Таким образом, модель ГПЗ характеризуется не только параметрами разрешения – пространственного и временного, но также еще и точностью модели, т.е. точностью определения высшей гармоники разложения, что, в первую очередь, связано с точностью проводимых измерений.

Миссия GRACE, которая закончила свое существование в 2017 г., доказала свою эффективность не только в получении моделей ГПЗ высокого пространственного разрешения. Впервые по данным миссии было начато построение моделей с временным разрешением 1 мес. Поэтому в продолжение миссии GRACE 22 мая 2018 г. состоялся запуск двух спутников-близнецов GRACE Follow On. Параметры орбит спутников GRACE Follow On, а также микроволновая система К/Ка-диапазона те же самые, что и для спутников GRACE. Однако принципиальным фактором является то, что спутники также оснащены лазерной интерферометрической системой, которая позволяет поднять точность межспутниковых измерений на уровень 1 нм.

Для однопарной космической группировки (базовая конфигурация GRACE) дальнейшие пути увеличения пространственного и временного разрешения моделей ГПЗ связаны как с увеличением точности измерительных средств [3], так и с оптимизацией орбитальных параметров группировки. Что касается увеличения точности измерительных средств, то первые данные обработки лазерных измерений GRACE Follow On показали

ошибку порядка $1 \text{ нм/Гц}^{1/2}$ [4], т.е. практически на три порядка лучше ошибок измерений микроволновой системой. Хотя нет линейной зависимости между точностью межспутниковых измерений и точностью определения гармоник разложения ГПЗ, тем не менее, можно ожидать повышения пространственного разрешения ежемесячных моделей ГПЗ, построенным по данным миссии GRACE Follow On, и уточнения коэффициентов их разложения [5].

Целью данной работы является исследование второго пути повышения пространственного и временного разрешения моделей ГПЗ – оптимизации орбитальных параметров группировки космических аппаратов.

2. ПАРАМЕТРЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ ОРБИТ

Подбор орбитальных параметров для космической группировки на низкой околоземной орбите производился с учетом условия максимального покрытия поверхности Земли подспутниковыми трассами КА за определенный интервал времени. Подспутниковая трасса КА – это проекция движения КА на земную поверхность. Моделирование проводилось для КА с параметрами КА GRACE: масса 700 кг, размеры: 3 м (вдоль орбиты) $\times 1.5 \text{ м} \times 1.5 \text{ м}$, с помощью программного комплекса, разработанного в ГАИШ МГУ. Программный комплекс позволяет моделировать движение КА на низкой околоземной орбите в соответствии с рекомендациями IERS2010 (International Earth Rotation Service) [6]. Модель ГПЗ в соответствии с выражением (1) рассчитывалась на основе алгоритма Беликова и Тайбаторова [7], воздействие негравитационных эффектов с учетом геометрии КА учитывалось в соответствии с [8].

Для анализа полноты покрытия при моделировании, как правило, использовался интервал времени, равный 30 сут, поскольку задача уточнения ГПЗ подразумевает, в первую очередь, уточнение ежемесячных моделей ГПЗ. К числу варьируемых параметров были отнесены высота орбиты спутников и ее наклонение. Остальные орбитальные параметры оставались неизменными ввиду отсутствия их влияния на степень покрытия поверхности Земли подспутниковыми трассами КА.

При моделировании использовался 5-секундный шаг интегрирования. В табл. 1 представлены параметры моделирования. Важно отметить, что в процессе моделирования проводился учет возмущений гармонических коэффициентов ГПЗ до 10-й степени и порядка включительно, так как анализ покрытия трассами не требует высокой точности модели движения КА.

Для оценки полноты покрытия подспутниковыми трассами КА поверхности Земли необходи-

Таблица 1. Начальные орбитальные параметры моделирования

Параметр	Значение
Прямое восхождение, град	90
Эксцентриситет	0.001
Аргумент перигентра КА1/КА2, град	88.5/93
Средняя аномалия КА1/КА2, град (соответствует межспутниковому расстоянию 220 км)	180/211
Высота, км	Варьируемая величина
Наклонение, град	Варьируемая величина

мо сначала задать диапазоны вариативных параметров, исходя из имеющихся ограничений по высоте орбиты КА. Для оценки диапазона возможных рабочих значений высот орбит было проведено моделирование движения КА с учетом возмущений, вызванных негравитационными силами, в том числе, влиянием сопротивления атмосферы и давлением солнечного излучения, оказывающих первостепенную роль на деградацию высоты движения КА. Расчет проводился для высот от 150 до 500 км с шагом 50 км. Расчеты показали, что конфигурации с высотой орбиты меньше 300 км существенно деградируют из-за сопротивления атмосферы, что, в конечном итоге, может привести к падению КА на поверхность Земли. С учетом того, что на КА данной космической группировки не предусматривается установка системы компенсации сноса и контроля высоты, было принято решение об исследовании рабочих высот орбит в диапазоне от 300 до 500 км.

Выбор наклонения опирается, с одной стороны, на опыт успешной миссии GRACE, с другой стороны, обусловлен требованием по максимальному глобальному покрытию поверхности Земли измерениями. Таким образом, для космической группировки типа GRACE исследовались околополярные и полярное наклонения.

3. МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОКРЫТИЯ КОСМИЧЕСКОЙ ГРУППИРОВКОЙ ПОДСПУТНИКОВЫМИ ТРАССАМИ ПОВЕРХНОСТИ ЗЕМЛИ

Методика моделирования покрытия поверхности Земли подспутниковыми трассами КА с целью нахождения оптимальных орбитальных параметров для повышения пространственного и временного разрешений заключалась в следующем. Пространственное (угловое) разрешение задается размером сегментов $x^\circ \times x^\circ$, на которые разбивается вся поверхность Земли. Временное разрешение задается интервалом времени Δt , на котором рассматривается движение КА, т.е. временем измерения. Для заданного пространственного разрешения ($x^\circ \times x^\circ$) и заданного временного разрешения (Δt) оценивается *процент глобаль-*

ного покрытия — отношения количества сегментов n , в которые попала хотя бы одна точка трассы (измерение), к общему числу сегментов N по всей поверхности Земли, т.е. n/N . Основные расчеты проводились для временного интервала 1 месяц (базовое временное разрешение моделей ГПЗ GRACE) и для значений углового разрешения $1^\circ \times 1^\circ$ и $0.5^\circ \times 0.5^\circ$, что соответствует пространственному разрешению ≈ 100 км и 50 км (разрешение ежемесячных моделей GRACE ≈ 400 км). В части обоснования выбора углового (пространственного) разрешения необходимо отметить следующее. В реальной миссии GRACE межспутниковые измерения между КА в группировке проводились с частотой 0.1 Гц [9]. За это время КА пролетают расстояние на орбите ≈ 80 км, что потенциально позволяет достичь углового разрешения ГПЗ лучше $1^\circ \times 1^\circ$. С учетом того, что техническим принципам, заложенным в систему межспутниковой линии в проекте GRACE, уже более 20 лет, следует ожидать, что при использовании лазерной интерферометрической системы измерений межспутникового расстояния можно потенциально достичь углового разрешения $0.5^\circ \times 0.5^\circ$, соответствующего времени накопления сигнала чуть менее 7 с (≈ 0.14 Гц). Результаты моделирования для различных значений наклонения и высоты орбиты приведены в табл. 2. В таблице полужирным шрифтом выделены конфигурации со 100% покрытием.

Как следует из табл. 2, существуют наборы орбитальных параметров (высота и наклонение), при которых для углового разрешения $1^\circ \times 1^\circ$ за 30 сут происходит полное покрытие, т.е. процент покрытия достигает 100%. Таблица 3 показывает, что для разрешения $0.5^\circ \times 0.5^\circ$ не существует орбит, на которых за 30 сут происходит полное покрытие. Более длительные интервалы, на которых происходило бы полное покрытие, рассматривать нецелесообразно, поскольку это сильно ухудшает временное разрешение.

На рис. 1 изображены подспутниковые трассы для КА с орбитальными параметрами $h = 400$ км, $i = 89.8^\circ$, на временном интервале 30 сут (минимальное временное разрешение, которое рассматривается в данной работе). С увеличением

Таблица 2. Процент глобального покрытия подспутниковыми трассами для КА при различных орбитальных параметрах для углового разрешения $1^\circ \times 1^\circ$

Накло- нение, град	Высота, км					
	300	350	400	450	475	500
90.0	99.97	99.27	99.57	99.99	100	61.54
89.9	99.59	100	99.91	99.96	100	69.70
89.8	98.77	100	100	99.75	100	77.16
89.7	96.62	100	99.87	97.80	99.50	83.35
89.6	92.89	99.94	99.70	92.80	98.67	92.63
89.5	85.97	99.54	98.99	89.42	97.76	97.48
89.4	76.83	97.83	94.93	85.86	96.47	99.08
89.3	68.30	92.76	86.47	79.38	94.04	99.61
89.2	59.98	82.98	80.83	68.67	90.21	99.88
89.1	52.44	73.15	86.17	58.31	84.51	99.97
89.0	45.83	63.61	92.59	65.52	75.27	99.25
88.5	91.75	97.69	98.89	97.71	51.51	97.25
88.0	98.30	97.97	98.30	98.30	87.89	97.48

Примечание. Временное разрешение 30 дней.

Таблица 3. Процент глобального покрытия подспутниковыми трассами для КА при различных орбитальных параметрах. Угловое разрешение $0.5^\circ \times 0.5^\circ$

Накло- нение, град	Высота, км					
	300	350	400	450	475	500
90.0	89.49	72.72	88.56	87.64	85.99	35.87
89.9	89.56	85.47	84.08	88.52	87.38	44.77
89.8	90.38	86.41	77.49	88.36	87.12	57.34
89.7	91.20	83.97	84.40	87.41	87.94	66.32
89.6	85.00	89.24	88.69	81.72	87.65	79.05
89.5	74.75	90.02	88.69	75.92	88.33	89.02
89.4	64.42	88.85	76.66	69.54	89.49	87.74
89.3	54.21	77.78	63.42	58.87	85.83	88.12
89.2	44.22	64.81	52.30	44.85	80.34	85.66
89.1	34.87	51.81	58.35	33.09	71.61	83.50
89.0	26.41	39.28	72.93	45.76	61.50	80.82
88.5	82.41	89.32	79.99	87.73	36.15	74.93
88.0	88.70	70.51	87.84	86.14	78.32	85.85

Примечание. Временное разрешение 30 дней.

времени наблюдения на поверхности Земли остается все меньше участков, не покрытых подспутниковыми трассами (“белых полос”), плотность покрытия увеличивается.

Распределение измерений по поверхности Земли для углового разрешения $1^\circ \times 1^\circ$ и времен-

ного разрешения 30 сут представлено на рис. 2. Если за интервал наблюдения произошло n пересечений конкретного сегмента подспутниковыми трассами, то будем считать, что группировка КА произвела n измерений в данном сегменте поверхности Земли. Цветовая шкала на рис. 2 пока-

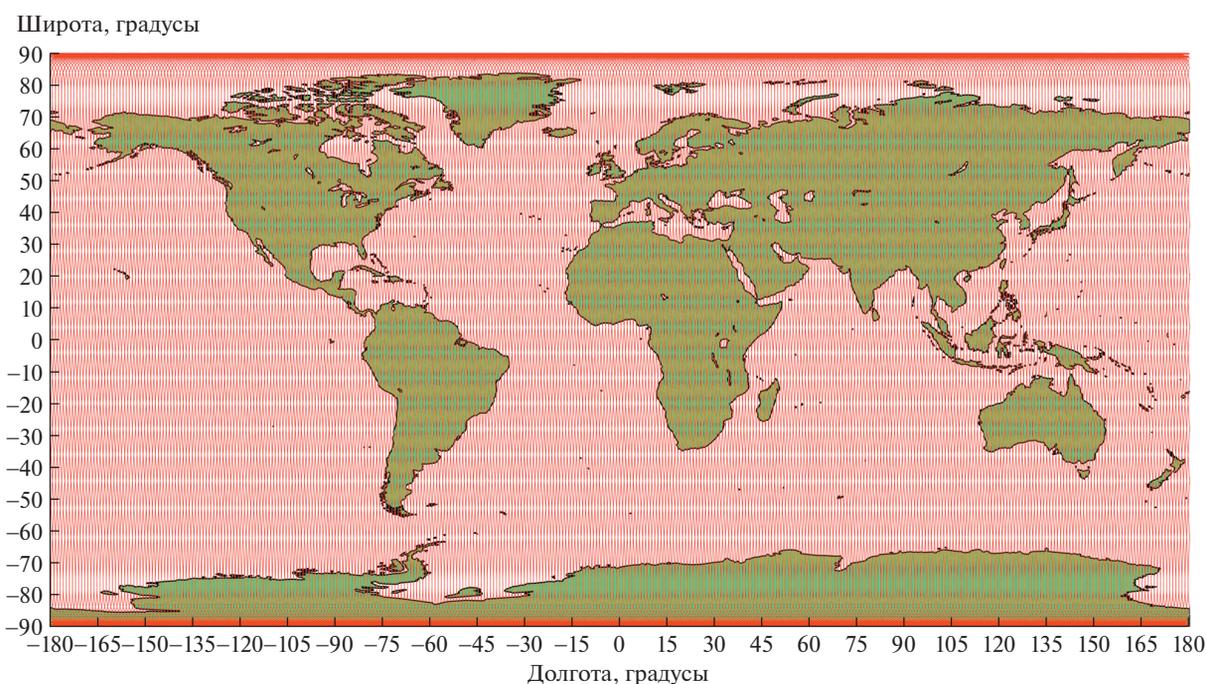


Рис. 1. Покрытие подспутниковыми трассами (красные линии) поверхности Земли группировкой КА, находящейся на орбите высотой 400 км с наклоном 89.8° , на временном интервале 30 сут.

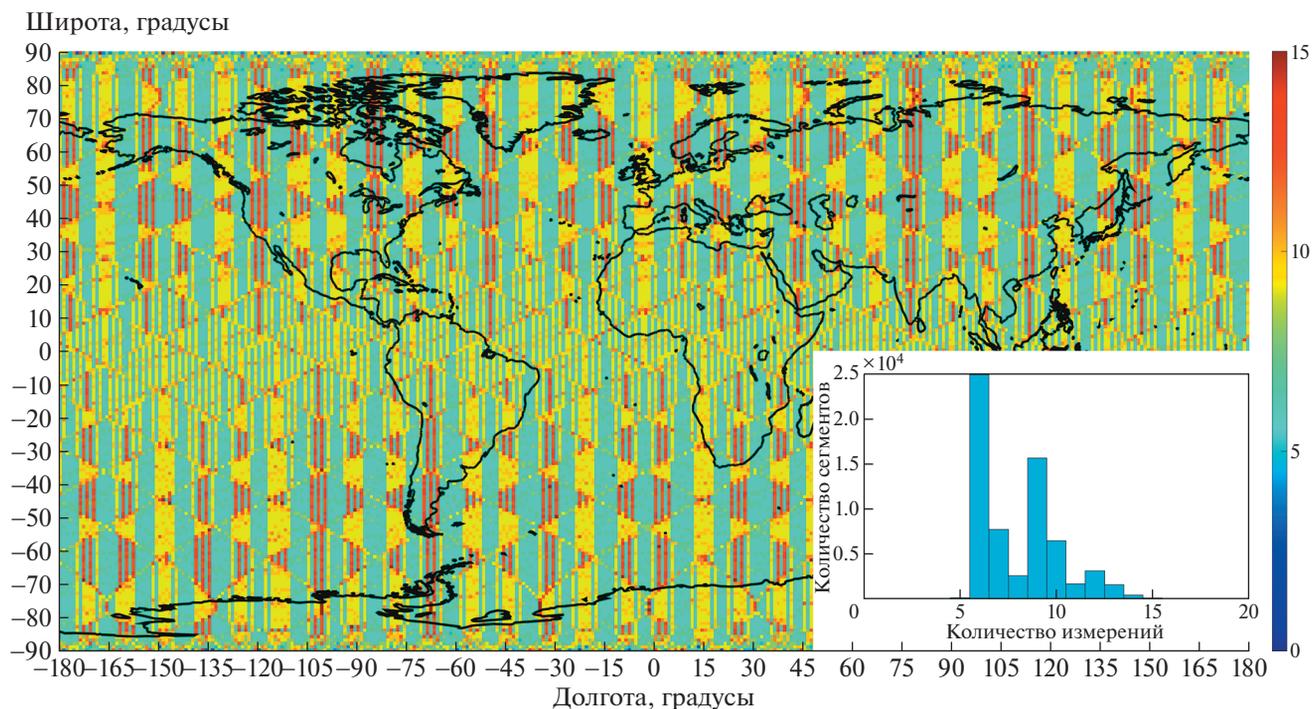


Рис. 2. Распределение измерений в сегментах $1^\circ \times 1^\circ$ на поверхности Земли группировкой КА, находящейся на орбите высотой 400 км с наклоном 89.8° на временном интервале 30 сут (величина глобального покрытия 100%). Цветовая шкала на рисунке показывает количество измерений в диапазоне от 0 до 15, приходящихся на соответствующий сегмент земной поверхности. На врезке: гистограмма распределения сегментов по количеству измерений.

зывает количество измерений в диапазоне от 0 до 15, приходящихся на соответствующий сегмент земной поверхности. На рис. 2 видно, что сегменты неравномерно заполняются измерениями, что отражается в наличии характерных вертикальных разноцветных полос на карте.

Гистограмма на врезке на рис. 2 показывает распределение сегментов по количеству измерений. Так, для углового разрешения $1^\circ \times 1^\circ$ и временного разрешения 30 сут, гистограмма показывает, что каждый такой сегмент содержит как минимум 5 измерений.

4. ПОВЫШЕНИЕ ВРЕМЕННОГО РАЗРЕШЕНИЯ МОДЕЛЕЙ ГПЗ

В предыдущем разделе было показано, что существуют наборы орбитальных параметров группировки, при которых потенциально на основе достаточной плотности покрытия измерениями поверхности Земли можно получать ежемесячные модели ГПЗ с угловым разрешением $1^\circ \times 1^\circ$ (пространственное разрешение 100 км), что почти в 4 раза лучше существующих моделей (возможные инструментальные ограничения мы не рассматриваем).

Пространственное (угловое) разрешение обратно пропорционально временному разре-

шению [10]. Таким образом, в стандартной конфигурации группировки типа GRACE, состоящей из одной пары КА, возможно повышение временного разрешения ГПЗ за счет понижения потенциального пространственного разрешения. Варьирование пространственного разрешения позволяет с помощью такой группировки получать модели ГПЗ с различным временным разрешением. В данном разделе рассмотрим покрытие поверхности Земли треками КА на различных временных интервалах, т.е. для различных значений временного разрешения.

Было проанализировано покрытие поверхности Земли треками КА для некоторых предпочтительных наборов орбитальных параметров на интервале 10 сут на пространственной сетке $3.6^\circ \times 3.6^\circ$, и на интервале 15 сут на пространственной сетке $2^\circ \times 2^\circ$. Результаты моделирования приведены в табл. 4 и 5.

На рис. 3 изображены подспутниковые трассы для группировки КА с орбитальными параметрами $h = 400$ км, $i = 89.8^\circ$, на временных интервалах 10 и 15 дней. Соответствующие распределения измерений по поверхности Земли для (1) углового разрешения $3.6^\circ \times 3.6^\circ$ и временного разрешения 10 сут и (2) углового разрешения $2^\circ \times 2^\circ$ и временного разрешения 15 сут представлены на рис. 4.

Таблица 4. Процент глобального покрытия поверхности Земли подспутниковыми трассами КА при различных орбитальных параметрах для углового разрешения $3.6^\circ \times 3.6^\circ$ и временного 10 дней

Накло- нение, град	Высота, км					
	300	350	400	450	475	500
90.0	100	100	100	100	99.90	100
89.9	100	100	100	100	99.90	100
89.8	100	100	100	100	99.82	100
89.7	99.84	100	100	100	99.62	100
89.6	99.80	100	100	100	99.60	100
89.5	99.46	100	100	100	99.78	100
89.4	99.12	100	100	100	99.72	100
89.3	97.74	100	100	100	99.48	100
89.2	96.12	100	100	100	99.28	100
89.1	96.10	100	100	100	99.06	100
89.0	97.46	100	100	100	98.68	100
88.5	99.74	100	100	100	94.20	100
88.0	99.98	100	100	100	99.40	100

Цветовая шкала соответствует количеству измерений на сегмент в диапазоне от 0 до 45.

Сегменты на поверхности Земли также, как и ранее, неравномерно заполняются измерениями — имеются вертикальные разноцветные полосы на карте, которые характеризуют широтную и долготную зависимость плотности покрытия. На сегменте $3.6^\circ \times 3.6^\circ$ даже на временном интервале 10 сут плотность очень высокая, минимальная заполняемость превышает 22 измерения на сегмент, среднее число измерений на сегмент — 38. Для пространственного разрешения $2^\circ \times 2^\circ$ и времени наблюдения 15 сут соответственно 12 и 16 измерений на сегмент.

5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Основная задача проведенного исследования — анализ возможностей повышения пространственного и временного разрешения существующих моделей ГПЗ путем оптимизации орбитальных параметров (большой полуоси и наклона) орбитальной группировки КА типа GRACE. За базовые модели, относительно которых рассматривались пути повышения, были приняты ежемесячные модели ГПЗ, полученные по данным миссии GRACE, которые содержат 50 сферических гармоник (длина полуволны 400 км), что соответствует угловому разрешению $3.6^\circ \times 3.6^\circ$.

Таблица 5. Процент глобального покрытия поверхности Земли подспутниковыми трассами КА при различных орбитальных параметрах для углового разрешения $2^\circ \times 2^\circ$ и временного 15 дней

Накло- нение, град	Высота, км					
	300	350	400	450	475	500
90.0	95.20	99.67	100	99.25	97.15	92.07
89.9	92.81	99.64	100	98.78	96.44	94.20
89.8	94.09	99.41	100	98.08	94.30	94.76
89.7	93.03	98.61	100	96.35	91.14	94.19
89.6	90.31	99.50	100	93.69	90.65	97.31
89.5	85.96	99.62	100	93.99	91.40	98.48
89.4	80.93	99.04	100	94.75	91.91	98.93
89.3	77.23	97.85	99.96	93.78	91.46	99.30
89.2	74.04	95.64	100	91.59	89.73	99.44
89.1	73.07	92.45	100	88.70	87.41	99.30
89.0	73.57	92.08	99.98	88.08	82.81	99.12
88.5	92.95	99.04	99.67	97.59	70.40	99.37
88.0	95.21	98.30	98.72	98.96	85.46	97.94

На рис. 5 показана эволюция орбитальных параметров (большой полуоси, наклона и эксцентриситета) за все время существования миссии GRACE¹. Большая полуось орбиты (соответственно, и ее высота) уменьшилась довольно значительно: от 6870 км в начале миссии, до 6710 км в ее завершении. В период времени с 2006 по 2011 г., на котором поведение большой полуоси орбиты было достаточно стабильным, геодезическая высота движения КА соответствовала $h = 485\text{--}470$ км. При этом наклонение орбиты находилось в районе $i \approx 89^\circ$. Поэтому для расчета базовой орбитальной конфигурации GRACE в качестве средних значений орбитальных параметров миссии геодезическая высота орбиты была принята равной $h = 475$ км, а ее наклонение $i = 89^\circ$.

В табл. 6 приведены количественные оценки выполненных в работе расчетов — параметры рассмотренных орбит и статистика по глобальному покрытию поверхности Земли подспутниковыми трассами на разном пространственном масштабе для наилучшей выбранной орбитальной конфигурации (верхние три строки) и конфигурации в миссии GRACE (нижние три строки).

Проведенные исследования показали, что существует конфигурация группировки КА типа GRACE с орбитальными параметрами $i = 89.8^\circ$,

¹ <http://www.csr.utexas.edu/grace/>

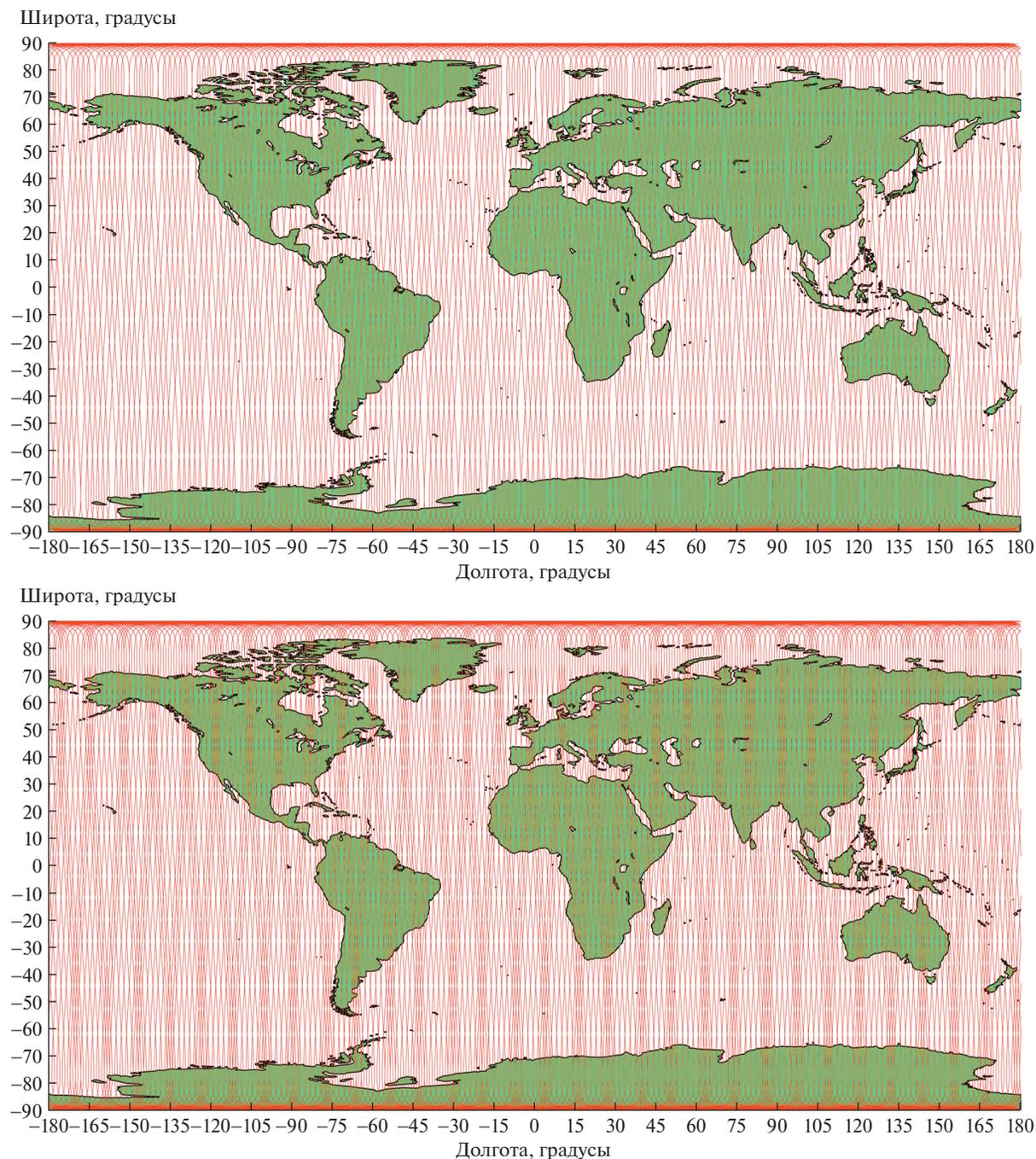


Рис. 3. Покрытие подспутниковыми трассами (красные линии) поверхности Земли группировкой КА, находящейся на орбите высотой 400 км с наклоном 89.8° , на временных интервалах 10 сут (верхняя панель) и 15 сут (нижняя панель). С увеличением времени наблюдения плотность покрытия увеличивается, “белых” участков становится меньше.

$h = 400$ км, которая полностью покрывает изменениями поверхность Земли на всех рассмотренных временных интервалах, что приводит к повышению существующего как пространственного, так и временного разрешения моделей ГПЗ. Таким образом, могут быть получены модели ГПЗ:

1) с угловым разрешением $1^\circ \times 1^\circ$ (пространственное разрешение ≈ 110 км) на интервале 30 дней;

2) с угловым разрешением $2^\circ \times 2^\circ$ (пространственное разрешение ≈ 220 км) на интервале 15 дней;

3) с угловым разрешением $3.6^\circ \times 3.6^\circ$ (пространственное разрешение ≈ 400 км) на интервале 10 дней.

Во Введении статьи было отмечено, что с запуском миссии GRACE Follow On, оснащенной

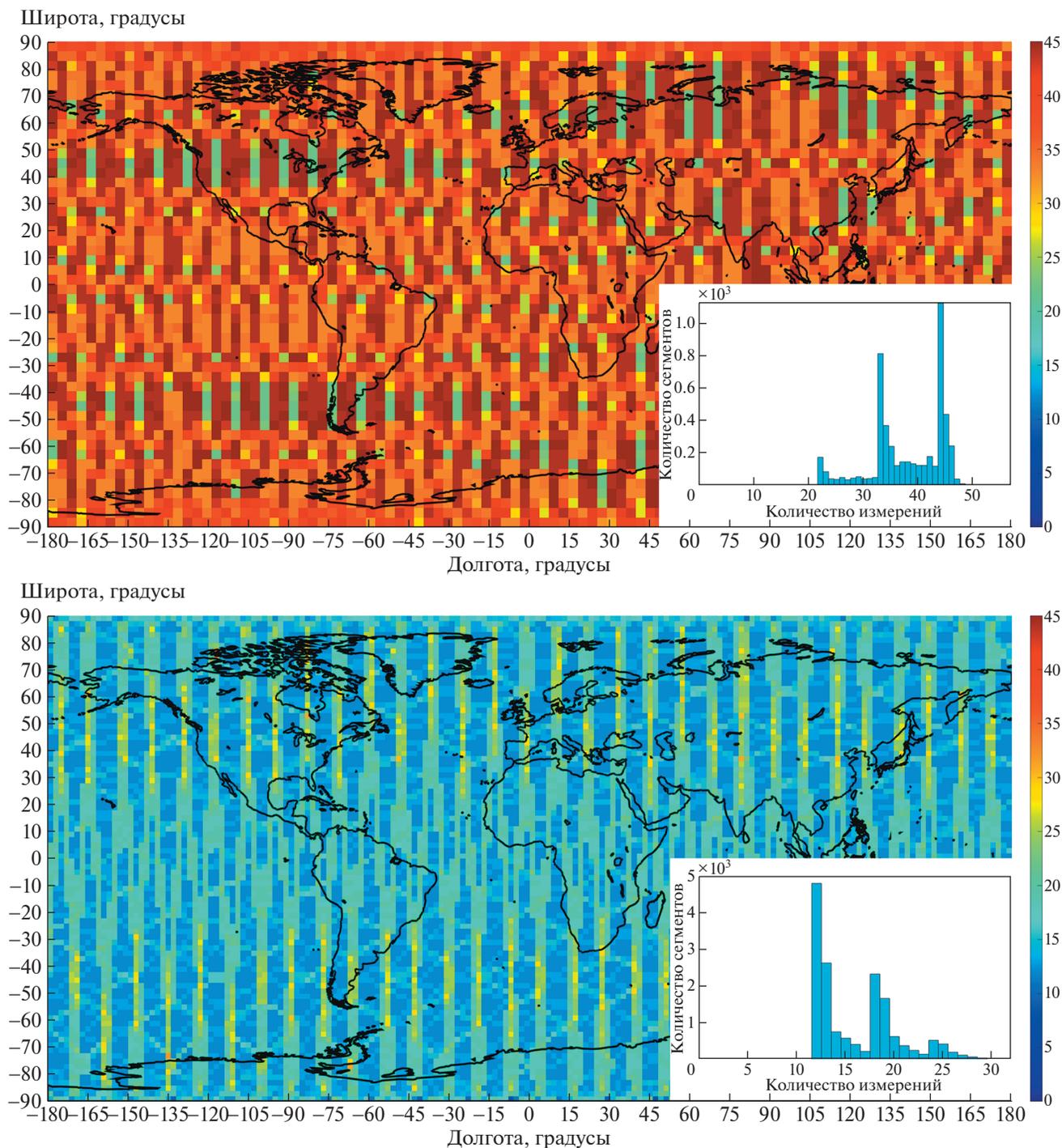


Рис. 4. Распределение измерений на поверхности Земли группировкой КА, находящейся на орбите высотой 400 км с наклоном 89.8°: верхняя панель – в сегментах 3.6° × 3.6° на временном интервале 10 сут (величина глобального покрытия 100%); нижняя панель – в сегментах 2° × 2° на временном интервале 15 сут (величина глобального покрытия 100%). Цветовая шкала на рисунках показывает количество измерений в диапазоне от 0 до 45, приходящихся на соответствующий сегмент земной поверхности. На врезках: гистограммы распределения сегментов по количеству измерений.

более точной аппаратурой измерения межспутникового расстояния, можно ожидать повышения пространственного разрешения ежемесяч-

ных моделей ГПЗ. На основе проведенных в настоящей работе вычислений, принимая во внимание, что орбитальные параметры КА GRACE

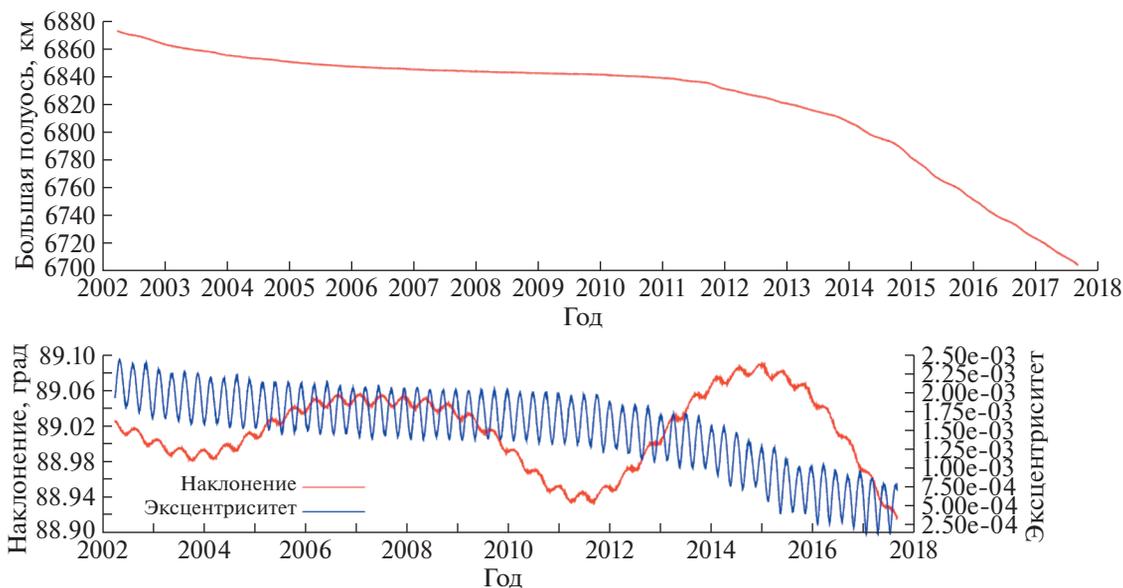


Рис. 5. Эволюция орбитальных параметров КА GRACE-B за все время нахождения его на орбите: верхняя панель – большой полуоси; нижняя панель – наклона и эксцентриситета.

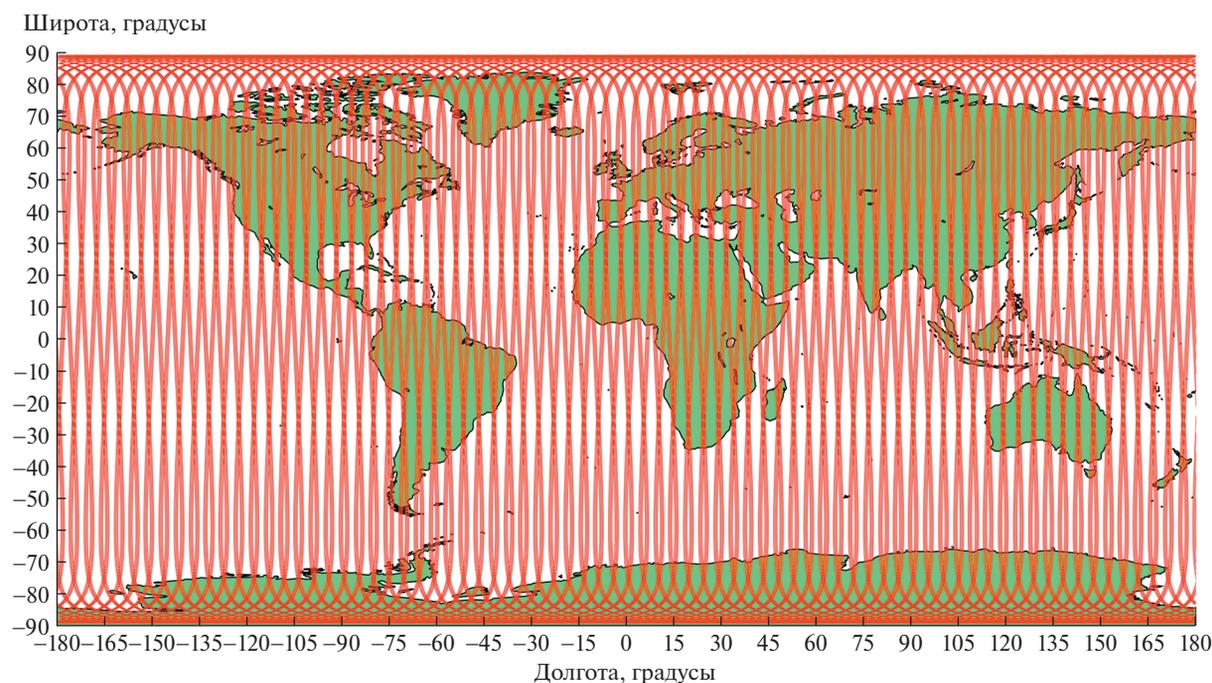


Рис. 6. Покрытие подспутниковыми трассами (красные линии) поверхности Земли спутниками GRACE FO, находящимися на орбите высотой 475 км с наклоном 89° , на временном интервале 30 сут.

Follow On аналогичны орбитальным параметрам КА GRACE², следует, что орбитальная группировка КА GRACE Follow On на месячном интервале покрывает только 76% сегментов размером $1^\circ \times 1^\circ$ (рис. 7).

² <https://heavens-above.com/orbit.aspx?satid=C43477>

Более того, расчеты показали, что на месячном интервале группировка с параметрами GRACE достигает полного покрытия поверхности Земли только на сегментах $3.6^\circ \times 3.6^\circ$. Формально разложение ГПЗ по сферическим гармоникам можно строить до сколь угодно больших значений степени и порядка. Однако в этом случае гармоники

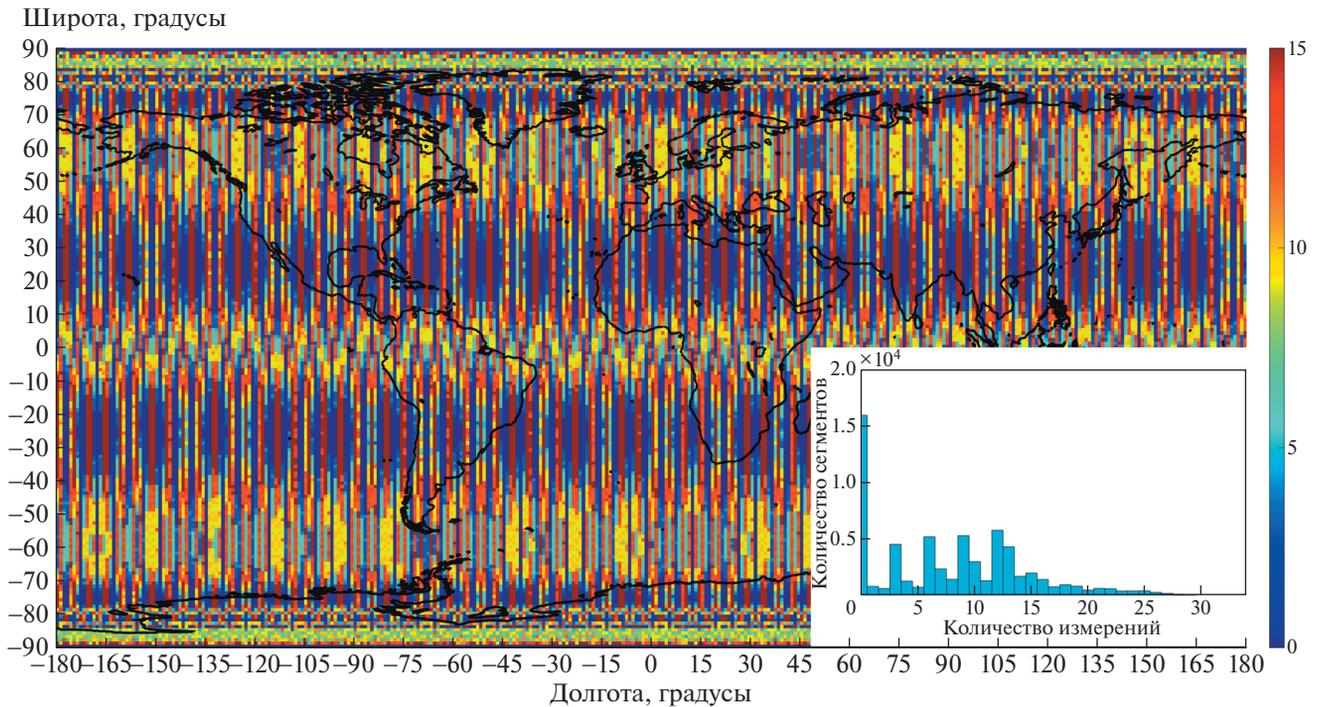


Рис. 7. Распределение измерений в сегментах $1^\circ \times 1^\circ$ на поверхности Земли спутниками GRACE FO на временном интервале 30 сут (величина глобального покрытия 75.27%). Цветовая шкала на рисунке показывает количество измерений в диапазоне от 0 до 15, приходящихся на соответствующий сегмент земной поверхности. На врезке: гистограмма распределения сегментов по количеству измерений.

высоких порядков помимо случайных ошибок будут содержать и систематические ошибки, связанные с отсутствием измерительных данных в сегментах, фактически вошедших в обработку данных. В связи с этим следует ожидать, что миссия GRACE Follow On, как и любая другая миссия с существенным улучшением точности межспутниковых измерений, но функционирующая на орбите типа GRACE, может повысить точность существующих ежемесячных моделей ГПЗ без повышения их пространственного разрешения.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Важным фактором, определяющим пространственное разрешение моделей ГПЗ, является плотность покрытия поверхности Земли подспутниковыми трассами. В работе выполнено полномасштабное численное моделирование взаимного орбитального движения двух КА с учетом возмущающих факторов гравитационных и негравитационных сил. Подбор орбитальных параметров для космической группировки на низкой околоземной орбите производился для 100% по-

Таблица 6. Сводная таблица результатов расчетов

Высота орбиты, км	Наклонение орбиты, град	Период измерений, сут	Угловое разрешение град	Покрытие, %	n_{\min}	n_{\max}
400	89.8	10	$3.6^\circ \times 3.6^\circ$	100	22	57
400	89.8	15	$2^\circ \times 2^\circ$	100	12	32
400	89.8	30	$1^\circ \times 1^\circ$	100	1	20
475	89.0	10	$3.6^\circ \times 3.6^\circ$	100	20	150
475	89.0	15	$2^\circ \times 2^\circ$	92.8	0	82
475	89.0	30	$1^\circ \times 1^\circ$	75.27	0	34

Примечание. n_{\min} и n_{\max} – минимальное и максимальное количество измерений на сегмент.

крытия поверхности Земли подспутниковыми трассами для определенного пространственного разрешения и за определенный интервал времени. Проведенные исследования показали, что существует конфигурация группировки КА с орбитальными параметрами $i = 89.8^\circ$, $h = 400$ км, с помощью которой можно повысить существующие как пространственное, так и временное разрешение моделей ГПЗ при 100% покрытии. Таким образом, могут быть получены модели ГПЗ: (1) с угловым разрешением $1^\circ \times 1^\circ$ на интервале 30 дней; (2) с угловым разрешением $2^\circ \times 2^\circ$ на интервале 15 дней; (3) с угловым разрешением $3.6^\circ \times 3.6^\circ$ на интервале 10 дней. Группировка КА с указанными орбитальными параметрами может быть принята за основу при планировании будущей гравитационной миссии.

Первые данные обработки лазерных измерений миссии GRACE Follow On показали, что межспутниковое расстояние измеряется с ошибкой порядка 1 нм/Гц^{1/2}, т.е. практически на три порядка лучше ошибок измерений микроволновой системой. По-видимому, следовало бы ожидать повышения пространственного разрешения ежемесячных моделей ГПЗ, построенных по данным миссии GRACE Follow On, и уточнения коэффициентов их разложения.

Результаты моделирования показали, что орбита миссии GRACE (а следовательно, и GRACE FO) с точки зрения одновременного повышения как пространственного, так и временного разрешения моделей ГПЗ не является оптимальной. Орбитальная группировка GRACE Follow On на месячном интервале покрывает 76% сегментов размером $1^\circ \times 1^\circ$, а полного покрытия достигает только на сегментах $3.6^\circ \times 3.6^\circ$. Следовательно, можно ожидать, что миссия GRACE Follow On, как и любая другая миссия с существенным улучшением точности межспутниковых измерений,

но функционирующая на орбите типа GRACE, может повысить точность существующих ежемесячных моделей ГПЗ без повышения их пространственного разрешения.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена в рамках Междисциплинарной научно-образовательной школы МГУ “Фундаментальные и прикладные исследования космоса” и при финансовой поддержке РФФИ (грант № 19-29-11008).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *B. D. Tapley, S. Bettadpur, M. M. Watkins, and Ch. Reigber*, Geophys. Res. Lett. **31**(9), id. L09607 (2004).
2. *J. C. Ries, R. Eanes, Zh. Kang, and U. Ko*, The Development and Evaluation of The Global Gravity Model GGM05 (Center for Space Research, University of Texas at Austin, 2018), Report № CSR-16-02.
3. *G. Heinzel, B. Sheard, N. Brause, K. Danzmann, et al.*, In: *International Conference on Space Optics. ICSO 2012*, edited by B. Cugny, E. Armandillo, and N. Karafolas, Proc. of SPIE **10564**, id. 1056420-1 (2012).
4. *K. Abich, A. Abramovici, B. Ampanan, A. Baatzsch, et al.*, Phys. Rev. Lett. **123** (3), id. 031101 (2019).
5. *F. Flechtner, K.-H. Neumayer, C. Dahle, H. Dobslaw, et al.* In: *Remote Sensing and Water Resources*, edited by A. Cazenave, N. Champollion, J. Benveniste, and J. Chen (Springer, Cham, 2016), p. 263.
6. *G. Petit, B. Luzum*, In: *IERS Conventions. IERS Technical Note No.36* (Frankfurt am Main, Verlag des Bundesamts für Kartographie und Geodäsie, 2010), p. 179.
7. *М. В. Беликов, К. А. Тайбатов*, Кинематика и физика небесных тел **6**, 24 (1990).
8. *O. Montenbruck and E. Gill*, *Satellite Orbits. Models, Methods, and Applications* (NY: Springer—Verlag Berlin Heidelberg, 2000), **1**, 371.
9. *J. Kim and S. W. Lee*, Acta Astronautica **65**, 1571(2009).
10. *В. К. Милюков, С.-Ц. Е*, Астрон. журн. **95**, 901 (2018).