

ISSN 0004-6299

Том 100, Номер 10

Октябрь 2023



АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

www.sciencejournals.ru



СОДЕРЖАНИЕ

Том 100, номер 10, 2023

Спектр радиоизлучения остатка сверхновой G74.9+1.2 <i>В. П. Иванов, А. В. Ипатов, И. А. Рахимов, Т. С. Андреева</i>	841
Наблюдения быстрого радиовсплеска FRB 20220912A на радиотелескопах БСА ФИАН и FAST <i>В. А. Федорова, А. Е. Родин, Ж.-Б. Джанг, С.-Ф. Донг, С.-Ц. Ли, Д. Ли, П. Ванг, Дж.-С. Джанг, Й.-Ф. Хуанг, Ф. Су</i>	848
Кинетическая модель воздействия звездного ветра на протяженную водородную атмосферу экзопланеты π Men c <i>А. А. Автаева, В. И. Шематович</i>	858
Циклы активности одиночного G5 III–IV гиганта HD 199178 <i>И. С. Саванов, А. Н. Тарасенков, Н. Н. Самусь, Е. С. Дмитриенко</i>	871
Эволюция метеороидных потоков, образующихся при столкновениях с AC3 <i>Р. В. Золотарёв, Б. М. Шустов</i>	879
Влияние радиационных сил на наблюдаемое положение и эволюцию орбиты объектов космического мусора с большим отношением площади к массе <i>Т. Н. Санникова</i>	898
Модифицированный спектрограф ШАО для спектров с низким разрешением <i>Н. З. Исмаилов, С. А. Алышов, Ш. К. Исмаилова, Ф. С. Гусейнова</i>	918

СПЕКТР РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ОСТАТКА СВЕРХНОВОЙ G74.9+1.2

© 2023 г. В. П. Иванов^{1,*}, А. В. Ипатов¹, И. А. Рахимов¹, Т. С. Андреева¹

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт прикладной астрономии Российской академии наук, Санкт-Петербург, Россия

*E-mail: ivanov_vp41@mail.ru

Поступила в редакцию 06.06.2023 г.

После доработки 07.08.2023 г.

Принята к публикации 28.08.2023 г.

Измерения плотностей потоков остатка сверхновой (SNR) G74.9+1.2 = СТВ 87 на частотах 4840 и 8450 МГц выполнены на радиотелескопе РТ-32 обсерватории Светлое ИПА РАН в 2018–2019 гг. Полученные данные содержат признаки наличия в радиоизлучении источника переменной составляющей на временном масштабе от месяца и более. Плотности потоков G74.9+1.2 на временном интервале 1959.7–2010 определены по опубликованным данным, позволяющим сравнить интенсивности G74.9+1.2 и стандартных источников. Все данные приведены в единую систему на основе точной шкалы потоков “искусственная луна” (ИЛ). Получен уточненный спектр SNR G74.9+1.2. Совокупность имеющихся данных аппроксимируется двумя степенными участками с разными спектральными индексами: $\alpha_1 = 0.31$ на частотах $f < f_b$ и $\alpha_2 = 0.71$ при $f > f_b$. Проекция двух степенных участков пересекаются на частоте $f_b \approx 3409$ МГц. Излом в радиоспектре источника с возрастом более 4000 лет мог сформироваться в результате синхротронных потерь. В пользу этого допущения свидетельствует увеличение наклона спектра примерно на 0.5 на частотах выше f_b . Совокупность данных, полученных при измерениях на РТ-32 и на основе опубликованных работ, позволяет утверждать, что переменная составляющая в радиоизлучении G74.9+1.2 на всех временных шкалах значительно менее выражена по сравнению с более молодыми PWN. В качестве возможного механизма наблюдаемой переменности предлагается пере замыкание силовых линий магнитного поля в магнитосфере пульсара.

Ключевые слова: остаток сверхновой, плерион, ударная волна, радиотелескоп

DOI: 10.31857/S0004629923100067, **EDN:** XLVTSS

1. ВВЕДЕНИЕ

G74.9+1.2 = СТВ 87 был классифицирован как остаток сверхновой (SNR) типа F (плерион, туманность пульсарного ветра PWN) на основании центрально заполненной морфологии, отсутствия оболочки и линейно поляризованного радиопотока. По данным [1], в радиодиапазоне G74.9+1.2 имеет размер $8' \times 6'$ и плотность потока 9 Ян на частоте 1 ГГц, расстояние до SNR G74.9+1.2 оценивается в 6.1 кпк. Плотности потоков излучения этого источника, измеренные на частотах $f = 0.408$ и 1.4 ГГц, соответствуют плоскому радиоспектру со спектральным индексом $\alpha = 0.32$, $S(f) \sim f^{-\alpha}$; обнаружена линейная поляризация [2]. Рентгеновские наблюдения со спутника Эйнштейн определили G74.9+1.2 как плерион с рентгеновской светимостью почти в 100 раз слабее Крабовидной туманности в диапазоне 0.15–3 кэВ [3]. По данным наблюдений обсерватории Чандра, рентгеновское изображение G74.9+1.2 в диапазоне 0.3–7.0 кэВ состоит из яр-

кой центральной почкообразной части, “сидящей” на диффузном протяженном источнике. На пике рентгеновского излучения обнаружен точечный источник – предполагаемый пульсар [4]. По данным [4] пик рентгеновского излучения смещен от пика радиоизлучения на $\sim 100''$ и расположен на юго-восточном крае радиотуманности. При отсутствии оболочки, возраст SNR G74.9+1.2 был оценен по смещению предполагаемого пульсара относительно центра радиотуманности. Предполагая, что в момент рождения пульсара его положение совпадало с центром современной радиотуманности, а скорость движения перпендикулярно лучу зрения близка к среднему значению для пульсаров с измеренными скоростями, то при известном расстоянии возраст объекта оценен в пределах ~ 5 –28 тыс. лет [4].

Альтернативное объяснение морфологии источника основано на предположении, что PWN испытала воздействие обратной ударной волны (ОУВ), изменившее ее форму. В этом случае вза-

имное расположение пульсара и радиотуманности не отражает возраст SNR. Однако ОУВ может достигнуть центра SNR G74.9+1.2 не ранее 4 тыс. лет после взрыва [4]. При большой неопределенности обеих оценок, очевидно, что G74.9+1.2 представляет собой существенно проэволюционировавшую PWN.

Исследования γ -лучей области возле СТВ 87 с помощью телескопа Milagro привели к обнаружению неразрешенного источника, MGRO J2019+37 [5], который был дополнительно изучен и разрешен в проекте Veritas. Источник VERITAS, VER J2016+372, показал отсутствие изменчивости на протяжении всех наблюдений и спектр, аналогичный другим PWNе, ранее обнаруженным в полосе очень высоких энергий (VHE) [6]. Наконец, телескоп им. Ферми обнаружил высокоэнергетический источник, 2FGL 2015.6+3709, который, как было обнаружено, мог быть переменным, и поэтому физическая связь с СТВ 87 была сочтена маловероятной [7].

В спектрах радиоизлучения молодых плерионов и комбинированных SNR присутствует быстрая переменная составляющая (см. [8] и ссылки в ней). Подобные исследования эволюционно продвинутого SNR G74.9+1.2 представляют очевидный интерес.

2. ИЗМЕРЕНИЯ НА РАДИОТЕЛЕСКОПЕ РТ-32 ОБСЕРВАТОРИИ СВЕТЛОЕ ИПА РАН

Плотности потоков SNR G74.9+1.2 измеряются относительно стандартов шкалы потоков ИЛ [9] на радиотелескопе РТ-32 обсерватории Светлое ИПА РАН с конца 2017 г.

Параметры полноповоротного параболического радиотелескопа РТ-32 диаметром 32 м обсерватории Светлое ИПА РАН приведены в табл. 1 (см. также [10–12]).

Плотности потоков исследуемых источников измерены относительно источников — стандартов шкалы потоков ИЛ [9]. Шкала потоков ИЛ базируется на абсолютных измерениях по методу “искусственной луны”, превосходящему по точности другие методы и включает в себя более 15 стандартных источников со спектрами, перекрывающими диапазон частот 38 МГц–200 ГГц. Существенным отличием от других шкал и преимуществом шкалы ИЛ является независимый от абсолютных измерений контроль формы спектров источников (метод относительных спектров). Шкала потоков ИЛ адаптирована на частоты до 200 ГГц и более на основе стандартного спектра Крабовидной туманности. Спектры Крабовидной туманности многократно и подробно измерялись методом “искусственной луны” в диапазоне частот 0.5–15 ГГц на временном интервале 1972.2–1992.7, а также определе-

Таблица 1. Параметры радиотелескопа РТ-32 обсерватории Светлое ИПА РАН

f , МГц	$T_{\text{пр}}$, К	$T_{\text{ша}}$, К	$T_{\text{сис}}$, К	Δf , МГц	КИП	НРВW, ′
1550	10	38	48	450	0.6	21.9
2370	10	37	50	450	0.48	14.6
4840	10	23	33	1000	0.6	6.96
8450	12	27	39	1000	0.56	3.94

Примечание. Приведены: f — частота; $T_{\text{пр}}$ — шумовая температура входа приемника; $T_{\text{ша}}$ — шумовая температура антенны; $T_{\text{сис}}$ — шумовая температура системы; Δf — полоса пропускания приемника; КИП — коэффициент использования поверхности; НРВW — ширина диаграммы направленности на уровне 0.5 по мощности. Поляризация всех облучателей круговая.

ны в шкале потоков ИЛ по данным относительных измерений на 1955–1981 гг. в диапазоне частот (0.1–23) ГГц [13]. Эти спектры степенные, и на основе метода относительных спектров показано, что степенной закон выполняется, по крайней мере, до 200 000 МГц:

$$S(f) = S_0 \left(\frac{f}{f_0} \right)^{-\alpha}, \quad (1)$$

где $S(f)$ [Ян] — плотность потока потока на частоте f [МГц]; S_0 [Ян] — параметр, равный плотности потока на частоте f_0 [МГц]; α — спектральный индекс. Среднее значение $\alpha = 0.327 \pm 0.002$ и не зависит от времени. Плотности потоков убывают равномерно по спектру со скоростью $\frac{dS}{Sdt} \times 100 = (-0.159 \pm 0.024) \%$ /год; $S_0 = (937 \pm 22)$ Ян на частоте $f_0 = 1$ ГГц на эпоху 1992.7.

Основным стандартом шкалы потоков ИЛ является внегалактический источник 3C295. Он имеет стабильное на волнах длиннее 1 см радиоизлучение и угловые размеры $5'' \times 1''$ [14]. В шкале потоков ИЛ спектр 3C295 в диапазоне частот 1425–8450 МГц определяется степенной функцией (1) с параметрами: $\alpha = 1.007$; $S_0 = 8.249$ Ян на частоте $f_0 = 3500$ МГц. На радиотелескопе РТ-32 измеряются отношения плотностей потоков исследуемых источников и стандартов шкалы потоков ИЛ на 4-х частотах: 1550, 2370, 4840, 8450 МГц. Абсолютные плотности потоков SNR получены по измеренным отношениям потоков SNR и стандартов шкалы ИЛ.

Погрешности измерений включают среднеквадратичное отклонение отношений пиковых антенных температур, которое на всех частотах не превышало 1.3%, а также погрешности поправок за частичное разрешение G74.9+1.2 диаграммой направленности (ДН) антенны. Методика опре-

деления поправок аналогична применявшейся нами ранее (см., напр., [9]). Выполняются сканы в двух ортогональных направлениях вдоль большой и малой осей источника, профили антенных температур аппроксимируются гауссианами, и их ширина сравнивается с шириной ДН. Поправочный коэффициент находится из выражения:

$$g = \sqrt{1 + \left(\frac{\theta_{u1}}{\theta_{0.5}}\right)^2} \sqrt{1 + \left(\frac{\theta_{u2}}{\theta_{0.5}}\right)^2},$$

где θ_{u1} и θ_{u2} — ширины гауссиан на уровне $0.5T_{a \max}$ вдоль большой и малой осей источника соответственно; $T_{a \max}$ — максимальное значение антенной температуры в пределах скана; $\theta_{0.5}$ — ширина диаграммы направленности на уровне 0.5 мощности при совпадении значений $\theta_{0.5} = \theta_{0.5A} = \theta_{0.5h}$ в угломестной и азимутальной плоскостях, что выполняется в нашем случае.

Погрешность коррекции за разрешение источника зависит от разности профилей антенной температуры скана и аппроксимирующей гауссианы. В случае G74.9+1.2 из записей сканов удален вклад точечного источника 2013 + 370, после чего профили сканов вдоль обеих осей мало отличаются от гауссиан. Погрешность поправки, максимальная для волны $\lambda = 3.5$ см, не превышает 5%. Профили определялись путем усреднения двух противоположно направленных сканов. При наблюдениях применялась методика “on-off”, и направление позиционного угла источника при наведении на него антенны с круговой поляризацией и круговой симметрией луча поправок не требует. Коррекция за атмосферное поглощение вводилась в виде множителя e^γ , где $\gamma = A_\lambda / \sin(h)$, h — угол места (высота) антенны. Для волн 18, 13, 6.2 и 3.5 см A_λ составляет 0.01, 0.011, 0.012 и 0.013 соответственно.

На волнах $\lambda > 6$ см спектр наблюдавшегося на RT-32 SNR G74.9+1.2 имеет спектральный индекс $\alpha \leq 0.31$. Различие спектральных индексов может быть причиной погрешности определения плотности потока SNR при сравнении со стандартом. Эта погрешность зависит от отношения $\Delta f/f$ и может быть устранена путем коррекции. В нашем случае максимальное значение корректирующего множителя не превышает 1.006 и поправки не вводились.

Измерения плотностей потоков G74.9+1.2 выполнены на частотах 4840 и 8450 МГц между декабрем 2017 г. и октябрём 2019 г. На обеих частотах измерения повторялись с целью выявления изменений в излучении источника. Плотности потоков G74.9+1.2, измеренные между эпохами 2017.95–2019.85 в шкале потоков ИЛ, приведены в табл. 2.

Таблица 2. Плотности потоков SNR G74.9+1.2 по данным измерений на радиотелескопе RT-32

№	Epoch	f , МГц	n	S , Ян	σ , Ян
1	2017.95	4840	3	5.19	0.47
2	2017.99	4840	6	5.48	0.09
3	2018.03	4840	11	5.10	0.18
4	2018.21	8450	7	3.01	0.05
5	2018.24	8450	2	2.58	0.06
6	2018.26	8450	8	2.82	0.09
7	2018.26	4840	13	5.56	0.07
8	2018.28	4840	3	5.25	0.12
9	2018.34	4840	2	5.29	0.13
10	2018.38	8450	3	2.89	0.03
11	2018.39	4840	3	5.41	0.21
12	2018.39	8450	2	2.71	0.16
13	2018.40	4840	4	5.16	0.07
14	2018.56	4840	12	5.40	0.15
15	2018.57	8450	8	2.87	0.11
16	2018.74	8450	5	3.06	0.09
17	2018.74	4840	5	6.16	0.52
18	2018.77	8450	6	2.96	0.08
19	2018.78	8450	6	2.83	0.09
20	2018.80	4840	4	5.60	0.24
21	2018.81	4840	6	5.31	0.19
22	2018.89	4840	4	6.02	0.43
23	2018.97	4840	5	5.32	0.13
24	2019.09	8450	6	3.85	0.17
25	2019.26	8450	8	2.87	0.06
26	2019.29	4840	10	5.22	0.09
27	2019.37	8450	5	2.64	0.06
28	2019.47	8450	7	2.78	0.16
29	2019.55	8450	11	2.72	0.09
30	2019.58	4840	4	5.06	0.16
31	2019.66	4840	4	4.99	0.27
32	2019.84	4840	7	5.42	0.13
33	2019.85	4840	3	5.04	0.01

Примечание. Epoch — эпоха измерений; f — частота измерений; n — число измерений, S — среднее значение измеренной плотности потока, σ — стандартное отклонение S .

При изучении быстрой переменности источника постоянные систематические погрешности не играют существенной роли. Поскольку все измерения выполнены на одном радиотелескопе с неизменными приемниками, в табл. 2 приведены только случайные погрешности.

В результате многократных измерений обнаружены признаки переменности источника. На рис. 1 показана зависимость от времени плотно-

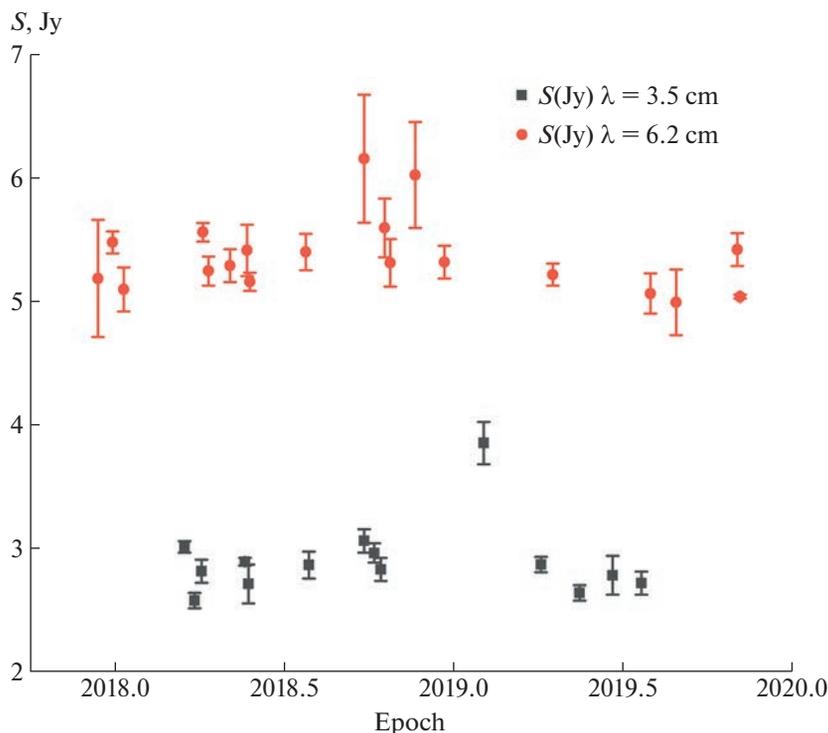


Рис. 1. Плотности потоков SNR G74.9+1.2 на частотах 4840 MHz ($\lambda = 6.2$ см) и 8450 MHz ($\lambda = 3.5$ см) в зависимости от времени.

стей потоков G74.9+1.2 на волнах $\lambda = 6.2$ см и $\lambda = 3.5$ см.

Измерения интенсивности на волне $\lambda = 6.2$ см на рис. 1 содержат быстрые нарастания интенсивности на 17% (1.7σ) и 15% (1.8σ) в интервале эпох 2018.81 ± 0.075 при увеличении дисперсии данных в промежутке времени одного измерения (2–3 дня). Скачок интенсивности на волне $\lambda = 3.5$ см наблюдался в эпоху 2019.09. Плотность потока превысила в этой точке средний уровень на 36% (5.6σ). Задержка относительно $\lambda = 6.2$ см составила 0.03 года. Быстрые изменения наблюдались на фоне плавных медленных изменений потока на временных интервалах порядка года, взаимно коррелированных на волнах $\lambda = 6.2$ и 3.5 см. Ранее возможная связь быстрых изменений интенсивности радиоизлучения плерионов с переамаканием магнитных силовых линий обсуждалась нами в [8].

Плотности потоков G74.9+1.2 в течение 1967–2010 гг. получены на основе опубликованных данных, позволяющих сравнить интенсивности G74.9+1.2 и стандартных источников. Для приведения всех данных в единую систему и определения спектра использовалась шкала потоков “искусственная луна” (ИЛ) [9]. Для определения уточненного спектра SNR G74.9+1.2, а также оценки его временных изменений, в настоящей

работе использовалась совокупность измерений, выполненных на радиотелескопе РТ-32, и опубликованных данных, приведенных к шкале потоков ИЛ.

3. СПЕКТР SNR G74.9+1.2

Важнейшим условием адекватного решения задачи отображения изменений в спектрах исследуемых источников является сведение всех имеющихся данных сравнения потоков излучения этих объектов со стандартами в единую систему на основе прецизионной шкалы потоков. Шкала потоков VGPRW для этой цели не пригодна вследствие причин, обсуждаемых в работе [9], но задача решается на основе шкалы потоков ИЛ.

Таблица 3 содержит плотности потоков G74.9+1.2, полученные на основе опубликованных данных, приведенных к шкале потоков ИЛ, а также измеренные на радиотелескопе РТ-32. Отметим, что погрешности измерений, указанные в опубликованных работах, содержат неопределенность абсолютной привязки, вклад которой значителен. При переводе этих данных в шкалу потоков ИЛ погрешности должны снижаться из-за устранения этой составляющей, но ввиду ее неопределенности, погрешности были сохранены.

Спектр G74.9+1.2, полученный на основе приведенных к шкале потоков ИЛ опубликованных

Таблица 3. Плотности потоков SNR G74.9+1.2 по опубликованным данным, приведенным к шкале потоков ИЛ, и измеренные на радиотелескопе РТ-32

f , МГц	S_p , Ян	Err, Ян	Ref. source	k	Epoch	Sam	Err(Sam)	Ref.
408	11.4	1	Sample	0.97	1970.86	10.05	0.97	[15]
408	13.3	0.8	3C147, 295	0.91	1985.58	12.06	0.73	[16]
408	11.6	0.4	3C147, 295	0.91	1986.66	10.51	0.36	[17]
408	11.5	0.7	3C48, 147, 286, 295	0.90	1994.45	10.39	0.63	[2]
408	11.9	0.9	3C48, 147, 286, 295	0.90	2002	10.75	0.81	[18]
610	9.1	1.2	3C48, 147	0.94	1976.57	8.53	1.12	[19]
960	10	2	VirA	0.93	1959.7	8.33	1.87	[20]
1415	8	1.5	3C48, 147	0.93	1973.95	7.42	1.39	[21]
1415	8.7	1.2	3C48, 147	0.93	1975.51	8.06	1.11	[19]
1420	7.2	0.3	3C147, 286	0.93	1986.66	6.68	0.28	[17]
1420	7.7	0.3	3C48, 147, 286, 295	0.91	1994.45	7.04	0.27	[2]
1420	7.1	1.1	3C48, 147, 286, 295	0.91	2002	6.49	1.01	[18]
2695	10	1.5	Vir A	0.87	1966.99	7.7	1.31	[22]
2695	7.6	0.5	3C295	0.88	1978.59	6.69	0.44	[23]
4800	7.5	0.7	3C48	0.85	1982	6.35	0.59	[24]
4800	6.35	0.35	3C286	0.90	2010	5.72	0.32	[25]
4840	5.338	0.04	3C295	1	2018.64	5.34*	0.3	н.р.
4995	7.2	1	Vir A	0.92	1967.47	5.6	0.92	[26]
4995	5.6	1.3	3C147	0.88	1976	4.92	1.14	[19]
8450	2.95	0.08	3C295	1	2018.38	2.95*	0.18	н.р.
10600	2.44	0.488	DR21	0.89	1974	2.18	0.44	[21]
14240	2.26	0.23	Crab	0.86	2007.5	1.94	0.2	[27]
14960	2.31	0.23	Crab	0.82	2007.5	1.89	0.19	[27]
15680	2.26	0.23	Crab	0.81	2007.5	1.83	0.19	[27]
16410	2.11	0.21	Crab	0.83	2007.5	1.75	0.17	[27]
17130	2.04	0.2	Crab	0.84	2007.5	1.71	0.17	[27]
17860	1.96	0.2	Crab	0.83	2007.5	1.63	0.17	[27]
32000	1.47	0.19	3C286, NGC 7027	0.84	1983.49	1.23	0.16	[28]

Примечание. * Усредненные данные табл. 2, за исключением “вспышек” №№ 17 и 22 на $\lambda = 6.2$ см и № 24 на $\lambda = 3.5$ см. Приведены: f – частота измерений; S_p – опубликованное значение плотности потока G74.9+1.2; Err – абсолютная погрешность S_p ; Ref. source – источник-калибратор, если стандартных источников несколько – Sample; k – множитель перехода к шкале ИЛ; Epoch – эпоха измерений; Sam [Ян] – плотность потока G74.9+1.2 в шкале потоков ИЛ; Err(Sam) [Ян] – абсолютная погрешность Sam; Ref. – ссылки на первоисточник.

данных, а также измерений ИПА РАН, показан на рис. 2. Совокупность имеющихся данных удовлетворительно аппроксимируется двумя участками с разными спектральными индексами на разных частотных интервалах. На каждом участке плотность потока S зависит от частоты (f) по степенному закону (1).

Проекция двух степенных участков пересекаются на частоте $f_b \approx 3409$ МГц. На частотном интервале $f > f_b$ спектральный индекс выше по сравнению с интервалом $f < f_b$ на $\Delta\alpha = 0.4 \pm 0.05$.

Параметры низкочастотного участка ($\lambda \geq 6.2$ см): $\alpha_1 = 0.31 \pm 0.03$, $S_{01} = 5.44 \pm 0.15$ Ян, $f_0 = 3500$ МГц.

Параметры высокочастотного участка ($\lambda < 6.2$ см): $\alpha_2 = 0.71 \pm 0.04$, $S_{02} = 5.38 \pm 0.22$ Ян.

Приращение $\Delta\alpha$ близко к значению 0.5, ожидаемому в случае происхождения излома в результате синхротронного высвечивания релятивистских частиц в течение длительного временного интервала существования источника.

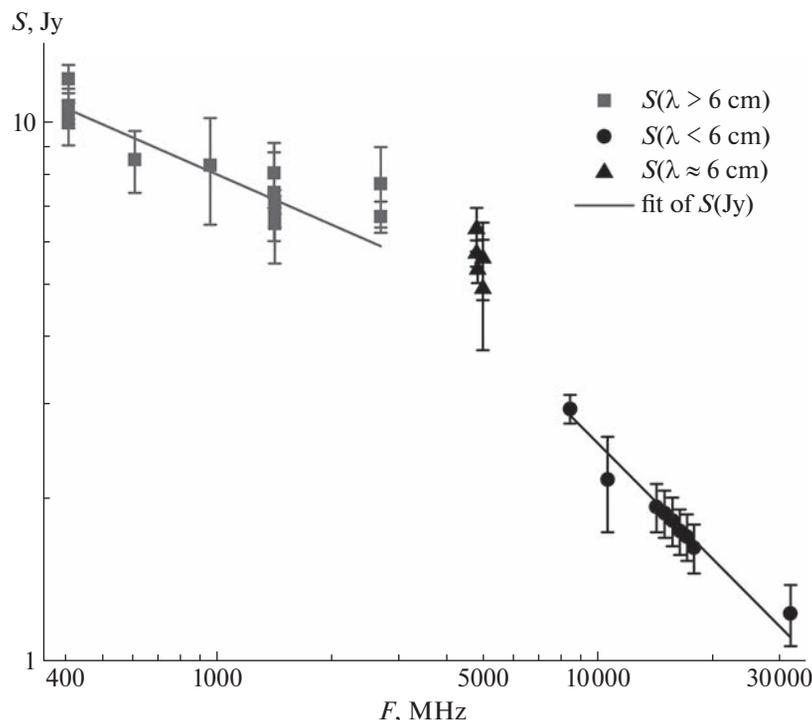


Рис. 2. Спектр SNR G74.9+1.2 по данным измерений, приведенным к шкале потоков ИЛ.

4. ОБСУЖДЕНИЕ

Данные многократных измерений плотностей потоков SNR G74.9+1.2 на радиотелескопе РТ-32 ИПА РАН на волнах $\lambda = 6.2$ и 3.5 см содержат значимые отклонения от среднего уровня, существенно превосходящие случайные погрешности измерений, на временной шкале порядка месяца и более. В то же время можно отметить меньшую нестабильность излучения G74.9+1.2 по сравнению с более молодыми SNR G11.2–0.3 и др. [14, 29].

Спектр G74.9+1.2 аппроксимируется двумя степенными частотными интервалами, где спектральный индекс на высокочастотном участке превышает низкочастотный на величину, близкую к $\Delta\alpha = 0.5$. В сочетании с длительным временем существования источника это может указывать на происхождение излома спектра в результате синхротронного высвечивания. Отклонения точек рис. 2 от степенной подгонки редко превышают пределы погрешностей σ , и можно утверждать, что переменная составляющая в радиоизлучении G74.9+1.2 на всех временных шкалах значительно менее выражена по сравнению с более молодыми PWN.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Возраст остатка сверхновой G74.9+1.2 превосходит 4000 лет, и его радиоизлучение имеет отли-

чия от более молодых подобных объектов. Нами исследованы спектр источника и наличие в нем переменной составляющей.

Измерения интенсивности радиоизлучения G74.9+1.2 выполнены на радиотелескопе РТ-32 обсерватории Светлое ИПА РАН. Приведены в единую систему опубликованные данные измерений плотностей потоков этого источника. Абсолютная шкала потоков ИЛ послужила основой этих исследований. В результате получен радиоспектр SNR G74.9+1.2, с точностью, превосходящей ранее опубликованные работы.

Спектр содержит излом со скачком спектрального индекса $\Delta\alpha = 0.4$, что согласуется с возможностью формирования излома в течение времени существования источника за счет потери энергии на синхротронное излучение релятивистских частиц. Полученные данные позволяют сделать вывод: переменная составляющая в радиоизлучении G74.9+1.2 на всех временных шкалах значительно менее выражена по сравнению с более молодыми PWN [14, 29].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. D. A. Green, Bull. Astron. Soc. India **37**, 45 (2009).
2. B. J. Wallace, T. L. Landecker, A. R. Taylor, and S. Pinneault, Astron. and Astrophys. **317**, 212 (1997).
3. A. S. Wilson, Astrophys. J. Letters **241**, L19 (1980).

4. *H. Matheson, S. Safi-Harb, R. Kothes*, **774**, id. 33 (2013).
5. *A. A. Abdo, B. Allen, D. Berley, E. Blaufuss, et al.*, **658**, L33 (2007).
6. *E. Aliu, S. Archambault, T. Arlen, T. Aune, et al.*, ICRC 7, 227 (2011), arXiv:0812.1415 [astro-ph] (2008).
7. *P. L. Nolan, A. A. Abdo, M. Ackermann, M. Ajello, et al.*, *Astrophys. J. Suppl.* **199** (2), id. 31 (2012).
8. *В. П. Иванов, А. В. Ипатов, И. А. Рахимов, Т. С. Андреева*, *Астрон. журн.* **99**, 921 (2022).
9. *В. П. Иванов, А. В. Ипатов, И. А. Рахимов, С. А. Гренков, Т. С. Андреева*, *Астрон. журн.* **95**, 609 (2018).
10. *А. М. Финкельштейн*, *Наука в России* **5**, 20 (2001).
11. *A. Finkelstein, A. Ipatov, and S. Smolentsev*, in *Proc. Fourth APSGP WorkShop*, edited by H. Cheng, Q. Zhihan (Shanghai: Shanghai Scientific and Technical Publishers, 2002), p. 47.
12. *И. А. Рахимов, Ш. Б. Ахмедов, А. А. Зборовский, Д. В. Иванов, А. В. Ипатов, С. Г. Смоленцев, А. М. Финкельштейн*, *Всероссийская Астрономическая Конференция. Тезисы докладов (С.-Петербург: ИПА РАН, 2001)*, с. 152.
13. *В. П. Иванов, К. С. Станкевич, С. П. Столяров*, *Астрон. журн.* **71**, 737 (1994).
14. *M. Ott, A. Witzel, A. Quirrenbach, T. P. Krichbaum, K. J. Standke, C. J. Schalinski, and C. A. Hummel*, *Astron. and Astrophys.* **284**, 331 (1994).
15. *C. Fanti, M. Felli, A. Ficarra, C. J. Salter, G. Tofani, and P. Tomasi*, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* **16**, 43 (1974).
16. *H. J. Wendker, I. A. Higgs, and T. I. Landecker*, *Astron. and Astrophys.* **241**, 551 (1991).
17. *S. Pineault and P. Chastenay*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **246**, 169 (1990).
18. *R. Kothes, K. Fedotov, T. J. Foster, and B. Uyaniker*, *Astron. and Astrophys.* **457** (3), 1081 (2006).
19. *K. W. Weiler and P. A. Shaver*, *Astron. and Astrophys.* **70**, 389 (1978).
20. *R. W. Wilson and J. G. Bolton*, *Publ. Astron. Soc. Pacific* **72**, 331 (1960).
21. *R. M. Duin, F. P. Israel, J. R. Dickel, and E. R. Seaquist*, *Astron. and Astrophys.* **38**, 461 (1975).
22. *W. J. Altenhoff, D. Downes, L. Goad, A. Maxwell, and R. Rinehart*, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* **1**, 319 (1970).
23. *B. J. Geldzahler, T. Pauls, and C. J. Salter*, *Astron. and Astrophys.* **84**, 237 (1980).
24. *H. J. Wendker*, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* **58**, 291, (1984).
25. *X. H. Sun, P. Reich, W. Reich, L. Xiao, X. Y. Gao, and J. L. Han*, *Astron. and Astrophys.* **536**, id. A83 (2011).
26. *E. C. Reifstein, T. L. Wilson, B. F. Burke, P. G. Mezger, and W. J. Altenhoff*, *Astron. and Astrophys.* **4**, 357 (1970).
27. *Natasha Hurley-Walker, A. M. M. Scaife, D. A. Green, M. L. Davies, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **396**, 365 (2009).
28. *H. W. Morsi and W. Reich*, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* **69**, 533 (1987).
29. *В. П. Иванов, А. В. Ипатов, И. А. Рахимов, Т. С. Андреева*, *Астрон. журн.* **98**, 630 (2021).

RADIO EMISSION SPECTRUM OF COMPOSITE SUPERNOVA REMNANT G74.9+1.2

V. P. Ivanov^a, A. V. Ipatov^a, I. A. Rahimov^a, and T. S. Andreeva^a

^a*Institute of Applied Astronomy of the RAS, St. Petersburg, Russia*

Measurements of the flux densities of the supernova remnant (SNR) G74.9+1.2 (CTB 87) at frequencies of 4840 and 8450 MHz were carried out with the RT-32 radio telescope of the Svetloye observatory of the IAA RAS in 2018–2019. The data obtained contain signs of the presence of a source of a variable component in the radio emission on a time scale of a month or more. The flux densities of G74.9+1.2 over the time interval 1959.7–2010 are determined from published data, which makes it possible to compare the intensities of G74.9+1.2 and standard sources. All data are presented in a single system based on the exact scale of “artificial moon” (AM) fluxes. A refined spectrum of SOS G74.9+1.2 was obtained. The totality of available data is approximated by two power-law sections with different spectral indices: $\alpha_1 = 0.31$ at frequencies $f < f_b$ and $\alpha_2 = 0.71$ at $f > f_b$. The projections of two power law sections intersect at a frequency $f_b \approx 3409$ MHz. The break in the radio spectrum of the source, taking into account its age (more than 4000 years), could be formed as a result of synchrotron losses. The increase in the steepness of the spectrum close to 0.5 above the frequency f_b is an argument in favor of such an assumption. The totality of data obtained during measurements on the RT-32 and on the basis of published works allows us to state that the variable component in the G74.9+1.2 radio emission on all time scales is much less pronounced compared to younger PWNs. As a possible mechanism for the observed variability, a reconnection of the magnetic field lines in the pulsar magnetosphere is proposed.

Keywords: supernova remnant, plerion, shock wave, radio telescope

НАБЛЮДЕНИЯ БЫСТРОГО РАДИОВСПЛЕСКА FRB 20220912A НА РАДИОТЕЛЕСКОПАХ БСА ФИАН И FAST

© 2023 г. В. А. Федорова^{1,*}, А. Е. Родин^{1,**}, Ж.-Б. Джанг², С.-Ф. Донг², С.-Ц. Ли³,
Д. Ли^{4,5}, П. Ванг⁴, Дж.-С. Джанг⁴, Й.-Ф. Хуанг^{6,7}, Ф. Су^{6,7}

¹Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,

Пушчинская радиоастрономическая обсерватория, Пушино, Россия

²Школа физики и физической инженерии, Педагогический университет Цюйфу, Цюйфу, Китай

³Школа кибернаук и инженерии, Педагогический университет Цюйфу, Цюйфу, Китай

⁴Университет Китайской академии наук, Пекин, Китай

⁵Главная лаборатория FAST КАН, Национальная астрономическая обсерватория,
Китайская академия наук, Пекин, Китай

⁶Факультет астрономии и космических наук, Нанкинский университет, Нанкин, Китай

⁷Главная лаборатория современной астрономии и астрофизики, Нанкинский университет,
Министерство образования, Нанкин, Китай

*E-mail: fedorova@prao.ru

**E-mail: rodin@prao.ru

Поступила в редакцию 23.12.2022 г.

После доработки 28.08.2023 г.

Принята к публикации 28.08.2023 г.

В работе приведен результат поиска импульсов от быстрого радиовсплеска FRB 20220912A на антенне БСА ФИАН на частоте 111 МГц в период активности в октябре–ноябре 2022 г. В результате наблюдений были зарегистрированы импульсы 18, 30 октября и 12 ноября с мерой дисперсии (220 ± 10) пк/см³ и пиковой плотностью потока 626, 354 и 203 Ян соответственно. Сообщается также о регистрации радиовсплеска FRB 20220912A на радиотелескопе FAST 28 октября в диапазоне частот 1–1.5 ГГц. Проанализированы данные на других частотах, получена зависимость ширины импульса от частоты $t_s \sim f^{-2}$.

Ключевые слова: быстрые радиовсплески, радиотранзиенты, межгалактическая среда

DOI: 10.31857/S0004629923100055, EDN: SSOOMT

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время учеными зарегистрировано 819 быстрых радиовсплесков по данным каталога¹ “FRBSTATS: Catalogue”. Из них 25 — это повторяющиеся события. 21 явление удалось отождествить с родительскими галактиками. В сентябре 2022 г. к списку из повторяющихся быстрых радиовсплесков было добавлено новое событие — FRB 20220912A.

Так как радиовсплеск FRB 20220912A проявил крайне высокую активность в широком диапазоне частот, то его наблюдали на разных радиотелескопах: CHIME, Стокерт, Deep Synoptic Array (DSA-110), Medicina Nothert Cross (MNC) и др. Более подробная информация о наблюдениях на данных инструментах дана в Разделе 2.

Импульсы от FRB 20220912A были зарегистрированы на радиотелескопе БСА ФИАН на частоте 111 МГц в период активности 18 и 30 октября, а также 12 ноября 2022 г. [1]. На радиотелескопе FAST импульсы были обнаружены 28 октября. Мера дисперсии в пределах погрешности совпала с величинами, указанными в более ранних сообщениях.

В статье подробно описывается обнаружение единичных импульсов от нового радиовсплеска FRB 20220912A на частотах 111 и 1050–1450 МГц. В Разделе 2 приведено описание радиотелескопов FAST и БСА ФИАН. В Разделе 3 представлены результаты наблюдений. Раздел 4 посвящен подробному обсуждению полученных результатов.

¹ <https://www.herta-experiment.org/frbstats/catalogue>

2. АППАРАТУРА

Радиотелескоп FAST (Five-hundred-meter Aperture Spherical Telescope) — это самый большой в мире радиотелескоп с заполненной апертурой диаметром 500 м. Диапазон наблюдательных частот 70–3000 МГц покрывается девятью приемниками. FAST может наблюдать в диапазоне зенитных углов 0–40°, невиньетированное поле зрения достигается при зенитных расстояниях до 30°. Чувствительность инструмента зависит от зенитного расстояния и для центральных лучей диаграммы направленности варьируется в диапазоне ~11.5–16 К/Ян. Шумовая температура системы находится в пределах ~19–27 К. Угловое разрешение радиотелескопа FAST составляет ~2′ на частоте 1250 МГц [2], при этом точность наведения инструмента на источник составляет 16″. Прием записи данных ведется с временным разрешением 49.152, 98.304 и 196.608 мкс. Число частотных каналов для разных режимов наблюдений составляет 1000, 2000, 4000 (по умолчанию) и 8000 [2].

Радиотелескоп БСА ФИАН — это один из самых чувствительных инструментов метрового диапазона волн. Рабочий диапазон БСА находится в пределах 110 ± 1.25 МГц. Флуктуационная чувствительность радиотелескопа составляет 140 мЯн при временном разрешении 0.1 с в полосе приема 2.5 МГц и системной температуре 1000 К [3]. Регистрация сигналов ведется с помощью многоканального цифрового приемника, позволяющего вести запись в двух режимах. В первом режиме сигнал записывается с относительно низким частотным разрешением с использованием шести частотных каналов с полосой приема 415 кГц каждый. В таком варианте записи временной интервал между отсчетами составляет 100 мс. Данный режим записи используют при непрерывном мониторинге мерцающих источников. Второй режим записи ведется в 32 частотных каналах с полосой приема 78 кГц. При этом временное разрешение составляет 12.5 мс. Вне зависимости от выбранного режима записи формирование цифрового сигнала ведется с помощью процессора БПФ на 512 каналов.

В связи с особенностями диаграммы направленности БСА ФИАН эффективная площадь антенны имеет максимальное значение в зените ($47\,000\text{ м}^2$) и уменьшается к горизонту, пропорционально $\cos z$, где z — зенитное расстояние. Поле зрения радиотелескопа составляет ~60 кв. град. Эта особенность позволяет проводить ежедневный мониторинг большого числа источников. Температура собственных шумов в системе зависит от фона неба и варьируется от 550 до 3500 К.

Отличительной особенностью меридианного радиотелескопа БСА ФИАН является его диаграмма направленности (ДН), которая включает в себя управляемую по склонению ДН (ДН-1) и стационарную (ДН-3). ДН-1 применяется при исследовании пульсаров [4]. С помощью ДН-3 наблюдения ведутся в непрерывном режиме. Так как быстрые радиовсплески — это спорадические явления, мониторинг источников проводился с помощью ДН-3 — 128-лучевой диаграммы направленности, созданной с целью исследования межпланетных мерцаний большого числа компактных радиоисточников. Диаграмма перекрывает участок неба по склонению от -9° до 55.5° . Ширина главного луча ДН-3 по половинному уровню меняется от 24′ до 48′ в зависимости от склонения наблюдаемого источника.

3. НАБЛЮДЕНИЯ FRB 20220912A НА ЧАСТОТАХ 111 и 1050–1450 МГц

Для поиска импульсов от нового быстрого радиовсплеска FRB 20220912A (RA(2000) $23^{\text{h}}\,09^{\text{m}}\,05.49^{\text{s}}$, DEC(2000) $+48^{\text{d}}\,42^{\text{m}}\,25.6^{\text{s}}$) на частоте 111 МГц на радиотелескопе БСА ФИАН были использованы архивные данные, запись которых велась в режиме шести частотных каналов с временным разрешением 0.1 с. В ходе работы был проведен анализ данных в период активности события с октября по ноябрь 2022 г. В результате проанализировано ~300 мин наблюдений. Из записи БСА ФИАН выбирался пятиминутный участок неба с центральными координатами, соответствующими координатам FRB 20220912A. Далее обработка данных проходила по уже отлаженному алгоритму, который применялся для обнаружения других радиовсплесков на частоте 111 МГц [5, 6]. Дополнительным критерием обнаружения являлась характерная колоколообразная форма кривой $SNR(DM)$, максимум которой совпадал со значением меры дисперсии, полученным в других сообщениях.

На радиотелескопе FAST для наблюдений быстрого радиовсплеска FRB 20220912A использовался многолучевой облучатель, состоящий из 19 лучей в L -диапазоне 1050–1450 МГц. Использовались временное разрешение 98.304 мкс и частотное разрешение 0.122 МГц.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ

Быстрый радиовсплеск FRB 20220912A впервые был зарегистрирован 12 сентября 2022 г. радиотелескопом CHIME/FRB на частоте 400 МГц [7]. Событие было обнаружено в виде девяти отдельных импульсов в период активности. Оценка меры дисперсии DM составила 220 пк/см^3 . Локализация источника была определена по самому

яркому импульсу и, таким образом, определены координаты: RA (J2000) 347.29° , DEC (J2000) $+48.70^\circ$. Мгновенное отождествление сделать не удалось, но на роль родительской, по мнению авторов, может претендовать галактика 19.7 звездной величины, имеющая практически те же координаты.

Позднее появилось сообщение о наблюдении FRB 20220912A на радиотелескопе Стокерт в диапазоне частот 1330–1430 МГц [8]. В сообщении также было отмечено, что наблюдения проводились с 15 по 17 октября 2022 г., что соответствует 49 ч накопления данных по источнику. За указанный период были зарегистрированы 11 импульсов с пиковой плотностью потока от 6 до 181 Ян и флюэнсом от 10 до 779 Ян·мс. Значение меры дисперсии DM совпало с первоначальной величиной в сообщении [7].

С помощью радиотелескопа Deep Synoptic Array (DSA-110) 18 октября на частоте 1530 МГц также был зарегистрирован единичный импульс FRB 20220912A с соотношением С/Ш = 12.2 [9]. В сообщении приведена оценка меры дисперсии $DM = 228.3$ пк/см³, что в пределах погрешности совпадает со значениями в других сообщениях. Других параметров импульса авторы статьи [9] не привели.

19 октября поступило сообщение о наблюдении FRB 20220912A на MNC (Medicina Northern Cross) на частоте 408 МГц [10]. Наблюдения проводились на протяжении нескольких дней по 43 мин ежедневно. Импульс от источника длительностью 4.5 мс был зарегистрирован 16 октября и имел флюэнс 65 Ян·мс. Следует отметить, что в данном случае авторы статьи [10] дают заниженные оценки, поскольку регистрация импульса была сделана в боковом лепестке диаграммы направленности радиотелескопа. Оценка меры дисперсии составила $DM = 218.9$ пк/см³, соотношение С/Ш = 11.59.

Д. Хираматсу и др. [11] была сделана попытка определить с помощью камеры KeplerCam оптический аналог события FRB 20220912A в период его регистрации радиотелескопом MNC. Авторы статьи [11] сообщили, что однозначные аналоги импульса в указанный момент обнаружены не были.

Викрам Рави в своем сообщении [12] дал более точные координаты события FRB 20220912A. Как сообщил автор, после наблюдения радиовсплеска 18 октября 2022 г. была обнаружена ошибка в интерферометрической локализации импульса. Таким образом, уточненные координаты FRB 20220912A: RA(2000) $23^h 09^m 04.9^s$ и DEC(2000) $+48^d 42^m 25.4^s$. Это важное уточнение, поскольку в дальнейшем позволило точно определить родительскую галактику.

После сообщения [7] об импульсном излучении нового повторяющегося быстрого радиовсплеска к наблюдениям объекта был подключен радиотелескоп GBT. С помощью этого инструмента 24 октября 2022 г. за 85 мин непрерывных наблюдений было зарегистрировано 120 импульсов в диапазоне частот от 1100 до 1900 МГц [13]. Авторами отмечен тот факт, что интенсивность импульсов от FRB 20220912A составила 100 импульсов/час. Это является наибольшей интенсивностью среди других повторяющихся быстрых радиовсплесков.

Кирстен и др. [14] проводили наблюдения с помощью специальной VLBI-сети в рамках проекта PRECISE. Наблюдательные сессии выполнены 22 октября, 24–25 октября и 26–27 октября 2022 г., в общей сложности 16 ч наблюдений. Первые два сеанса наблюдений проходили на частоте 1.4 ГГц. В этот период за 160 мин наблюдений было зарегистрировано 169 импульсов от FRB 20220912A. Третий сеанс наблюдений проходил на частоте 5 ГГц и составил 197 мин. В результате третьего этапа наблюдений сигнала выше уровня 7σ и плотностью потока 0.22 Ян обнаружено не было.

31 октября 2022 г. появилось сообщение о том, что на радиотелескопе FAST было зарегистрировано более 180 импульсов FRB 20220912A с соотношением С/Ш > 7 в диапазоне частот 1–1.5 ГГц [15]. Такая активность радиовсплеска наблюдалась в течение 30 мин наблюдений 28 октября и соответствует ~400 импульсам/час.

В этот же день, но несколькими часами позже, Перера и др. [16] сообщили о регистрации мощного импульса от FRB 20220912A на 12-м антенне (Аресибо) на частоте 2.3 ГГц. Авторы исследования проводили ежедневные наблюдения с 22 октября и уже 27 октября они зафиксировали мощный радиовсплеск с соотношением С/Ш = 22, шириной ~0.83 мс и флюэнсом 5.8 Ян·мс. Мера дисперсии импульса хорошо согласуется со значениями, полученными на других инструментах.

При наблюдении быстрого радиовсплеска FRB 20220912A в период активности с октября по ноябрь 2022 г. на радиотелескопе БСА ФИАН были зарегистрированы три единичных импульса 18, 30 октября и 12 ноября. Динамический спектр, суммарный профиль импульсов, а также зависимость $SNR(DM)$ приведены на рис. 1–3. Мера дисперсии DM составляет 220 ± 10 пк/см³ и в пределах погрешности хорошо согласуется с ранее полученными результатами на других инструментах и частотах. Длительность импульсов составила 325, 256 и 332 мс, значение флюэнса ~932, 505 и 305 Ян·мс. Величина флюэнса первого импульса учитывает фактор ослабления 0.29, поскольку регистрация импульса пришлась на

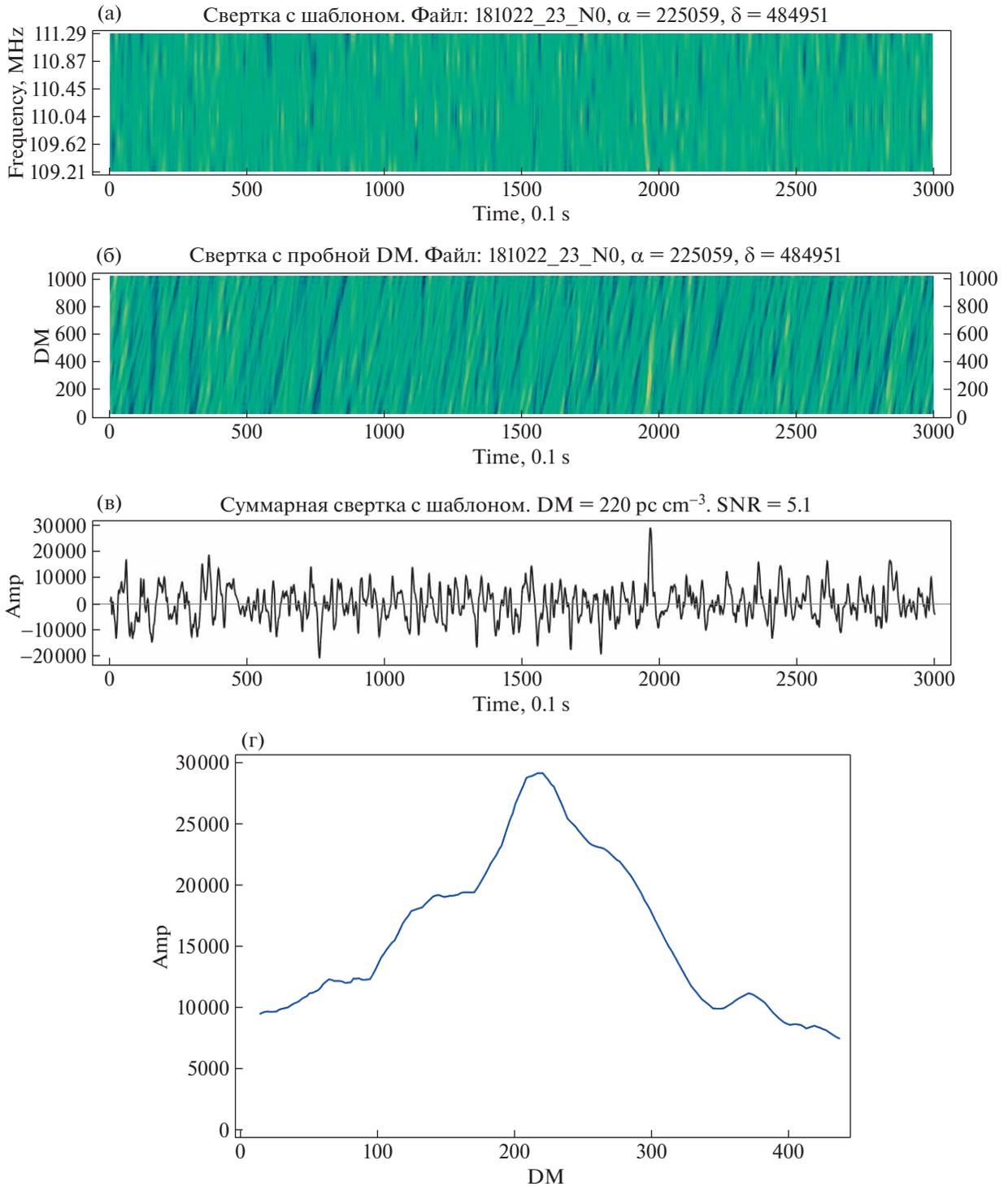


Рис. 1. FRB 20220912A, зарегистрированный 18.10.2022. Приведены (сверху вниз) динамический спектр импульса (а); свертка с пробной мерой дисперсии (б); суммарный профиль импульса (в) и зависимость амплитуды импульса от меры дисперсии (д).

боковую часть главного лепестка диаграммы направленности БСА. Погрешность для значения флюэнса составила $\sim 15\%$. Пиковая плотность потоков каждого импульса равна 626, 354 и 203 мЯн соответственно. Параметры импульсов

приведены в табл. 1. Все данные радиовсплеска FRB 20220912A, полученные на частоте 111 МГц, занесены в каталог² “PRAO FRBs at 111 MHz”.

² <https://fedorova-astrofis.wixsite.com/website/catalogue-prao-frb>

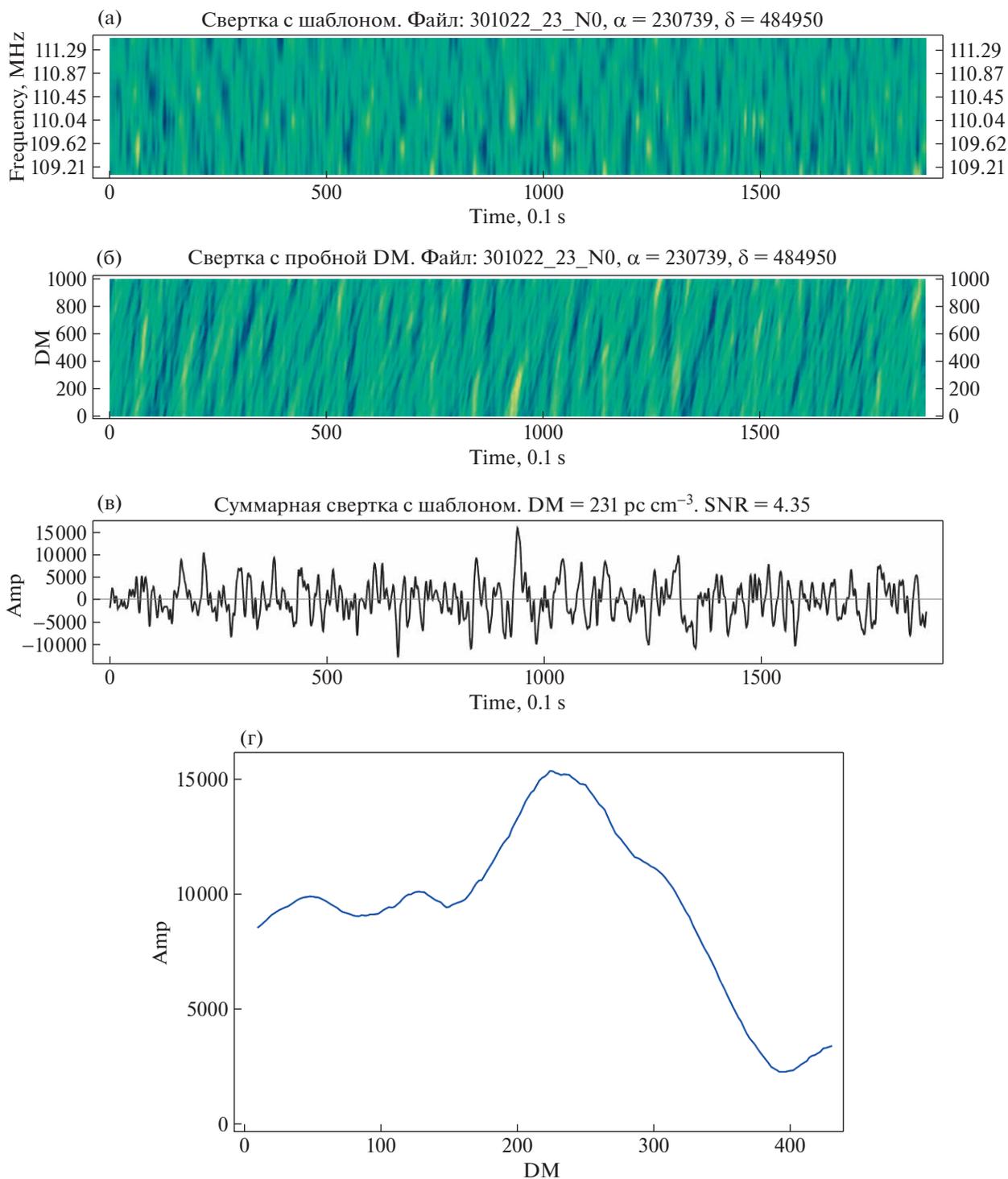


Рис. 2. FRB 20220912A, зарегистрированный 30.10.2022. Приведены (сверху вниз) динамический спектр импульса (а); свертка с пробной мерой дисперсии (б); суммарный профиль импульса (в) и зависимость амплитуды импульса от меры дисперсии (д).

5. ОБСУЖДЕНИЕ

Благодаря высокой активности быстрый радиовсплеск FRB 20220912A наблюдали во многих радиоастрономических обсерваториях на протя-

жении всей взрывной стадии в сентябре-ноябре 2022 г. на частотах от 0.11 до 5 ГГц. Интересной особенностью этого повторяющегося радиовсплеска является то, что его активность на раз-

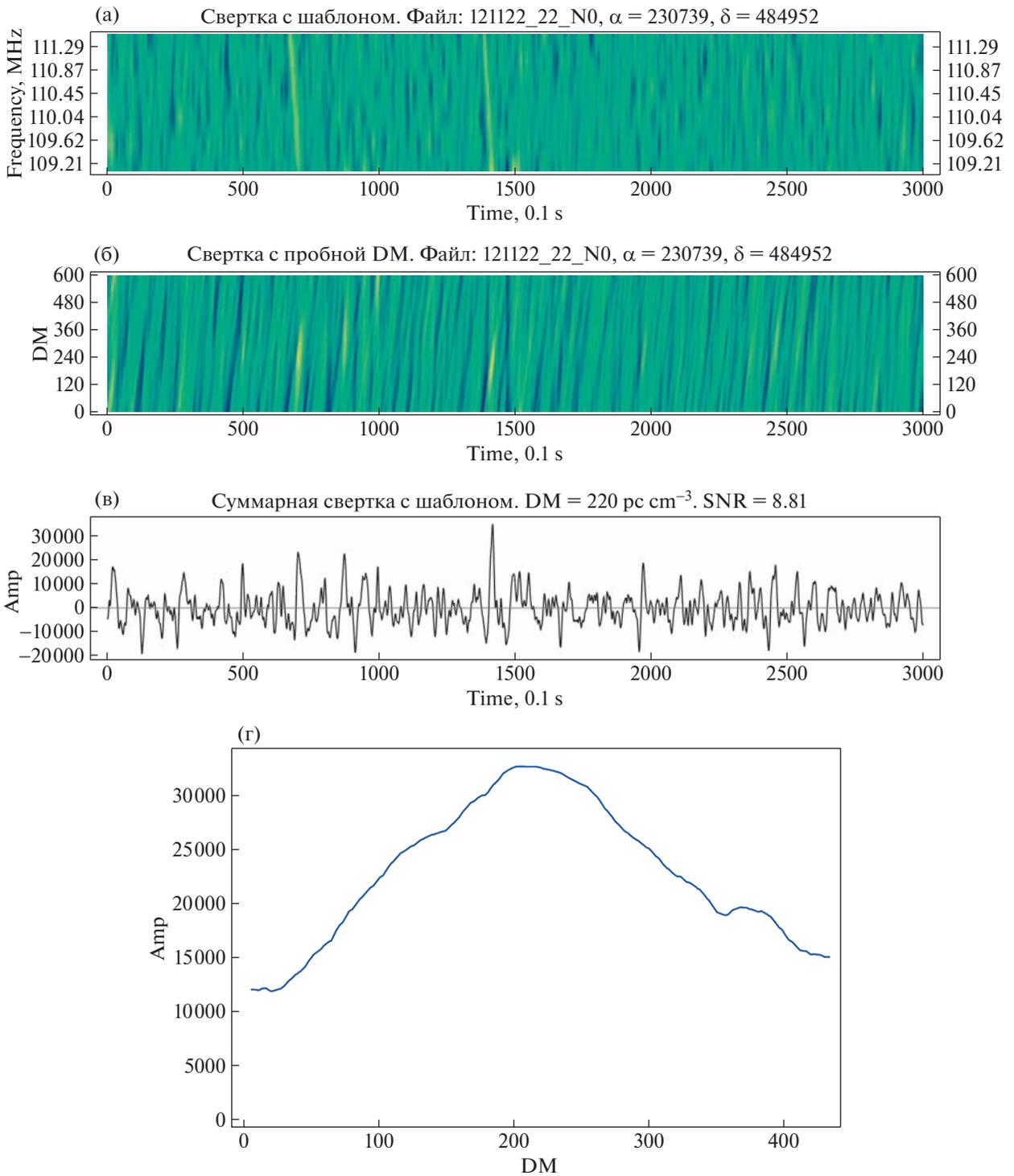


Рис. 3. FRB 20220912A, зарегистрированный 12.11.2022. Приведены (сверху вниз) динамический спектр импульса (а); свертка с пробной мерой дисперсии (б); суммарный профиль импульса (в) и зависимость амплитуды импульса от меры дисперсии (д).

ных частотах проявляется совершенно по-разному. Так в [17] сообщают, что при одновременных наблюдениях на Allen Telescope Array (ATA) на 1.4 и 3 ГГц вспышки наблюдались только на 1.4 ГГц.

Сходный результат получен при РСДБ-наблюдениях в проекте PRECISE (Pinpointing REpeating CHime Sources with Evn dishes): импульсы были зафиксированы на частоте 1.4 ГГц, но отсутство-

Таблица 1. Параметры импульсов FRB 20220912A, зарегистрированных на радиотелескопе БСА ФИАН

Дата	Мера дисперсии, пк/см ³	С/Ш	Пиковая плотность потока, мЯн	Рассеяние импульса, мс	Наблюдаемая ширина импульса, с	Энергия, Ян мс
18.10.2022	220 ± 10	5.1	626	325	1.49	932
30.10.2022	231 ± 15	4.4	354	256	1.426	505
12.11.2022	221 ± 12	8.8	203	332	1.5	305

вали на 5 ГГц спустя 45 ч, когда радиоисточник все еще пребывал в активной фазе [14].

ПРАО приступила к поиску вспышек от FRB 20220912A с октября 2022 г. На момент написания статьи зарегистрировано три вспышки, параметры которых приведены в табл. 1. Сейчас можно уже сказать, что, несмотря на крайне высокую активность радиоисточника 400 импульсов/час [15], на частоте 111 МГц до нас доходят только отдельные самые мощные импульсы. Это в целом хорошо согласуется с известным наблюдательным фактом, что на низких частотах 100–150 МГц зарегистрировано на порядок меньше быстрых радиовсплесков, чем на частотах 400 МГц и выше [18]. Самым простым и прямолинейным объяснением этого факта, кроме гораздо меньшего количества наблюдений на низких частотах и разной чувствительности радиотелескопов, на наш

взгляд, является повышенное рассеяние импульса в межзвездной и межгалактической среде, которое автоматически приводит к пропорциональному уменьшению наблюдаемой амплитуды и падению чувствительности. Действительно, измерения ширины импульсов на 111 МГц дают характерные величины 150–300 мс, которые хорошо укладываются в общую зависимость ширины импульсов от наблюдательной частоты (см. рис. 4) по данным из “FRBSTATS: Catalogue”.

За два месяца наблюдений уже накоплен богатый наблюдательный материал на частотах от 0.11 до 5 ГГц, чтобы можно было начать делать экспериментальные выводы. Рисунок 5 сводит вместе все измерения ширины импульса на разных частотах. На графике показана зависимость шири-

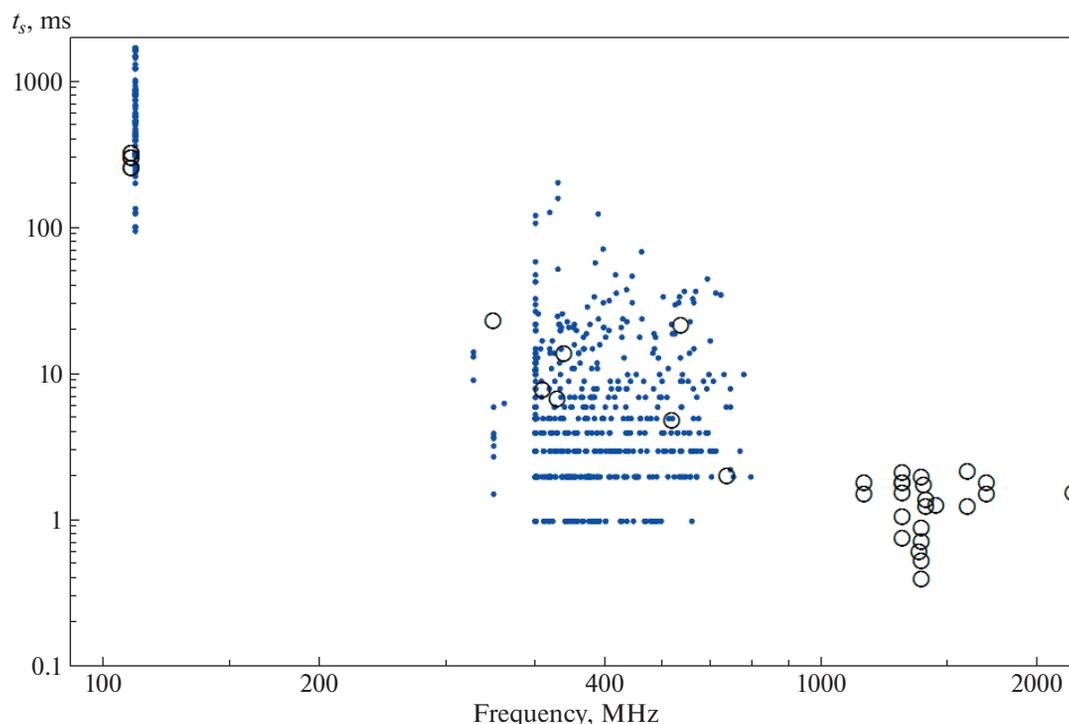


Рис. 4. Ширина импульсов в зависимости от частоты для всех обнаруженных быстрых радиовсплесков. Импульсы от FRB 20220912A выделены незаполненными кругами.

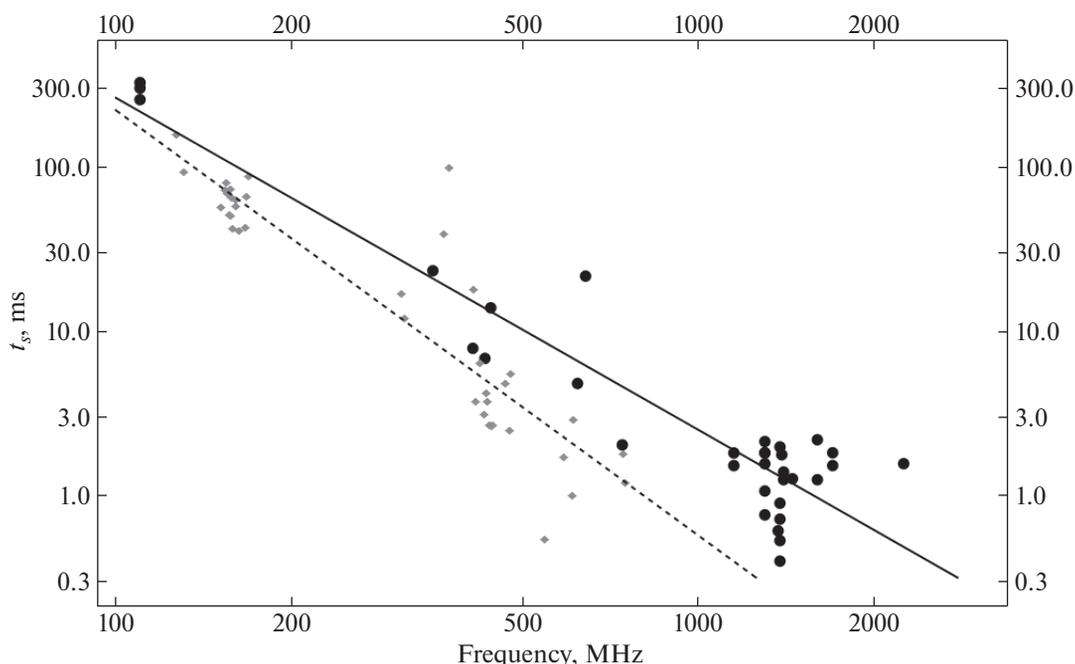


Рис. 5. Ширина импульсов в зависимости от частоты для FRB 20220912A (черные круги) в период активности с сентября по ноябрь 2022 г. и FRB 20180916B (серые квадраты). Зависимости построены по данным из работ [1, 7–17, 19–23]. Мы надеемся, что в будущем импульсы от FRB 20220912A будут зарегистрированы на LOFAR и на графике появятся измерения в радиодиапазоне 120–180 МГц.

ны импульса от частоты в диапазоне $\sim 0.11\text{--}2$ ГГц. Зависимость описывается формулой:

$$\lg t_s [\text{мс}] = (6.46 \pm 0.38) - (2.02 \pm 0.13) \lg f [\text{МГц}]. \quad (1)$$

На ширину импульса могут влиять разные факторы. В первую очередь стоит упомянуть рассеяние в межгалактической среде, которое при равной с пульсарами мере дисперсии на порядки меньше. Экспоненциальное затухание импульса после вспышки может имитировать рассеяние, в этом случае тяжело разделить эти два эффекта. Также нужно упомянуть эффект “печального тромбона”, который заключается в дополнительном запаздывании импульса на низких частотах. Наконец, уширение вспышки может быть вызвано ее сложной структурой, состоящей из ряда коротких импульсов, размазанных при распространении в среде, и отягощенных каждая своим эффектом “печального тромбона”.

Рассмотрим более детально рассеяние импульса в межгалактической среде на разных частотах. Исследователи, которые занимаются изучением распространения импульсных космических сигналов в плазме, приводят несколько причин для объяснения отличия рассеяния импульсов от закона, хорошо известного из физики межзвездной среды, $\tau_s \sim f^{-\alpha}$, $\alpha \simeq 4$, наблюдаемого у пульсаров. Так, в работе [24] в первую очередь упомина-

ется отличие рассеяния от модели тонкого экрана, который должен быть бесконечно тонким и бесконечно большим, что, очевидно, не выполняется в реальности. Левандовски и соавт. [25] приписывают величины $\alpha < 4$ наличию большого числа рассеивающих экранов. К такому же эффекту приводит наличие экрана конечной толщины [26]. Если смоделировать случай анизотропного распространения сигнала и попытаться его описать изотропной моделью, то это также приведет к величине $\alpha < 4$ [27].

По поводу зависимости рассеяния от частоты необходимо отметить следующий факт: если придерживаться зависимости рассеяния от частоты $t_s \sim f^{-4}$, то мы неизбежно приходим к противоречию с наблюдаемыми величинами t_s . Детальный визуальный анализ наблюдаемых импульсов на частотах 400 МГц и выше однозначно показывает, что у всех импульсов задний фронт более пологий, чем передний. Даже если принять, что часть ширины определяется уширением в частотных каналах, а часть собственным размером излучающей области, то на само рассеяние остается все равно порядка миллисекунды или субмиллисекунды. Пересчитывая эту величину с частоты 1.4 ГГц на частоту 111 МГц, мы приходим к характерным величинам рассеяния порядка 10–25 с, что, очевидно, противоречит наблюдательным данным. Если провести обратный пересчет рассе-

яния 200–300 мс с 111 на 1400 МГц, то приходим к характерным величинам 7–10 мкс, что также входит в противоречие с характерными величинами шириной импульсов 1–10 мс. Таким образом, в рамках этих рассуждений мы приходим к выводу, что затухающий задний фронт импульса связан с его собственной формой и отражает форму самой вспышки.

Если придерживаться теории рассеяния, то для объяснения отличия величины α от 4, на наш взгляд, необходимо исходить из следующих соображений. Показатель α в зависимости $t_s \sim f^{-\alpha}$ связан с показателем степени β в пространственном спектре неоднородностей $P_{\delta n}(q)$ формулой

$$\alpha = \frac{2\beta}{\beta - 2},$$

$$P_{\delta n}(q) = C_n^2 q^{-\beta}, \quad \frac{2\pi}{l} \leq q \leq \frac{2\pi}{L}, \quad (2)$$

где l , L – внутренний и внешний масштаб неоднородностей.

Если подходить чисто математически, то, устремляя β к бесконечности, получим $\alpha \rightarrow 2$.

Именно такая частотная зависимость $t_s \sim f^{-(1.9 \pm 0.7)}$ получается, если соотнести рассеяние радиовсплесков на 1400 и 111 МГц, как сделано в работе [18]. С физической точки зрения это соответствует наличию в межгалактической среде очень крупных неоднородностей и отсутствию мелких. В самом предельном случае неоднородность вырождается в градиент плотности между родительской и нашей галактиками, что соответствует $\beta = \infty$.

Таким образом, несмотря на большое количество межгалактического вещества по пути распространения быстрых радиовсплесков, вещество это является гораздо более однородным по сравнению с веществом в галактиках и не приводит к заметному рассеянию импульсов на межгалактических расстояниях. Именно это свойство межгалактической среды позволяет регистрировать быстрые радиовсплески на межгалактических расстояниях.

Какое бы из приведенных выше объяснений ни оказалось верным, на наш взгляд представляется не совсем корректным применять теорию рассеяния, разработанную для галактических объектов, пульсаров, к объектам межгалактическим – быстрым радиовсплескам.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В период активности нового быстрого радиовсплеска FRB 20220912A при наблюдении события на радиотелескопах FAST и БСА ФИАН в период с октября по ноябрь 2022 г. были обнаружены несколько импульсных сигналов. Параметры

всех трех импульсов, зарегистрированных на Антенне БСА ФИАН, приведены в табл. 1. Мера дисперсии в пределах погрешности совпадает с величиной DM , измеренной на других частотах. Экспериментальная зависимость ширины t_s импульсов FRB 20220912A принципиально отличается от закона $t_s \sim f^{-4}$, выведенного для рассеяния в межзвездной среде, и описывается законом $\lg t_s [\text{мс}] = (6.46 \pm 0.41) - (2.02 \pm 0.13) \lg f [\text{МГц}]$. Мониторинг быстрого радиовсплеска FRB 20220912A продолжается.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. V. A. Fedorova and A. E. Rodin, *Astron. Telegram* № 15713 (2022).
2. *Fundamental Performance Parameters FAST*, <https://fast.bao.ac.cn/cms/article/97/>.
3. В. В. Орешко, Г. А. Латышев, И. А. Алексеев, Ю. А. Азаренков, Б. И. Иванов, В. М. Карпов, В. И. Кастромин, *Труды ИПА* **24**, 80 (2012).
4. A. E. Rodin, V. V. Oreshko, and V. A. Samodurov, *Astron. Rep.* **61** (1), 30 (2017).
5. V. A. Fedorova and A. E. Rodin, *Astron. Rep.* **63** (1), 39 (2019).
6. V. A. Fedorova and A. E. Rodin, *Astron. Rep.* **63** (11), 877 (2019).
7. R. Mckinven, *Astron. Telegram* № 15679 (2022).
8. W. Herrmann, *Astron. Telegram* № 15691 (2022).
9. V. Ravi, *Astron. Telegram* № 15693 (2022).
10. D. Pellicciari, G. Bernardi, M. Pilia, G. Naldi, et al., *Astron. Telegram* № 15695 (2022).
11. D. Hiramatsu, E. Berger, and A. Bieryla, *Astron. Telegram* № 15699 (2022).
12. V. Ravi, *Astron. Telegram* № 15716 (2022).
13. Y. Feng, Y. Zhang, D. Li, P. Wang, et al., *Astron. Telegram* № 15723 (2022).
14. F. Kirsten, J. W. T. Hessels, D. M. Hewitt, O. S. Ould-Boukattine, et al., *Astron. Telegram* № 15727 (2022).
15. Y. Zhang, J. Niu, Y. Feng, W. Zhu, et al., *Astron. Telegram* № 15733 (2022).
16. B. Perera, P. Perillat, F. Fernandez, P. K. Manoharan, et al., *Astron. Telegram* № 15734 (2022).
17. S. Sheikh, W. Farah, A. W. Pollak, A. P. V. Siemion, et al., *Astron. Telegram* № 15735 (2022).
18. V. A. Fedorova and A. E. Rodin, *Astron. Rep.* **65** (9), 776 (2021).
19. D. Pellicciari, G. Bernardi, M. Pilia, G. Naldi, et al., *Astron. Telegram* № 15696 (2022).
20. Z. Yu, F. Deng, C. Niu, J. Li, et al., *Astron. Telegram* № 15757 (2022).
21. Z. Yu, F. Deng, C. Niu, J. Li, et al., *Astron. Telegram* № 15758 (2022).
22. O. S. Ould-Boukattine, W. Herrmann, M. Gawronski, A. Gopinath, et al., *Astron. Telegram* № 15817 (2022).
23. Z. Pleunis, D. Michilli, C. G. Bassa, J. W. T. Hessels, et al., *Astrophys. J. Letters* **911**(1), id. L3 (2021).

24. *K. Bansal, G. B. Taylor, K. Stovall, and J. Dowell*, **875** (2), id. 146 (2019).
25. *W. Lewandowski, M. Dembska, J. Kijak, and M. Kowalska*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **454** (3), 2517 (2015).
26. *B. J. Rickett, S. Johnston, T. Tomlinson, and J. Reynolds*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **395** (3), 1391 (2009).
27. *D. R. Stinebring, M. A. McLaughlin, J. M. Cordes, K. M. Becker, J. E. Espinoza Goodman, M. A. Kramer, J. L. Sheekard, and C. T. Smith*, *Astrophys. J. Letters* **549**, L97 (2001).

OBSERVATIONS OF THE FAST RADIO BURST FRB 20220912A ON THE BSA FIAN AND FAST RADIO TELESCOPES

V. A. Fedorova^a, A. E. Rodin^a, Zhi-Bin Zhang^b, Xiao-Fei Dong^b, Xiu-Juan Li^c, Di Li^{d,e},
Pei Wang^d, Jun-Shuo Zhang^d, Yong-Feng Huang^{f,g}, and Fan Xu^{f,g}

^a*P.N. Lebedev Physics Institute of the Russian Academy of Sciences,
Pushchino Radio Astronomy Observatory, Pushchino, Russia*

^b*School of Physics and Physical Engineering, Qufu Normal University, Qufu 273165, P. R. China*

^c*School of Cyber Science and Engineering, Qufu Normal University, Qufu 273165, P. R. China*

^d*CAS Key Laboratory of FAST, National Astronomical Observatories, Chinese Academy of Sciences,
100101, Beijing, China*

^e*University of Chinese Academy of Sciences, 100049, Beijing, China*

^f*School of Astronomy and Space Science, Nanjing University, Nanjing 210023, People's Republic of China*

^g*Key Laboratory of Modern Astronomy and Astrophysics (Nanjing University),
Ministry of Education, Nanjing, People's Republic of China*

This paper presents the result of the search for pulses from the fast radio burst FRB 20220912A on the antenna of the BSA FIAN at a frequency of 111 MHz during the period of activity in October–November 2022. As a result of observations, pulses were recorded on October 18, 30 and November 12 with a dispersion measure of (220 ± 10) pc/cm³ and a peak flux density of 626 Jy, 354 Jy, and 203 Jy, respectively. The registration of the FRB 20220912A radio burst on the FAST radio telescope on October 28 in the frequency range of 1–1.5 GHz is also reported. The data at other frequencies are analyzed, the dependence of the pulse width on the frequency $t_s \sim f^{-2}$ is obtained.

Keywords: fast radio bursts, radiotransients, intergalactic medium

КИНЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ВОЗДЕЙСТВИЯ ЗВЕЗДНОГО ВЕТРА НА ПРОТЯЖЕННУЮ ВОДОРОДНУЮ АТМОСФЕРУ ЭКЗОПЛАНЕТЫ π Men c

© 2023 г. А. А. Автаева^{1,*}, В. И. Шематович¹

¹Институт астрономии РАН, Москва, Россия

*E-mail: nastyaavt@inasan.ru

Поступила в редакцию 27.07.2023 г.

После доработки 28.08.2023 г.

Принята к публикации 28.08.2023 г.

В данной работе выполнено расширение кинетической модели аэрономии верхней атмосферы экзопланеты за счет включения процессов воздействия плазмы звездного ветра на протяженную водородную корону горячего суб-нептуна. Для этого были использованы разработанные ранее кинетические модели Монте-Карло для исследования высыпания протонов и атомов водорода с высокими энергиями в планетные атмосферы. Кинетическая модель адаптирована к верхним атмосферам горячих суб-нептунов, что позволило провести расчеты скорости поглощения энергии плазмы звездного ветра в планетной короне и уточнить оценки скорости нетепловой потери атмосферы за счет воздействия звездного ветра родительской звезды. Проведенные расчеты для горячего суб-нептуна π Men c показали, что энергия проникающего в атмосферу потока энергетических нейтральных атомов водорода (ЭНА Н), образующегося при перезарядке протонов звездного ветра с тепловыми атомами водородной короны, преимущественно идет на нагрев водородной короны горячей экзопланеты.

Ключевые слова: экзопланеты, наблюдения в ультрафиолетовом диапазоне, планетные атмосферы, аэрономия, потеря атмосферы, численное моделирование

DOI: 10.31857/S000462992310002X, EDN: SSGKWV

1. ВВЕДЕНИЕ

Суб-нептуны — это планеты, занимающие промежуточное положение по размеру между Землей и Нептуном, и являются наиболее распространенным типом планет, обнаруженным в ходе исследований экзопланет за последние четверть века (например, [1]). Для некоторых из этих планет часто используется термин “горячие суб-нептуны”, поскольку обычно их периоды обращения менее 100 дней, т.е., они вращаются на низких орбитах, и, соответственно, верхние атмосферы этих планет подвержены воздействию высоких потоков жесткого излучения звезды и звездного ветра и сильно нагреваются. Два преобладающих механизма, которые призваны объяснить потерю первичных газовых оболочек суб-нептунов на их эволюционном пути, — это фотоиспарение из-за высокого потока энергии жесткого излучения родительской звезды [2, 3] и потеря атмосферы за счет энергии ядра [4], выделяющейся во время его остывания, когда светимость от горячего ядра подстилающей планеты подпитывает нагрев оболочки планеты, что приводит к потере атмосферы [4]. Эти два механизма имеют

схожую физическую основу: нагрев верхних слоев атмосферы планеты вызывает гидродинамический отток, похожий на звездный ветер Паркера, что приводит к потере массы атмосферы.

В распределении экзопланет по радиусу наблюдается так называемое деление по радиусу, находящееся в области 2 радиусов Земли [5], которое разделяет типы атмосфер экзопланет: планеты с большими радиусами (суб-нептуны) имеют первичную водородно-гелиевую оболочку, в то время как планеты с меньшими радиусами (супер-земли) имеют вторичную атмосферу с содержанием тяжелых элементов. Считается, что деление по радиусу является переходной стадией, на которой суб-нептуны теряют оболочку под воздействием излучения от родительской звезды. Оставшееся ядро переходит в разряд каменных экзопланет, у которых из-за внутренних процессов происходит испарение летучих из недр планеты и образуется вторичная атмосфера с содержанием более тяжелых атомов и молекул, таких как O, H₂O, CH₄, NH₃, N₂, O₂, CO₂ и др. В настоящее время активно ведутся работы по моделированию тепловых потерь первичных атмосфер горячих

суб-нептунов и супер-земель, включая режим гидродинамического оттока атмосферного газа (см., например, недавние обзоры таких исследований – [6, 7]). Проведенные ранее исследования показали, что горячие юпитеры и нептуны хотя и теряют атмосферу в режиме гидродинамического оттока, однако темпы потери массы атмосферы недостаточно высоки, чтобы повлиять на их эволюцию [8]. Однако для планет с меньшей массой, таких как суб-нептуны, тепловые и нетепловые процессы потери атмосферы управляют их эволюцией, приводя к формированию особенностей в демографии экзопланет, таких, например, как выявленная в наблюдениях космического телескопа Кеплер бимодальность в распределении горячих суб-нептунов по радиусу с относительным дефицитом планет между 1.5 и 2.0 радиусов Земли, так называемое деление по радиусу [5, 9]. Прямые наблюдательные признаки убегания из атмосферы были обнаружены в спектроскопических данных при просвечивании прохождений по диску звезды нескольких планет, таких, как горячие юпитеры HD209458b [10] и HD189733b [11], горячие нептуны GJ436b [12], GJ3470b [13] и некоторые другие. Эти наблюдения часто проводятся в режиме прямой видимости, когда поглощение является следствием того, что нейтральный водород покидает планету из-за оттока, генерируемого высокоэнергетическим излучением родительской звезды.

В подавляющем большинстве проводимых исследований эволюции атмосфер горячих суб-нептунов внимание уделялось лишь тепловым процессам потери атмосферы (см., например, аэрономические модели из работ [14, 15]). Нетепловые процессы потери атмосферы обычно не включаются в аэрономические модели, так как для их рассмотрения требуется привлечение методов неравновесной кинетики, что является сложной математической проблемой (см., например, [16]). В наших предыдущих исследованиях нетепловых потерь атмосфер горячих суб-нептунов – GJ 436b [17], GJ 3470b [18]; Pi Men c [19], – было установлено, что нетепловые потери атмосферы за счет экзотермической фотохимии могут быть сравнимы со скоростями тепловых потерь в условиях спокойной родительской звезды и эти процессы должны быть включены в аэрономические модели верхних атмосфер суб-нептунов.

Важным следующим шагом в создании аэрономической модели верхней атмосферы горячего суб-нептуна представляется необходимость учесть нетепловые потери за счет воздействия плазмы звездного ветра на протяженную верхнюю атмосферу горячей экзопланеты. Действительно, как только планетная атмосфера расширяется за счет нагрева жестким УФ излучением родительской звезды, она взаимодействует со звездным ветром, который формирует геометрию

газовой оболочки горячей планеты [8]. Это взаимодействие может создавать различные структуры в убегающей атмосфере, такие как кометоподобный хвост, тянущийся за планетой, и поток вещества, распространяющийся по направлению к звезде. Размер и присутствие этих структур зависят от нескольких ключевых свойств системы, таких как орбитальная скорость, давление звездного ветра и приливные силы, создаваемые звездой [20–23]. Например, при слабом звездном ветре и сильных приливных силах может быть создан поток планетного вещества по направлению к звезде. Если звездный ветер силен, ориентация кометоподобного хвоста может стать более согласованной с линией звезда-планета. Эти различные структуры могут быть обнаружены в линии водорода Ly- α , поскольку они содержат значительную часть нейтрального водорода. Поскольку эти структуры не являются сферически симметричными, они вызывают асимметрию на транзитной кривой проходящего света звезды (например, раннее попадание или позднее исчезновение), а также влияют на профиль линии (большее поглощение в синих и/или красных крыльях линии) (см., например, [24]).

В данной статье представлены первые кинетические расчеты воздействия плазмы звездного ветра на атмосферу горячего суб-нептуна π Men c, для которого недавно были выполнены кинетические расчеты темпа нетепловой потери атмосферы за счет реакций экзотермической фотохимии [19]. Для исследования на молекулярном уровне авроральных явлений в верхних атмосферах планет земного типа разработан кинетический подход к изучению процессов высыпания заряженных и нейтральных частиц с высокими энергиями из звездного ветра и/или магнитосферы в верхние слои атмосферы [25, 26]. Для этого использована кинетическая модель Монте-Карло для переноса протонов и атомов водорода в верхних атмосферах планет земного типа, в которой решаются кинетические уравнения Больцмана для проникающих в атмосферу заряженных и нейтральных частиц с высокими энергиями с учетом как планетных, так и индуцированных солнечным/звездным ветром магнитных полей.

Выбранная объектом исследований в данной статье планета π Men c находится на низкой орбите (расстояние 0.067 а.е.) по отношению к родительской звезде π Men. Звезда π Men принадлежит к классу G0 V и считается яркой и спокойной. Эта звезда солнечного типа, но моложе (~3 млрд. лет [27]) Солнца, что позволяет предположить более высокую активность звезды и значительный поток звездного ветра в направлении экзопланеты. Наблюдения на КТ HST (Hubble Space Telescope) (см. [28, 29]) показали наличие у горячей экзопланеты π Men c протяженной атмосферы. Данная экзопланета имеет параметры

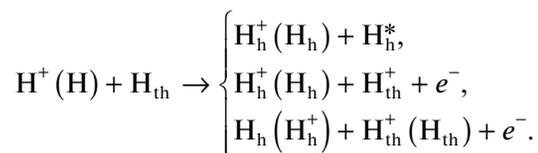
радиуса $R_p = (2.06 \pm 0.03)R_{\text{Earth}}$ и массы $M_p = (4.52 \pm 0.81)M_{\text{Earth}}$, и средней плотности $2.82 \pm 0.53 \text{ г см}^{-3}$, что позволяет отнести эту экзопланету к классу горячих суб-нептунов. Из оценок объемной плотности предполагается, что планета π Men c в состоянии удерживать значительную атмосферу. Радиус экзопланеты не позволяет точно сказать, какой тип атмосферы у данной экзопланеты. В наблюдениях спектрографа STIS на борту КТ HST [29] была выполнена трансмиссионная спектроскопия в линии H I Ly α верхней атмосферы экзопланеты, однако поглощение в этой линии не было обнаружено. Эти наблюдения предварительно можно объяснить тем обстоятельством [29], что планеты со средней плотностью $\leq 2 \text{ г см}^{-3}$ (и, вероятно, с атмосферами с преобладанием содержания водорода) приводят к поглощению в линии H I Ly α , а планеты с плотностью $\geq 3 \text{ г см}^{-3}$ (и вероятно, с атмосферами с преобладанием содержания более тяжелых молекул) уже не приводят к измеримому поглощению.

Раннее истечение из атмосферы для данной экзопланеты рассматривалось с разных сторон: тепловое убегание вещества за счет гидродинамического оттока [29, 30], нетепловое истечение вещества из-за фотохимии под действием жесткого излучения родительской звезды [19]. Большинство ранних исследований базируется исключительно на тепловых процессах убегающей атмосферы, при этом нетепловые процессы потери атмосферы не принимаются во внимание, хотя, как показано в исследовании [19], нетепловые процессы, вызванные экзотермической фотохимией, сопоставимы с тепловыми процессами по вкладу в потерю атмосферы для экзопланеты π Men c. В наших предыдущих исследованиях учитывался лишь вклад от нетепловых процессов, инициируемых действием жесткого излучения родительской звезды. В данном исследовании рассмотрен и оценен дополнительный вклад в убегание атмосферы за счет воздействия звездного ветра, а именно переноса импульса и энергии в столкновениях частиц звездного ветра с высокими энергиями с атмосферными атомами и молекулами.

2. ОБРАЗОВАНИЕ АТОМОВ ВОДОРОДА С ВЫСОКИМИ КИНЕТИЧЕСКИМИ ЭНЕРГИЯМИ (ЭНА Н) ПРИ ПЕРЕЗАРЯДКЕ ПРОТОНОВ ЗВЕЗДНОГО ВЕТРА В ЭКЗОСФЕРЕ ПЛАНЕТЫ π Men c

Протоны звездного ветра могут проникать достаточно глубоко в верхнюю атмосферу планет, например, для Марса с помощью анализатора ионов солнечного ветра (SWIA) на борту КА MAVEN было обнаружено присутствие протонов солнечного ветра на высотах 150–250 км от поверхности [31]. При этом протоны звездного вет-

ра могут активно взаимодействовать с атмосферным газом и передавать часть своей энергии частицам окружающего атмосферного газа, образуя новые частицы с высокими энергиями в окружающем газе. Взаимодействия высыпавшихся энергичных протонов звездного ветра с основными атмосферными компонентами, в нашем случае, с водородом, включают перенос импульса и энергии в упругих и неупругих столкновениях, ионизацию атмосферных молекул и атомов, а также столкновения с переносом заряда и захватом электрона. Энергичные атомы водорода, образуемые с высокими кинетическими энергиями в процессах перезарядки протонов с атмосферными компонентами, также в дальнейшем взаимодействуют с основными компонентами атмосферы, что сопровождается переносом импульса и кинетической энергии в упругих и неупругих столкновениях и процессах ионизации и отрыва электрона (т.е., ионизацией ударяющего атома водорода). Перечисленные столкновительные процессы, описывающие проникновение потока энергичных частиц звездного ветра H^+ и H в атмосферу экзопланеты, могут быть записаны как:



Представленные в левой части уравнения, частицы звездного ветра H^+ (H) взаимодействуют с тепловыми компонентами атмосферы, например, атомарным водородом, образуя вторичные быстрые атомы водорода H_h и протоны H_h^+ . Эти частицы, образуемые в реакциях перезарядки и отрыва электрона, также участвуют в перечисленном выше наборе реакций при ударном взаимодействии с атмосферой. Следовательно, взаимодействие высыпавшихся потоков протонов с основными нейтральными компонентами атмосферного газа следует рассматривать как каскадный процесс, который сопровождается образованием нарастающего количества поступательно и внутренне возбужденных частиц H_h^* окружающего атмосферного газа.

Одним из последствий проникновения высыпавшегося потока частиц звездного ветра H^+/H с высокими энергиями в верхние слои атмосферы экзопланеты является перезарядка протонов звездного ветра H^+ с атомами водорода в короне планеты (см. рис. 1) — определенная часть протонов воздействующего звездного ветра может получить электрон и стать энергетически нейтральными атомами водорода (ЭНА Н) в процессе:



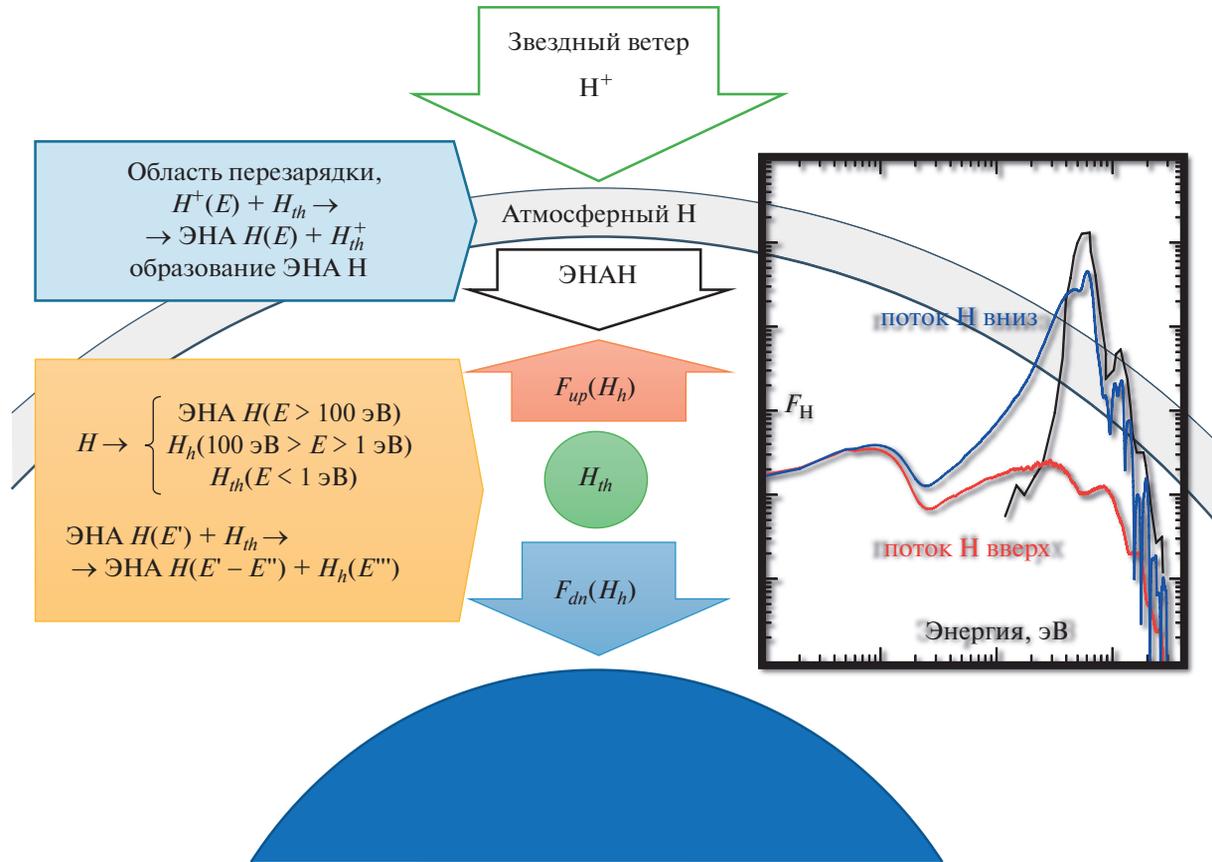


Рис. 1. Схематичное представление воздействия ЗВ на протяженную верхнюю атмосферу горячей экзопланеты. Показаны: область перезарядки (выделена серым цветом на рисунке) протонов ЗВ с атомами водородной короны, где происходит образование потока атомов водорода с высокими энергиями (ЭНА H) – формула перезарядки и образования ЭНА H представлена на голубом поле. Далее показано взаимодействие потока ЭНА H с водородной атмосферой экзопланеты (формула взаимодействия представлена на желтом поле), в результате которого образуются направленные вверх (красная стрелка и красная линия на правой вставке) и вниз (синяя стрелка и синяя линия на правой вставке) потоки надтепловых атомов водорода. В водородной атмосфере горячей экзопланеты присутствуют три фракции атомарного водорода (желтое поле): 1) тепловые атмосферные атомы водорода ($E < 1$ эВ), 2) надтепловые атомы (1 эВ $< E < 100$ эВ), образующиеся за счет воздействия ЭНА H на атмосферный газ и 3) сверхтепловые или ЭНА H ($E > 100$ эВ), то есть атомы водорода за счет перезарядки протонов звездного ветра с тепловыми атомами протяженной короны. Правая панель представляет схему расчетного спектра энергии восходящего (красная линия) и нисходящего (синяя линия) потока атомов водорода с высокими энергиями на высоте, близкой к верхней границе исследуемой области. Черная линия представляет собой спектр высыпавшегося в исследуемую область потока ЭНА H.

Новые ЭНА H в отличие от протонов ЗВ свободно проникают через границу собственной или индуцированной магнитосферы экзопланеты и попадают в более плотные области нейтральной атмосферы, где взаимодействуют с нейтральными компонентами атмосферы, в случае экзопланеты π Меп с – с нейтральными тепловыми атомами водорода, образуя надтепловые атомы водорода H_h при передаче импульса в упругих и неупругих столкновениях с атмосферным водородом H_{th} :

$$\begin{aligned} \text{ЭНА H}(E' > 100 \text{ eV}) + H_{th} &\rightarrow \\ \rightarrow \text{ЭНА H}(E' - E'' > 100 \text{ eV}) + &(2) \\ + H_h(100 \text{ eV} > E'' > 1 \text{ eV}). \end{aligned}$$

Свежие надтепловые атомы водорода теряют свою избыточную кинетическую энергию в столкновениях с другими частицами атмосферы и распространяются в переходной области между термосферой и экзосферой [32, 33]. Кинетика и перенос как ЭНА H, так и надтепловых атомов водорода описываются кинетическими уравнениями Больцмана:

$$\begin{aligned} \mathbf{v} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} f_{\text{ЭНА H}} + \mathbf{s} \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}} f_{\text{ЭНА H}} &= \\ = Q_{\text{ЭНА H}}(\mathbf{v}) + J_{\text{mt}}(f_{\text{ЭНА H}}, f_{H_{th}}), &(3) \\ \mathbf{v} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} f_{H_h} + \mathbf{s} \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}} f_{H_h} &= Q_{H_h}(\mathbf{v}) + J_{\text{mt}}(f_{H_h}, f_{H_{th}}), \end{aligned}$$

где $f_{H_h}(\mathbf{r}, \mathbf{v})$, $f_{ЭНА Н}(\mathbf{r}, \mathbf{v})$ и $f_{H_{th}}(\mathbf{r}, \mathbf{v})$ являются функциями распределения по скоростям для горячих атомов водорода, ЭНА Н и компонентов окружающего атмосферного газа – теплового атмосферного водорода соответственно. Левая часть кинетического уравнения описывает перенос надтепловых атомов водорода в планетном гравитационном поле \mathbf{s} . В правой части кинетического уравнения функция $Q_{H_h}(\mathbf{v})$ описывает скорость образования надтепловых атомов водорода в упругих и неупругих столкновениях потока частиц ЭНА Н с атомами атмосферного водорода. $Q_{ЭНА Н}(\mathbf{v})$ – задается на верхней границе исследуемой области, с помощью спектра звездного ветра. Интегралы столкновений $J_{mt}(f_{ЭНА Н}, f_{H_{th}})$ и $J_{mt}(f_{H_h}, f_{H_{th}})$ для упругого и неупругого рассеяния ЭНА Н и горячих атомов водорода, соответственно, в столкновениях с окружающим атмосферным газом записывается в стандартной форме [32, 33]. Предполагается, что атмосферный газ характеризуется локальной функцией Максвелла распределения по скоростям.

3. ЧИСЛЕННАЯ МОДЕЛЬ ОБРАЗОВАНИЯ, КИНЕТИКИ И ПЕРЕНОСА ЭНА Н И НАДТЕПЛОВЫХ АТОМОВ ВОДОРОДА В АТМОСФЕРЕ ЭКЗОПЛАНЕТЫ π Мен с

Кинетический метод Монте-Карло является эффективным инструментом для изучения сложных кинетических систем в стохастическом приближении [16, 32]. Детали алгоритмической реализации численной модели были приведены ранее [33]. Суть кинетического метода Монте-Карло состоит в генерировании множества траекторий для состояния исследуемой физической системы, которые отвечают столкновениям и переносу над- и сверхтепловых (ЭНА Н) атомов водорода в переходной области верхней атмосферы экзопланеты π Мен с.

При численной реализации модели кинетики потока атомов водорода с высокими энергиями – ЭНА Н, образующихся из плазмы звездного ветра при перезарядке в водородной короне горячей экзопланеты, накапливается статистика о столкновениях (2), сопровождающихся образованием свежих надтепловых атомов водорода, и на ее основе определяется функция источника $Q_{H_h}(E): H(E) + H_{th} \rightarrow H(E' < E) + H_h(E'' = E - E')$, где E и E' – кинетические энергии ЭНА Н до и после столкновения. Данная функция задает скорость образования надтепловых атомов водорода при высыпании ЭНА Н и используется в качестве входных данных для кинетической модели (3) термализации и переноса горячих атомов водорода в переходной области. Выходные данные кинетической модели – это функции распреде-

ления атомов водорода по кинетической энергии и энергетические спектры направленного вверх потока горячих атомов водорода в исследуемой переходной области атмосферы экзопланеты π Мен с.

В изучаемой области атмосферы экзопланеты через верхнюю границу проникают ЭНА Н, образующиеся при перезарядке протонов звездного ветра в протяженной водородной короне планеты, простирающейся примерно на расстояния до $18R_p$ от центра экзопланеты [30]. Поскольку вид истинного спектра потока протонов в ветре от звезды π Мен с известен, был взят спектр потока протонов от Солнца, измеренный КА MAVEN у Марса при низком уровне солнечной активности [31]. Данный спектр был перенормирован на большую полуось экзопланеты π Мен с, равную 0.067 а.е., и принималась эффективность перезарядки не более чем 10% (см., например, [26, 34]). Исползованному в расчетах энергетическому спектру отвечают следующие параметры звездного ветра: скорость частиц на орбите планеты 326 км/с; средняя кинетическая энергия частиц 559 эВ; энергетический поток частиц звездного ветра до входа в атмосферу равен 328 эрг $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$. С учетом эффективности перезарядки в исследуемую область входит поток энергии ЭНА Н, равный 32.7 эрг $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$. Исползованный в расчетах энергетический спектр ЭНА Н, проникающих через верхнюю границу исследуемой области верхней атмосферы экзопланеты π Мен с, показан на рис. 2 и 3 кривыми черного цвета.

Поскольку рассчитывается популяция надтепловых атомов водорода в верхних слоях атмосферы экзопланеты π Мен с, то нижний предел энергии надтепловых атомов в модели взят как 1 эВ, при этом температура окружающего газа равна ~ 0.4 эВ. Рассматривается область экзопланетной атмосферы от $4.0R_p$ до $8.6R_p$ (см. рис. 5). В качестве нижней границы выбирается относительно плотная термосфера, где горячие частицы быстро теряют избыточную кинетическую энергию при столкновениях с тепловыми молекулами окружающего атмосферного газа.

Вместо прямого решения сложного интегродифференциального кинетического уравнения Больцмана используется метод численного стохастического моделирования подобных кинетических систем [33]. Так как численная модель отвечает микроскопическому уровню описания состояния газа в планетной атмосфере, за характерные масштабы времени и пространства принимаются локальные средние время и длина свободного пробега горячих частиц у нижней границы переходной области, где окружающий атмосферный газ более плотный. В каждой из ячеек атмосферный газ, состоящий из атомов Н, представлен модельными частицами с концен-

трацией и температурой, заданными в соответствии с результатами расчетов аэрономической модели [30]. Согласно физической модели, в каждой из ячеек рождаются модельные частицы, действующие как источники надтепловых атомов водорода в процессе (2); они движутся в гравитационном поле планеты и производят вторичные надтепловые атомы водорода при столкновениях с атмосферным газом. Поскольку моделирование выполняется на молекулярном уровне, накапливается подробная статистика пространственного распределения надтепловых атомов водорода по скоростям (кинетическим энергиям) и энергетическим спектрам потоков частиц, заполняющих горячую водородную корону, а также частиц, выходящих из атмосферы экзопланеты π Меп с.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Верхняя граница исследуемой области атмосферы планеты π Меп с находится значительно ниже положения точки Лагранжа L1, расположенной на расстоянии $\sim 13.3R_p$ от центра планеты для системы планета – родительская звезда. Соответственно, гравитационное влияние звезды на траектории атомов водорода не учитывалось при расчетах. Весь расчетный интервал высот был разбит на ячейки размером порядка 200 км, что сравнимо с длиной свободного пробега атомов водорода на нижней границе области ($4R_p$). В данных расчетах использовалось приближение первичной водородной атмосферы. Концентрация молекулярного теплового водорода ($E < 1$ эВ) убывает с удалением от поверхности планеты в исследуемой области (можно увидеть на рис. 4 синяя линия – концентрация представлена с коэффициентом 0.01): концентрация атомарного водорода $\sim 4 \times 10^7$ см $^{-3}$ в начале исследуемой области (на нижней границе – $4R_p$) и падает до $\sim 3 \times 10^6$ см $^{-3}$ на верхней границе ($8.6R_p$), данная фракция водорода [30] имеет температуру, неравномерно возрастающую с удалением от поверхности в пределах исследуемой области от ~ 4000 К до ~ 6500 К, и в наших расчетах для всего диапазона использовалось среднее значение температуры, соответствующее 0.4 эВ. У тепловой фракции атмосферного атомарного водорода приоритетного направления движения в области исследований не наблюдается, поэтому и изменение параметров движения и температуры данной фракции водорода отсутствует и массовые скорости атмосферного газа близки к нулю.

В ходе процессов, происходящих в области перезарядки, находящейся во внешних областях короны (см. область серого цвета на рис. 1), происходит образование ЭНА Н ($E > 100$ эВ, формула (1)) при перезарядке с протонами звездного ветра. В данном исследовании на верхней грани-

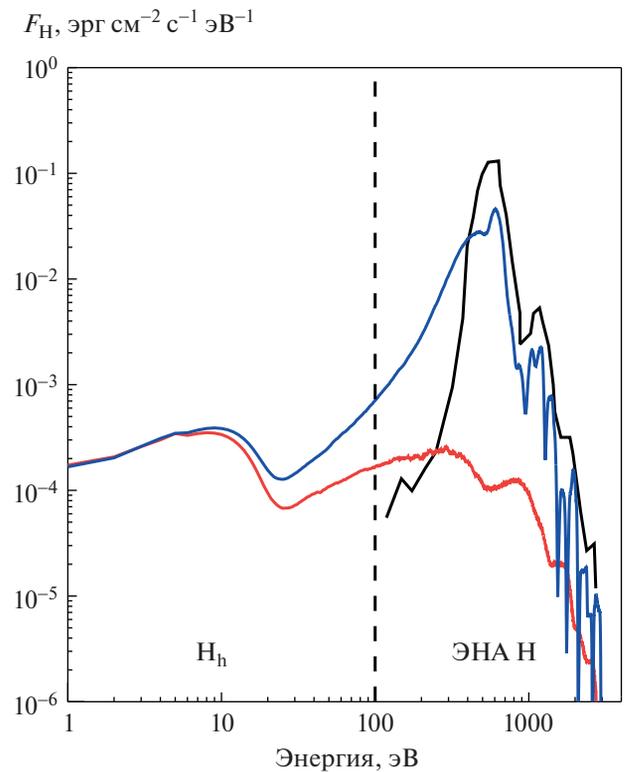


Рис. 2. Представлены расчетные энергетические спектры потоков надтепловых атомов водорода ($1 \text{ эВ} < E < 100 \text{ эВ}$) и ЭНА Н ($E > 100 \text{ эВ}$) на расстоянии $8.0R_p$ от центра экзопланеты π Меп с. Синим представлен нисходящий поток энергии атомов водорода, красным – восходящий.

це задается постоянный поток движущихся вниз ЭНА Н с энергетическим спектром, соответствующим спектру протонов ЗВ с коэффициентом 0.1 (представлен на рис. 2 черной линией). Эти атомы водорода с высокими энергиями, проникая в верхние слои атмосферы, обмениваются энергией с атомами атмосферного газа в ходе процесса (2) и образуют фракцию надтепловых атомов водорода ($1 \text{ эВ} < E < 100 \text{ эВ}$). На рис. 2 представлены энергетические спектры надтепловых и сверхтепловых атомов водорода для двух фракций: синяя линия – для частиц, движущихся вниз, и красная линия – для частиц, движущихся вверх. Суммарные численные потоки на представленной высоте равны: вниз – 1.8×10^{10} см $^{-2}$ с $^{-1}$, вверх – 8.6×10^8 см $^{-2}$ с $^{-1}$. Суммарный энергетический поток надтепловых и сверхтепловых атомов водорода вниз на высоте – $8.0R_p$ от центра экзопланеты – равен $13.2 \text{ эрг см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, а числовой – 1.8×10^{10} см $^{-2}$ с $^{-1}$, что составляет 40% от входящего потока энергии ЭНА Н равной $32.7 \text{ эрг см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ на верхней границе исследований (черная линия на рис. 2 соответствует спектру входящего на высоте $8.6R_p$ потока ЭНА Н).

Таблица 1. Изменение суммарного потока надтепловых и сверхтепловых атомов водорода в протяженной верхней атмосфере горячей планеты π Men c. Представлены следующие значения для разных расстояний от центра планеты. Столбцы: (а) расстояние от центра планеты, в радиусах планеты R_p ; (б) суммарный нисходящий поток энергии атомов водорода с высокими энергиями (надтепловых H_h и сверхтепловых ЭНА Н); (в) суммарный нисходящий поток атомов водорода с высокими энергиями; (г) остаток потока энергии ЭНА Н, проникающих через верхнюю границу исследуемой области, по мере прохождения через исследуемую область; (д) суммарный восходящий поток энергии атомов водорода с высокими энергиями; (е) суммарный восходящий поток атомов водорода с высокими энергиями; (ж) отраженная часть потока энергии ЭНА Н, проникающих через верхнюю границу исследуемой области, по мере прохождения через исследуемую область

(а), [R_p]	(б), [$\text{эрг см}^{-2} \text{с}^{-1}$]	(в), [$\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$]	(г), %	(д), [$\text{эрг см}^{-2} \text{с}^{-1}$]	(е), [$\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$]	(ж), %
4	1.9×10^{-2}	1.9×10^7	0.06	1.1×10^{-4}	3.5×10^5	4.4×10^{-4}
5	0.11	1.1×10^8	0.34	1.7×10^{-3}	3.2×10^6	5.2×10^{-3}
6	0.42	6.5×10^8	1.28	8.3×10^{-3}	2.9×10^7	0.03
7	3.40	6.6×10^9	10.4	3.9×10^{-2}	2.8×10^8	0.12
8	13.2	1.8×10^{10}	40.4	0.18	8.6×10^8	0.55
8.5	19.4	2.1×10^{10}	59.3	0.57	1.3×10^9	1.74
8.6	28.1	2.9×10^{10}	85.9	0.76	1.5×10^9	2.32

Значит на расстоянии $0.6R_p$ от верхней границы 60% энергии было погашено за счет процесса (2). При этом часть энергии отразилась, на заданной высоте ($8.0R_p$) вверх движется поток частиц, равный $8.6 \times 10^8 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, соответствующий энергетическому потоку $0.2 \text{ эрг см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, этот поток включает в себя все частицы, отраженные из области исследований с $4R_p$ по $8R_p$. Через ячейку, находящуюся на высоте $8R_p$, проходит вверх поток частиц с суммарной энергией, составляющей 0.6% от энергии, привносимой ЭНА Н в область исследования. Вертикальная штрихованная линия на рис. 2 разделяет спектры для разных фракций атомов водорода: надтепловых атомов водорода ($1 \text{ эВ} < E < 100 \text{ эВ}$) и ЭНА Н ($E > 100 \text{ эВ}$).

На рис. 3 представлено изменение с высотой энергетических и числовых спектров потока над- и сверхтепловых атомов водорода. Поток ЭНА Н, движущийся вниз, по мере прохождения вглубь исследуемой области уменьшается, и его энергетический спектр все меньше похож на спектр входящего потока ЭНА Н — значения суммарного потока (атомов и энергии) для нескольких ключевых высот исследуемой области подробно представлены в табл. 1, в которой прослеживается изменение абсолютных и относительных величин суммарных энергетических (столбцы (б) и (д)) и числовых (столбцы (в) и (е)) потоков атомов водорода с энергиями выше 1 эВ. В исследуемую область входит поток ЭНА Н, созданный под воздействием ЗВ, равный $3.5 \times 10^{10} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, с общей энергией — $32.7 \text{ эрг см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. К $8R_p$ остается всего 40% энергии (что соответствует суммарному энергетическому потоку в $13.2 \text{ эрг см}^{-2} \text{ с}^{-1}$) от начального потока энергии ЭНА Н, остальная энергия или рассеивается (большая часть), или отражается (меньшая часть, по приведенной ин-

формации в столбце (ж) — несколько процентов) и составляет восходящий поток, к $7R_p$ остается только 10% энергии ($3.4 \text{ эрг см}^{-2} \text{ с}^{-1}$) от изначального потока или 25% от нисходящего потока на $8R_p$, еще через расстояние, равное $1R_p$, т.е. к $6R_p$ остается 1.2% энергии ($0.4 \text{ эрг см}^{-2} \text{ с}^{-1}$) от входящего в исследуемую область потока и 12% от потока на $7R_p$. Как показано в табл. 1 (столбец (г)), практически вся энергия входящего потока ЭНА Н к нижней границе исследуемой области передается тепловой фракции атмосферы или отразилась (2.3% от входящего потока) и перешла в восходящий поток атомов водорода с высокими энергиями. Отраженный атмосферой поток надтепловых и сверхтепловых атомов водорода, с энергиями выше энергии убегания, представлен в табл. 1 столбцом (ж). Отраженный поток возрастает с высотой: на $5R_p$ — всего $6.1 \times 10^{-3}\%$ от входящего потока ($0.002 \text{ эрг см}^{-2} \text{ с}^{-1}$), к $7R_p$ уже 0.12% ($0.04 \text{ эрг см}^{-2} \text{ с}^{-1}$), к $8R_p$ — 0.6% ($0.2 \text{ эрг см}^{-2} \text{ с}^{-1}$) и из исследуемой области убегает поток атомов водорода с энергиями, превосходящими энергию убегания, составляющий всего 2.3% от входящего в исследуемую область потока ЭНА Н.

На рис. 3 (а, б) представлены нисходящие энергетические (а) и числовые (б) потоки атомов водорода. Во всех нисходящих потоках отчетливо выявляется два пика: один на 600–1000 эВ — это пик, образовавшийся из-за входящего в исследуемую область на верхней границе потока ЭНА Н под влиянием ЗВ, второй на 10 эВ, образующийся в ходе процесса (2). Спад от пика ЭНА Н в диапазоне от 30 до 300 эВ образуется за счет деградации потока ЭНА Н, теряющих энергию в процессе (2) на образование фракции надтепловых атомов водорода.

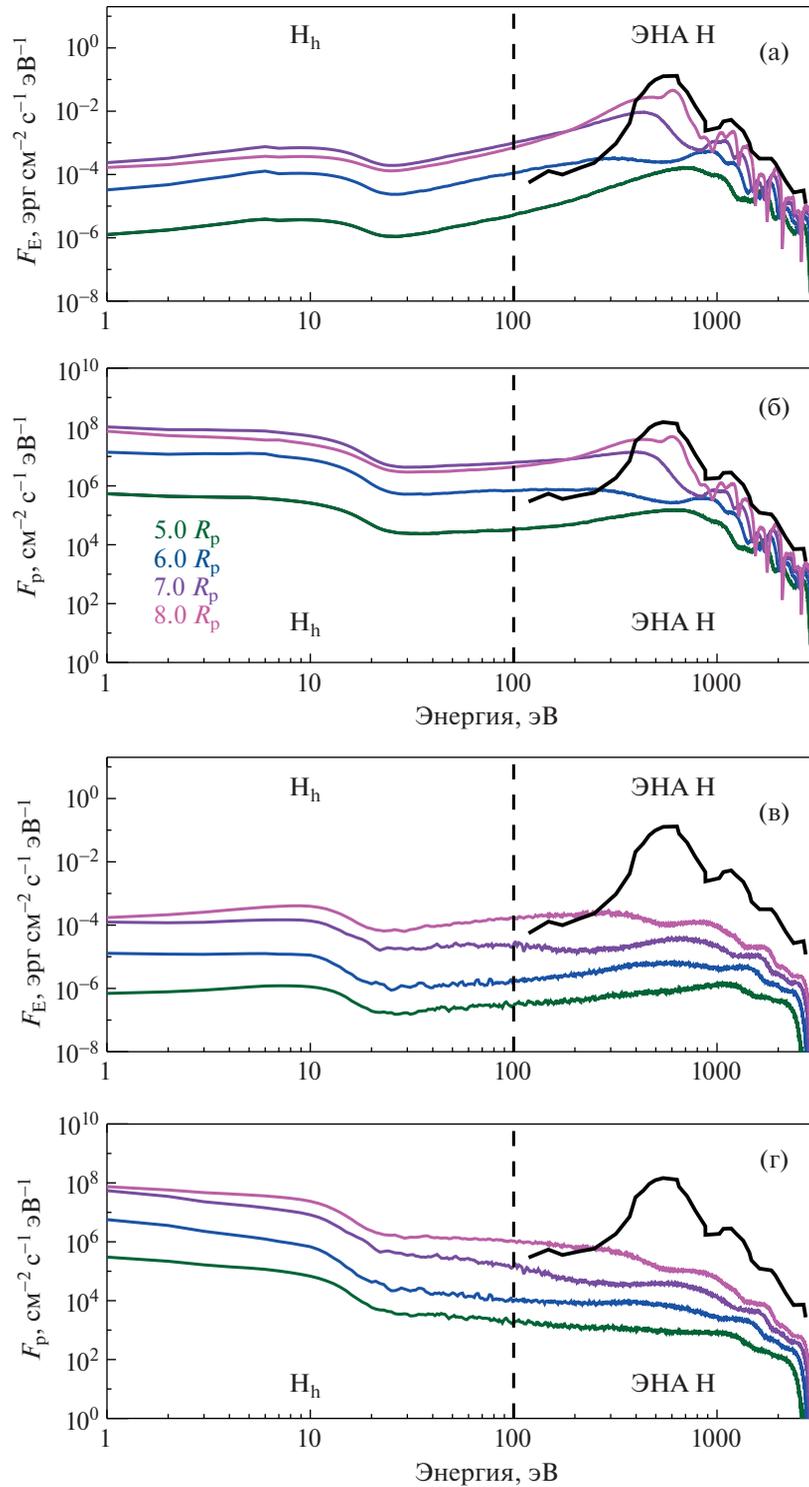


Рис. 3. На верхних панелях (а и в) представлены энергетические спектры (F_E – поток энергии атомов водорода) нисходящего (а) и восходящего (в) потоков надтепловых атомов водорода ($1 \text{ eV} < E < 100 \text{ eV}$) и ЭНА Н ($E > 100 \text{ eV}$) на разных высотах. На нижних панелях (б и г) – спектры нисходящего (б) и восходящего (г) числового потока (F_p) надтепловых атомов водорода и ЭНА Н на аналогичных высотах.

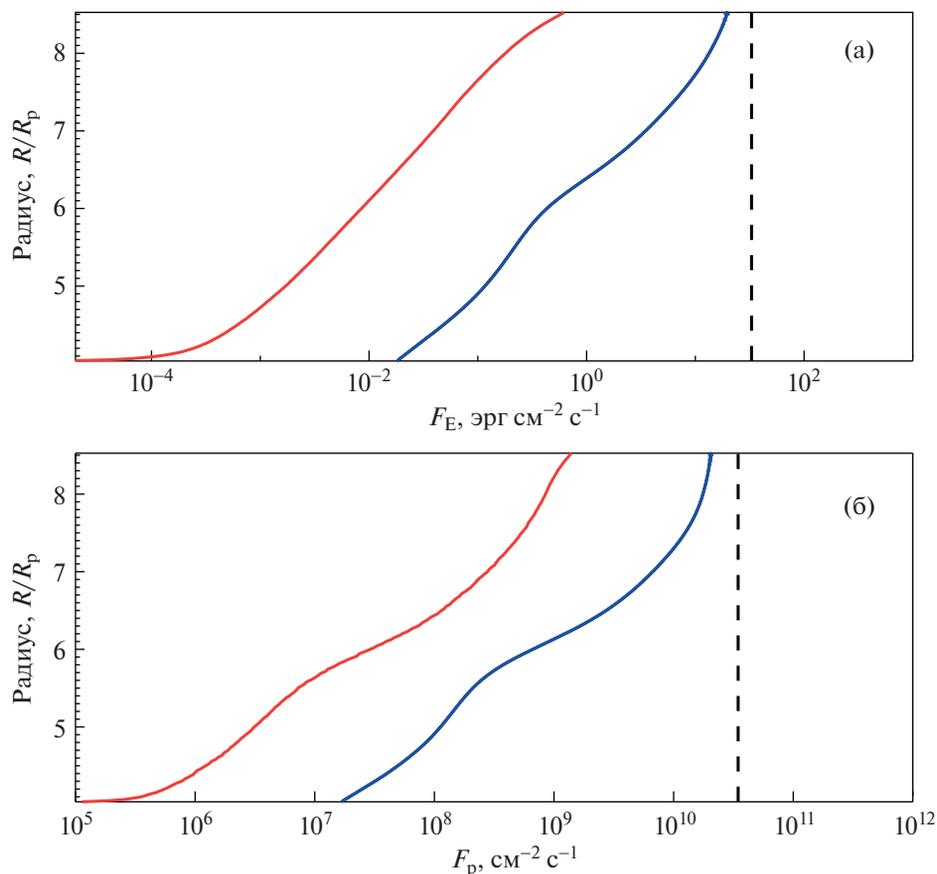


Рис. 4. Представлены нисходящие (синие линии) и восходящие (красные линии) потоки (энергетический — панель (а), числовой — панель (б)) над- и сверхтепловых атомов водорода, с энергиями выше локальной энергии убегания, в зависимости от расстояния от центра планеты для исследуемой $(4-8)R_p$ области верхней атмосферы. Черной прерывистой линией показаны значения потока ЭНА Н, проникающих через верхнюю границу исследуемой области.

Описанный процесс прослеживается и по расчетным профилям восходящих и нисходящих суммарных потоков атомов водорода с высокими энергиями ($N_h + \text{ЭНА Н}$) (рис. 4, панель (б)) и их энергий (рис. 4, панель (а)). В профилях потоков есть переломный момент, находящийся на $\sim 6R_p$, в котором происходит изменение кривизны профиля. Спектр атомов водорода на высоте $6R_p$ (синяя линия на рис. 3а) позволяет заметить, что нисходящие потоки разных фракций водорода должны стать примерно равны, и это подтверждается расчетными суммарными потоками атомов водорода разных фракций и их энергий, представленных в табл. 2 и 3.

В табл. 2 и 3 представлено изменение с высотой потоков разных фракций атомов водорода с высокими энергиями (надтепловых $N_h - 1 \text{ эВ} < E < 100 \text{ эВ}$; сверхтепловых ЭНА Н — $E > 100 \text{ эВ}$). В табл. 2 представлен нисходящий поток разных фракций водорода. На высотах $6-7R_p$ поток надтепловых атомов N_h сравним с потоком ЭНА Н, при этом поток атомов N_h имеет

на этих высотах максимальные значения, вызывая перегиб в профилях нисходящих потоков (синие линии на рис. 4), особенно это заметно по профилю потоков атомов водорода с энергиями, большими энергии убегания (профиль нисходящего потока синяя линия на рис. 4б).

В случае восходящего потока частиц фракция надтеплого водорода является преобладающей на расстояниях от $4R_p$ до $8R_p$, что также вызывает изменение наклона профиля потоков атомов водорода, убегающих из исследуемой области. При сравнении значений из столбцов (в) в табл. 2 и 3 выявляется совпадение значений, по порядку величины, для потоков надтепловых атомов водорода, движущихся в разных направлениях. Это наблюдение согласуется с изотропностью рождения надтепловых атомов водорода в процессе (2). При проведении аналогичных сравнений для столбцов (д) в табл. 2 и 3 получается, что именно фракция ЭНА Н ответственна за приоритетное направление потока атомов вниз. Этот факт объясняется постоянной подпиткой атомов ЭНА Н от входя-

Таблица 2. Изменение нисходящего потока надтепловых атомов водорода с высотой. Представлены следующие значения для разных расстояний от центра планеты. Столбцы: (а) R – расстояние от центра планеты, в радиусах планеты R_p ; (б) $F_{dn}^{H_h}$ – суммарный нисходящий поток энергии надтеплого H_h водорода; (в) $E_{dn}^{H_h}$ – суммарный нисходящий поток атомов надтеплого H_h водорода; (г) $F_{dn}^{\text{ЭНА Н}}$ – суммарный нисходящий поток энергии ЭНА Н; (д) $E_{dn}^{\text{ЭНА Н}}$ – суммарный нисходящий поток ЭНА Н

(а), R/R_p	(б), $F_{dn}^{H_h}$, [эрг см ⁻² с ⁻¹]	(в), $E_{dn}^{H_h}$, [см ⁻² с ⁻¹]	(г), $F_{dn}^{\text{ЭНА Н}}$, [эрг см ⁻² с ⁻¹]	(д), $E_{dn}^{\text{ЭНА Н}}$, [см ⁻² с ⁻¹]
4	6.4×10^{-5}	1.6×10^6	0.02	1.7×10^7
5	2.8×10^{-4}	7.2×10^6	0.11	1.0×10^8
6	6.7×10^{-3}	1.9×10^8	0.41	4.6×10^8
7	5.2×10^{-2}	1.3×10^9	3.35	5.3×10^9
8	3.4×10^{-2}	8.0×10^8	13.2	1.7×10^{10}
8.5	5.5×10^{-3}	1.2×10^8	19.4	2.1×10^{10}
8.6	5.0×10^{-4}	1.0×10^7	28.1	2.9×10^{10}

Таблица 3. Аналогично табл. 2, только для восходящего потока

(а) Расстояние от центра планеты, [R_p]	(б) Суммарный восходящий поток энергии надтепловых атомов H_h , [эрг см ⁻² с ⁻¹]	(в) Суммарный восходящий поток надтепловых атомов H_h , [см ⁻² с ⁻¹]	(г) Суммарный восходящий поток энергии атомов ЭНА Н, [эрг см ⁻² с ⁻¹]	(д) Суммарный восходящий поток атомов ЭНА Н, [см ⁻² с ⁻¹]
4	3.7×10^{-6}	2.6×10^5	0.0001	8.7×10^4
5	3.6×10^{-5}	1.8×10^6	0.002	1.3×10^6
6	2.7×10^{-4}	2.1×10^7	0.008	7.5×10^6
7	3.7×10^{-3}	2.4×10^8	0.03	3.9×10^7
8	1.5×10^{-2}	5.9×10^8	0.17	2.6×10^8
8.5	1.5×10^{-2}	5.0×10^8	0.55	8.4×10^8
8.6	1.4×10^{-2}	4.5×10^8	0.74	1.1×10^9

шего в исследуемую область потока ЭНА Н, образовавшихся в переходной области при перезарядке протонов звездного ветра. Сравнивая столбцы (б) и (г) табл. 2 и 3, получаем, что разница суммарных энергий, переносимых надтепловыми атомами водорода и ЭНА Н, для восходящего потока существенно меньше, чем для нисходящего, из-за накачки нисходящего потока атомов Н на верхней границе исследуемой области. Сравнивая суммарные потоки энергии на верхней границе исследуемой области ($8.6R_p$) получаем преобладание восходящего потока надтеплого водорода (восходящий – 1.4×10^{-2} эрг см⁻² с⁻¹, нисходящий – 5.0×10^{-4} эрг см⁻² с⁻¹), для ЭНА Н наблюдается обратная ситуация (восходящий – 0.74 эрг см⁻² с⁻¹, нисходящий – 28.1 эрг см⁻² с⁻¹).

На рис. 5 представлено изменение макроскопических параметров атомов водорода с высокими энергиями (надтеплого H_h и ЭНА Н) и горячей фракции протонов (ионов водорода) в исследуемой области.

На верхней панели (а) рис. 5 представлены концентрации протонов и атомов водорода для тепловых и надтепловых фракций. Тепловая фракция атомарного атмосферного водорода (синяя линия) и ионов атмосферного водорода (зеленая линия) представлена с коэффициентом 0.01 для наглядности. Надтепловая фракция атомов (красная линия) и ионов (черная линия) водорода имеет меньшую концентрацию, но имеет большую среднюю кинетическую энергию (зависимость от высоты представлена на панели (б) рис. 5), чем тепловая фракция, средняя кинетическая энергия которой ~ 0.4 эВ. Аналогично со средними скоростями надтепловых фракций водорода, представленными на панели (в) рис. 5, тепловая фракция имеет среднюю скорость, равную нулю.

Интересными представляются найденные ранее и представленные в табл. 2 и 3 преобладания количества надтепловых атомов над количе-

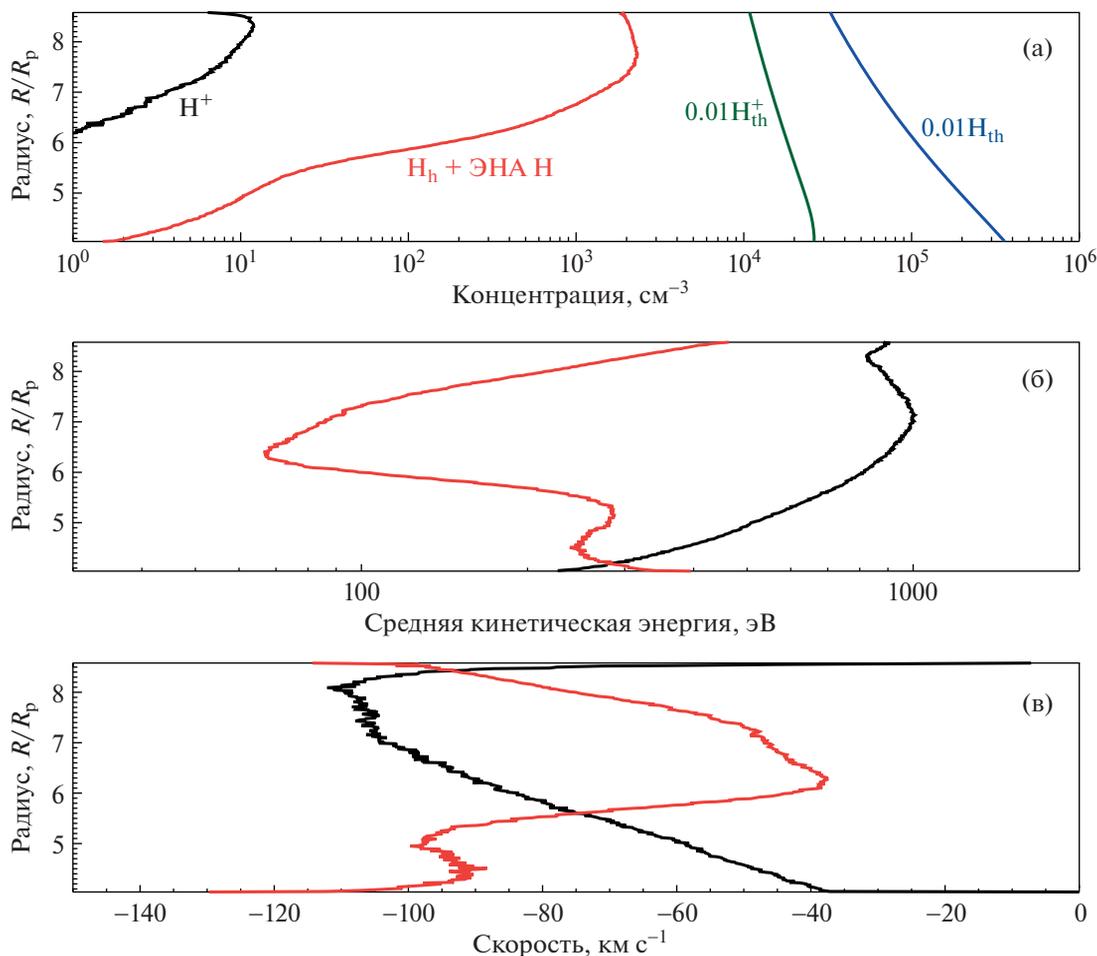


Рис. 5. Представлены высотные профили компонентов атмосферы планеты π Мен с: синяя линия – тепловая фракция атомарного водорода, для удобства сравнения умноженная на коэффициент 0.01; зеленая линия – тепловая фракция ионизированного атмосферного водорода, для удобства сравнения умноженная на коэффициент 0.01; красная линия – надтепловая фракция водорода и ЭНА Н (все атомы водорода с энергиями больше 1 эВ), черная линия – надтепловая фракция протонов (H^+). На верхней панели (а) представлены объемные плотности компонентов атмосферы, на средней панели (б) – средняя кинетическая энергия разных фракций, тепловая фракция имеет температуру ~ 0.4 эВ и на графике не представлена. На нижней панели (в) представлены массовые скорости надтепловых фракций протонов и атомов водорода. Плотности для тепловой фракции атмосферного водорода для экзопланеты π Мен с взяты из аэрономической модели [30].

ством ЭНА Н на протяжении высот от $4R_p$ до $8R_p$ в случае с восходящим потоком и уравновешивание нисходящих потоков разных фракций на высотах от $6R_p$ до $7R_p$. Этим повышением относительной концентрации надтепловых атомов H_h объясняется резкое падение средней кинетической энергии атомов водорода с высокими энергиями (красная линия на панели (б) рис. 5) в области, соответствующей высотам от $6R_p$ до $7R_p$ из-за депозиции энергии потока ЭНА Н в столкновениях с тепловой фракцией водородной короны. Аналогично объясняется и снижение модуля средней скорости атомов водорода с высокими энергиями (красная линия на панели (в) рис. 5) в этой же области.

5. ОБСУЖДЕНИЯ И ВЫВОДЫ

Выполнено расширение кинетической модели аэрономии верхней атмосферы экзопланеты за счет включения процессов воздействия плазмы звездного ветра на протяженную водородную корону горячего суб-нептуна. Для этого были использованы разработанные ранее кинетические модели Монте-Карло для исследования выпадения протонов и атомов водорода с высокими энергиями в планетные атмосферы [26, 33]. Кинетическая модель была адаптирована к верхним атмосферам горячих суб-нептунов, что позволило провести расчеты скорости поглощения энергии плазмы звездного ветра в планетной короне и уточнить оценки скорости нетепловой потери ат-

мосферы за счет воздействия звездного ветра родительской звезды. Проведенные расчеты показали, что энергия проникающего в атмосферу потока ЭНА Н, образующегося при перезарядке протонов звездного ветра с тепловыми атомами водородной короны, преимущественно идет на нагрев водородной короны горячей экзопланеты.

В рассмотренном случае в данной статье низкой звездной активности для родительской звезды π Men, поток энергии невозмущенного звездного ветра оценивается величиной ~ 320 эрг $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$, но из-за достаточно низкой эффективности перезарядки $\sim 10\%$ протонов в протяженной водородной короне в верхнюю атмосферу горячего суб-нептуна π Men с проникает поток ЭНА Н с энергией ~ 32 эрг $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$, что значительно ниже привносимого в атмосферу потока энергии УФ излучения величиной ~ 1350 эрг $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$ [29, 30]. Следовательно, атмосферный нагрев плазмой звездного ветра важен лишь в самых внешних областях протяженной водородной короны. Баланс энергии в термосфере горячей экзопланеты определяется процессами поглощения звездного излучения в диапазонах мягкого рентгена и жесткого ультрафиолета (1–100 нм) излучения родительской звезды [29, 30].

Расчеты высотного распределения надтепловой фракции атомарного водорода, образующейся за счет переноса энергии в столкновениях высокоэнергичных атомов водорода с тепловыми атомами протяженной водородной короны горячего суб-нептуна π Men с, показывают, что данная фракция является лишь малой примесью к тепловой фракции нейтрального водорода в короне экзопланеты. Получены оценки вызванных воздействием звездного ветра нетепловых потерь атмосферы за счет процессов перезарядки протонов звездного ветра с нейтральными атомами водорода в протяженной водородной короне горячего суб-нептуна π Men с, которые показали, что темп нетепловой потери ниже на несколько порядков значений скорости тепловой потери атмосферы за счет гидродинамического оттока, полученного в расчетах при помощи аэрономических моделей [29, 30].

Полученные относительно низкие скорости потери атомарного водорода из атмосферы могут являться свидетельством того, что в атмосфере π Men с не преобладает водород, что может быть подтверждено в поисках планетного атмосферного поглощения на длинах волн линий более тяжелых элементов, таких как He, C и O. Действительно, в наблюдениях на космическом телескопе им. Хаббла [14] сообщается об открытии потока убегающих из атмосферы ионов СII во время транзита суб-нептуна π Men с по диску родительской звезды. Анализ наблюдений [14] позволил заключить, что экзопланета π Men с обладает плотной

атмосферой с обильными тяжелыми летучими веществами ($\approx 50\%$ по массе атмосферы). Более того, в исследованиях [35, 36] было отмечено, что темп потери атмосферы для ряда горячих суб-нептунов, включая π Men с, должен быть ограничен воздействием на атмосферу ветров их родительских звезд, что потенциально предотвращает улетание из атмосферы для сильно облученных планет. Таким образом, отсутствие в наблюдениях π Men с [29] потери атомарного водорода может быть вызвано также воздействием звездного ветра.

Ситуация с оценкой вклада воздействия звездного ветра на верхнюю атмосферу экзопланеты может существенно измениться при изучении влияния спорадической активности молодых родительских звезд — звездных супервспышек и корональных выбросов массы, — на темп потери атмосферы горячей экзопланеты [8]. Представленная в данной статье кинетическая Монте-Карло модель водород-гелиевых атмосфер горячих суб-нептунов в последующих исследованиях будет использована для получения оценок изменений темпа потери первичных атмосфер экзопланет за счет высокой активности родительских звезд на ранних этапах образования планетной системы.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при поддержке проекта РНФ 22-22-00909.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *F. Fressin, G. Torres, D. Charbonneau, S. T. Bryson, et al.*, *Astrophys. J.* **766**, 81 (2013).
2. *J. E. Owen, A. P. Jackson*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **425**, 2931 (2012).
3. *E. D. Lopez, J. J. Fortney, N. Miller*, *Astrophys. J.* **761**, 59 (2012).
4. *S. Ginzburg, H. E. Schlichting, R. Sari*, *Astrophys. J.* **825**, 29 (2016).
5. *B. J. Fulton, E. A. Petigura, A. W. Howard, H. Isaacson, et al.*, *Astrophys. J.* **154**, 109 (2017).
6. *J. E. Owen*, *Annual Review of Earth and Planetary Sciences* **47**, 67 (2019).
7. *J. E. Owen, I. F. Shaikhislamov, H. Lammer, L. Fossati, and M. L. Khodachenko*, *Space Sci. Rev.* **216**, 129 (2020).
8. *D. V. Bisikalo, V. I. Shematovich, P. V. Kaygorodov, and A. G. Zhilkin*, *Physics Uspekhy* **64**, 747 (2021).
9. *V. Van Eylen, C. Agentoft, M. S. Lundkvist, H. Kjeldsen, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **479**, 4786 (2018).
10. *A. Vidal-Madjar, A. Lecavelier des Etangs, J. M. Désert, G. E. Ballester, et al.*, *Nature* **422**(6928), 143 (2003).
11. *A. Lecavelier Des Etangs, D. Ehrenreich, A. Vidal-Madjar, G. E. Ballester, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **514**, A72, 10 (2010).

12. *J. R. Kulow, K. France, J. Linsky, R. O. Parke Loyd*, *Astrophys. J.* **786**, id. 132, 9 (2014).
13. *V. Bourrier, A. L. Des Etangs, D. Ehrenreich, J. Sanz-Forcada, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **620**, A147 (2018).
14. *A. García Muñoz, L. Fossati, A. Youngblood, N. Nettelmann, et al.*, *Astrophys. J. Lett.* **907**, 2, L36 (2021).
15. *M. Lampón, M. López-Puertas, L. M. Lara, A. Sánchez-López, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **636**, A13, 14 (2020).
16. *V. I. Shematovich, M. Ya. Marov*, *Physics Uspekhi* **61**, 217 (2018).
17. *A. A. Avtaeva, V. I. Shematovich.*, *Solar System Research* **55**, 150 (2021).
18. *A. A. Avtaeva, V. I. Shematovich*, *Astronomy Reports* **66**, 1254 (2022).
19. *A. A. Avtaeva, V. I. Shematovich*, *Solar System Research* **56**, 67 (2022).
20. *D. V. Bisikalo, P. Kaygorodov, D. Ionov, V.I. Shematovich, H. Lammer, L. Fossati*, *Astrophys. J.* **764**, id. 19, 5 (2013).
21. *T. Matsakos, A. Uribe, A. Königl*, *Astron. and Astrophys.* **578**, id. A6, 17 (2015).
22. *I. Pillitteri, A. Maggio, G. Micela, S. Sciortino, S. J. Wolk, T. Matsakos*, *Astrophys. J.* **805**, 1, id. 52, 18 (2015).
23. *I. F. Shaikhislamov, M. L. Khodachenko, H. Lammer, K. G. Kislyakova, et al.*, *Astrophys. J.* **832**, id. 173, 20 (2016).
24. *J. E. Owen, R. A. Murray-Clay, E. Schreyer, H. E. Schlichting et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **518**, 4357 (2023).
25. *V. I. Shematovich, D. V. Bisikalo, J. C. Gérard, B. Hubert*, *Astronomy Reports* **63**, 835 (2019).
26. *V. I. Shematovich, D. V. Bisikalo, A. G. Zhilkin*, *Astronomy Reports* **65**, 203 (2021).
27. *C. X. Huang, J. Burt, A. Vanderburg, M. N. Guenther, et al.*, *Astrophys. J. Lett.* **868**, id. L39, 8 (2018).
28. *D. Gandolfi, O. Barragán, J. H. Livingston, and 29 more*, *Astron. and Astrophys.* **619**, L10, 10 (2018).
29. *A. García Muñoz, A. Youngblood, L. Fossati, D. Gandolfi, J. Cabrera, H. Rauer*, *Astrophys. J. Lett.* **888**, L21, 12 (2020).
30. *I. F. Shaikhislamov, L. Fossati, M. L. Khodachenko, H. Lammer, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **639**, A109 (2020).
31. *J. S. Halekas, R. J. Lillis, D. L. Mitchell, T. E. Cravens, et al.*, *Geophysical Research Letters* **42**, 8901 (2015).
32. *V. I. Shematovich*, *Solar System Research* **44**, 96 (2010).
33. *V. I. Shematovich, D. V. Bisikalo, C. Dieval, S. Barabash, et al.*, *Journal of Geophysical Research* **116**, A11320 (2011).
34. *V. I. Shematovich, D. V. Bisikalo*, *Astronomy Reports* **64**, 863 (2020).
35. *A. A. Vidotto, A. Cleary*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **494**, 2417 (2020).
36. *S. Carolan, A. A. Vidotto, C. Villarreal D'Angelo, G. Hazra*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **500**, 3382 (2021).

KINETIC MODEL OF THE STELLAR WIND FORCING ON THE EXTENDED HYDROGEN ATMOSPHERE OF THE EXOPLANET π Men c

A. A. Avtaeva^a and V. I. Shematovich^a

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

In this paper, an extension of the kinetic model of the aeronomy of the upper atmosphere of an exoplanet is performed by including the processes of the effect of stellar wind plasma on the extended hydrogen corona of a hot sub-neptune. For this purpose, previously developed kinetic Monte Carlo models were used to study the precipitation of protons and hydrogen atoms with high energies into planetary atmospheres. The kinetic model is adapted to the upper atmospheres of hot sub-neptunes, which made it possible to calculate the rate of absorption of stellar wind plasma energy in the planetary corona and to refine estimates of the non-thermal loss rate of the atmosphere due to the influence of the stellar wind. The calculations carried out for the hot sub-neptune π Men c showed that the energy of a flux of energetic neutral hydrogen atoms (ENA H) penetrating the atmosphere, formed during the charge exchange of stellar wind protons with thermal hydrogen corona atoms, mainly goes to heating the hydrogen corona of a hot exoplanet.

Keywords: exoplanets, UV observations, planetary atmosphere, aeronomy, atmospheric loss, numerical modeling

ЦИКЛЫ АКТИВНОСТИ ОДИНОЧНОГО G5 III–IV ГИГАНТА HD 199178

© 2023 г. И. С. Саванов^{1,*}, А. Н. Тарасенков², Н. Н. Самусь^{1,2}, Е. С. Дмитриенко²

¹Учреждение Российской академии наук Институт астрономии РАН, Москва, Россия

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

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

Поступила в редакцию 15.05.2023 г.

После доработки 15.06.2023 г.

Принята к публикации 17.07.2023 г.

Получен уникальный ряд фотометрических данных за период более ста лет для быстровращающегося одиночного G5 III–IV гиганта HD 199178 (V1794 Cyg), принадлежащего к группе звезд типа FK Com. Выполненный нами анализ долговременной переменности активности этой звезды основан на всех доступных по литературным источникам измерениях ее блеска в фильтре *B*. Для оценки блеска HD 199178 в эпоху, предшествующую фотоэлектрическим и ПЗС-наблюдениям, были проведены измерения фотопластинок из архива ГАИШ, снятых на Краснопресненской обсерватории МГУ в Москве (4 пластинки, снятые с 1898 по 1903 г., и 41 пластинка за период с 1935 по 1958 г.). В итоге всего было получено 2142 оценки блеска звезды в фильтре *B*. Они обладают уникальной продолжительностью в 118.3 года и охватывают интервал времени с 1898 г. по июль 2016 г. Найден свидетельств о существовании долговременных циклов фотометрической переменности с величинами порядка 25–60 лет. Сделано предположение о существовании возможных циклов активности в 2000, 3165, 5050, 9000 и 21600^d (соответственно, 5.5, 8.7, 16.6, 24.7 и 59.2 года). Полученные результаты сопоставлены с другими оценками циклов активности у HD 199178. Наиболее достоверным следует признать существование цикла длительностью 8.7–9 лет. Найден, что для объединения данных в единый массив преобразование величин *B* в величины *V* с использованием среднего значения показателя цвета (*B–V*) не представляется возможным из-за изменений (в том числе циклических) показателей цвета (*B–V*) со временем.

Ключевые слова: звезды, активность, циклы, фотометрия

DOI: 10.31857/S0004629923080108, EDN: HN0UWZ

1. ВВЕДЕНИЕ

Изучение холодных пятен на поверхности звезд поздних спектральных классов имеет большое значение при анализе процессов генерации магнитных полей. Для исследований такого рода крайне важно обладать достаточно продолжительными временными рядами наблюдений, чтобы проследить как долгосрочную, так и краткосрочную эволюцию активных областей на поверхности звезды.

Как правило, доступные для анализа фотометрические ряды наблюдений звезд охватывают временной интервал в несколько десятков лет. Расширение границ интервала возможно при использовании данных фотографических наблюдений архивных фототек (см., напр., [1, 2]). В итоге для анализа становятся доступными уникальные ряды наблюдений продолжительностью около сотни и более лет.

Наше внимание привлекла возможность построения такого ряда фотометрических данных для звезды HD 199178 (V1794 Cyg), принадлежащей к группе звезд типа FK Com. В первой части настоящей работы представлены результаты анализа проявлений циклической активности HD 199178. Во второй – полученные результаты использованы для оценки переменности показателя цвета (*B–V*).

2. ОДИНОЧНЫЙ G5 III–V ГИГАНТ HD 199178

Небольшая группа звезд типа FK Com включает в себя одиночные G–K гиганты, обладающие высокой активностью, быстрым вращением (см., напр., [3]) и названа по имени ее прототипа, звезды FK Com. Эволюционный статус звезд этой группы все еще не ясен. Прототип группы, FK Com, является быстровращающимся G2–G7 III гигантом. Его активность подобна активности звезд типа RS CVn, у него наблюдается сильная эмиссия в

линиях Ca II H и K, H_{α} . Фотометрическая переменность связана с вращательной модуляцией излучения звезды, поверхность которой покрыта холодными пятнами. Именно исследования фотометрической переменности FK Com привели к открытию явления смены активных долгот (flip-flop phenomenon, флип-флоп) [4]. Основные сведения о FK Com и звездах этого типа можно найти, например, в сериях статей Jetsu, Korhonen и их соавторов, в наших публикациях [5].

Заключение о принадлежности HD 199178 (V1794 Cyg) к группе звезд типа FK Com было сделано в [3]. Как и сама FK Com, эта звезда является быстровращающимся одиночным G5 III–IV гигантом, имеющим величину проекции скорости вращения на луч зрения $V \sin i = 80$ км/с [6]. В пользу одиночности этой звезды свидетельствует постоянство (в пределах ± 2 км/с) лучевой скорости HD 199178 [6].

Бопп и др. [7] установили, что фотометрический период переменности звезды равен 3.337^d . Согласно результатам работы [8], уточненное значение периода составляет $P = 3.337484^d$, причем его фаза оставалась постоянной на протяжении рассматриваемого ими интервала времени в 14 лет. Кроме того, в работе [8] по изменениям амплитуды блеска были найдены долгопериодические циклы активности звезды длительностью 9.07 лет и 2.84 года.

Основные результаты исследований HD 199178 приведены в статьях [8–12], данные о параметрах звезды ниже приведены согласно этим литературным источникам. Масса звезды составляет $1.65 M_{\odot}$, ее светимость – $11 L_{\odot}$. Радиус звезды равен $5 R_{\odot}$, уточненное значение параметра $v \sin i = 72$ км/с, угол наклона оси вращения к лучу зрения оценен в 60° . При моделировании использовались следующие параметры атмосферы: $T_{\text{эфф}} = 5300$ К и $\log(g) = 3.5$.

Объект отождествлен с источником Gaia EDR3 2162 964 329 341 318 656, его параллакс составляет $\pi = 8.8912 \pm 0.0147$ mas.

Обзор всех результатов о температурных поверхностных неоднородностях HD 199178, полученных методом доплеровского картирования, можно найти в работе [10]. Непосредственно в [10] Хэкман и др. построили 41 карту поверхностных температурных неоднородностей HD 199178 по спектральным наблюдениям 1994–2017 гг. Согласно их вычислениям, конфигурация пятен эволюционирует, но на всех картах наблюдается большое высокоширотное пятно. По имеющимся данным об изменениях амплитуды переменности блеска, переключениях долгот наиболее активной области с одной на другую и др. было найде-

но, что долгопериодические циклы активности лежат в интервале от 2 до 9 лет.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ АНАЛИЗА ФОТОМЕТРИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ HD 199178 В ФИЛЬТРЕ *B*, ПРЕДСТАВЛЕННЫХ В ЛИТЕРАТУРНЫХ ИСТОЧНИКАХ

Выполненный нами анализ долговременной периодичности HD 199178 основан на всех доступных по литературным источникам данных о блеске звезды в фильтре *B*. В настоящем исследовании мы ограничились анализом литературных данных наблюдений только в этом одном фильтре, поскольку (см. ниже) рассмотренные нами данные архивных фотографических наблюдений достаточно хорошо сопоставимы с результатами стандартной фотометрической системы *B*.

Были использованы результаты фотоэлектрических измерений из трех основных статей [9, 11, 13]. В работе [13] были приведены результаты фотометрии HD 199178 в полосах $V(RI)c$, полученные с роботизированным 0.75-м телескопом Amadeus обсерватории Fairborn, оснащенным фотоумножителем EMI-9828. Технические характеристики и особенности данного инструмента приведены в работе [13]. Авторы получили 70 измерений блеска HD 199178, выполненных относительно стандарта HD 199956 (SAO 50313).

В работе [11] опубликованы данные 242 фотометрических измерений HD 199178 относительно стандарта HD 117876. Наблюдения производились на 60-см телескопе Zeiss-600 Национальной Астрономической Обсерватории Рожен, оснащенном электрофотометром. В работе [9] были собраны фотометрические данные изучаемой звезды за 1975–1995 гг., полученные на различных обсерваториях мира. Там приведен объединенный массив $UBV(RI)c$ фотометрии HD 199178 из работ, опубликованных в 1982–1992 гг., а также включающий ранее неопубликованные собственные данные. Наибольшее количество наблюдений было выполнено на телескопах: 25-см Phoenix 10 обсерватории Mount Hopkins, 48-см АЗТ-14 Майданакской обсерватории, 0.6-м телескоп обсерватории Mount Laguna, 40-см телескоп обсерватории Kvistaberg и 60-см телескоп обсерватории La Palma. Фотометрия проводилась относительно стандартов SAO 50313, SAO 50205 и SAO 50260. Авторы работы [10] редуцировали все звездные величины в стандартную систему Джонсона-Козинса, что позволило нам провести комплексный анализ всех приведенных данных.

Кроме того, была изучена возможность применения фотометрических данных автоматических обзоров неба ASAS-SN и WASP. Большин-

ство обзоров неба, таких как WASP, имеют нестандартную фотометрическую полосу, и редукция их фотометрии в стандартную систему дает большие ошибки, превышающие амплитуду переменности звезды HD 199178. К тому же изучаемая звезда имеет достаточно высокий блеск, так что все ее фотометрические измерения по автоматическим обзорам имеют низкую точность из-за перенакопленного сигнала от звезды на ПЗС-приемнике.

Наконец в нашем анализе были использованы данные многолетнего обзора Kamogata Wide-field Survey (KWS)¹. В обзоре представлены наблюдения звезды в фильтрах *B*, *V* и *Ic*. В нашем исследовании мы ограничились рассмотрением данных для фильтра *B*, полученных в интервале с мая 2015 г. по июль 2016 г. (длительность 433^d или 1.2 года) (HJD 245 7163.28–245 7597.17).

4. ФОТОМЕТРИЯ ПО ФОТОТЕКЕ ГАИШ

Для оценки блеска HD 199178 в эпоху, предшествующую фотоэлектрическим и ПЗС-наблюдениям, были проведены измерения фотопластинок из архива ГАИШ, снятых на Краснопресненской обсерватории МГУ в Москве. Изучались фотопластинки серий S и T размером 24 × 30 см. Данные серии пластинок описаны в работе [14]. Серия S была получена на многолинзовой камере Steinheil в 1895–1933 гг. Инструмент имел диаметр объектива 9.7 см и фокусное расстояние 64 см. В общей сложности было получено около 1200 пластинок. Серия T получена на многолинзовой камере Tessar с диаметром объектива 16 см и фокусным расстоянием 82 см. За период наблюдений с 1914 по 1958 г. было снято более 2770 пластинок. Многолинзовые объективы в сочетании с несенсибилизированными фотоэмульсиями хорошо воспроизводят стандартную фотометрическую систему *B*. Поэтому результаты обработки изучаемых фотопластинок хорошо сопоставимы с данными из других источников.

Для фотометрии HD 199178 были отобраны пластинки с центром α Cug: 4 пластинки из серии S, снятые в 1898–1903 гг., и 41 пластинка серии T за период 1935–1958 гг. Отметим, что оценки блеска звезды были проведены глазомерным способом, т.е. их точность не превышала $\sim 0.06^m$.

В качестве звезд сравнения использовались звезды SAO 50313 ($B = 7.713$), SAO 50205 ($B = 7.338$) и SAO 50260 ($B = 8.193$). Каждое измерение проводилось относительно двух из них так, чтобы значение блеска HD 199178 лежало между соответствующими значениями для стан-

дартов. Звездные величины стандартов в полосе *B* были вычислены как взвешенное среднее от измерений из работы [9]. Стандарты SAO 50313 и SAO 50260 имеют спектральные классы G8 III и K0 III согласно данным [15], соответственно. Они близки к спектральному классу HD 199178 (G5 III–IV) [16]. В то же время спектральный класс SAO 50205 [15] оценен как B8 III, поэтому измерения по первым двум стандартам менее подвержены систематическим ошибкам из-за различия в кривых чувствительности эмульсий и отличия фотометрических систем серий S и T от стандартной полосы *B*. Звезды сравнения не являются известными переменными объектами, изменений разности блеска между ними в наших наблюдениях не замечено.

В табл. 1 представлены характеристики измененных фотопластинок, звезды сравнения, использованные для каждого измерения, и результаты оценки пластинок.

5. ЦИКЛЫ АКТИВНОСТИ HD 199178

В итоге мы получили объединенный массив данных, в который вошли измерения фотоэлектрических и ПЗС-наблюдений HD 199178, а также результаты измерения фотопластинок из архива ГАИШ.

Всего было рассмотрено 2142 оценки блеска звезды в фильтре *B*. Они обладают уникальной продолжительностью и охватывают интервал времени с 1898 г. по июль 2016 г. Длительность рассматриваемого ряда наблюдений равна 43 166.8 сут (118.3 года) (HJD 241 4430.396–245 7597.170).

Представленные на рис. 1 (вверху) данные несомненно свидетельствуют о присутствии цикличности в изменении блеска HD 199178. На основе построенного спектра мощности можно предположить существование возможных циклов активности длительностью 2000, 3165, 5050, 9000 и 21600 сут (соответственно, 5.5, 8.7, 16.6, 24.7 и 59.2 года) (нижняя диаграмма). Для построения периодограмм использовалась стандартная программа LNP-TEST языка IDL, основанная на методе Ломба-Скаргла. Обращают на себя внимание найденные свидетельства о существовании долговременных циклов фотометрической переменности с величинами порядка 25–60 лет. Погрешность приводимых величин достаточно высока: если ее оценивать по полуширине пиков на спектре мощности, то она составляет около 500–1000 сут для первых двух циклов и 2000–3000 сут и более для двух оставшихся. Очевидно, что приведенные величины носят оценочный характер, поскольку наблюдательные данные имеют достаточно большие пробелы и неравномерны по времени, данные измерений по фототеке (светлые символы) разрежены и проч., так что провести

¹ <http://kws.cetus-net.org>

Таблица 1. Результаты измерения фотопластинок

Пластинка	Эмульсия	Юлианская дата	Зв. величина	Стандарты
S51	?	241 4430.396	7.85	A, B
S54	?	241 4499.401	7.90	A, B
S153	?	241 5257.350	7.80	A, B
S218	?	241 6343.384	7.95	A, B
T366	IM	242 8043.349	7.63	A, C
T376	IM	242 8081.261	7.76	A, B
T384	IM	242 8082.250	7.76	A, B
T391	IM	242 8408.352	7.90	A, B
T393	IM	242 8426.365	8.00	A, B
T395	IM	242 8427.341	8.05	A, B
T397	IM	242 8433.254	7.85	A, B
T398	IM	242 8516.150	8.14	A, B
T399	IM	242 8539.144	8.09	A, B
T465	IM	242 8653.485	8.09	A, B
T488	IM	242 8750.383	8.05	A, B
T499	F	242 8759.455	7.81	A, B
T508	F	242 8762.374	7.76	A, B
T512	F	242 8776.368	7.76	A, B
T516	F	242 8779.336	7.81	A, B
T518	F	242 8781.367	7.67	A, C
T1876	A	243 3917.232	7.67	A, C
T1881	A	243 3949.315	7.76	A, B
T1888	A	243 3951.183	7.85	A, B
T1897	A	243 3952.220	7.90	A, B
T1909	A	243 3953.194	7.95	A, B
T1910	A	243 3953.218	7.51	A, C
T1954	A	243 4121.522	7.67	A, C
T1971	A	243 4127.492	7.76	A, B
T1979	A	243 4128.459	7.95	A, B
T1988	A	243 4146.454	7.81	A, B
T1989	A	243 4223.354	7.67	A, C
T1993	A	243 4224.343	7.67	A, C
T1998	A	243 4229.301	7.67	A, C
T2003	A	243 4239.334	7.81	A, B
T2013	A	243 4250.429	7.76	A, B
T2142	A	243 4477.491	7.85	A, B
T2164	A	243 4610.413	7.81	A, B
T2618	A?	243 5724.279	7.81	A, B
T2624	A?	243 5773.169	7.76	A, B
T2627	A?	243 5829.125	7.81	A, B
T2687	A	243 6071.349	7.90	A, B
T2727	A	243 6128.257	7.81	A, B
T2734	A	243 6134.338	7.76	A, B
T2776	A	243 6520.226	7.67	A, C
T2777	A	243 6520.246	7.67	A, C

Примечание. Для эмульсии фотопластинок (второй столбец) приняты обозначения: знак “?” – информация о типе фото-эмульсии отсутствует, IM – Ilford Monarch, F – Fulgur, A – Agfa Astro. Обозначения звезд сравнения (пятый столбец): A – SAO 50313, B – SAO 50260, C – SAO 50205.

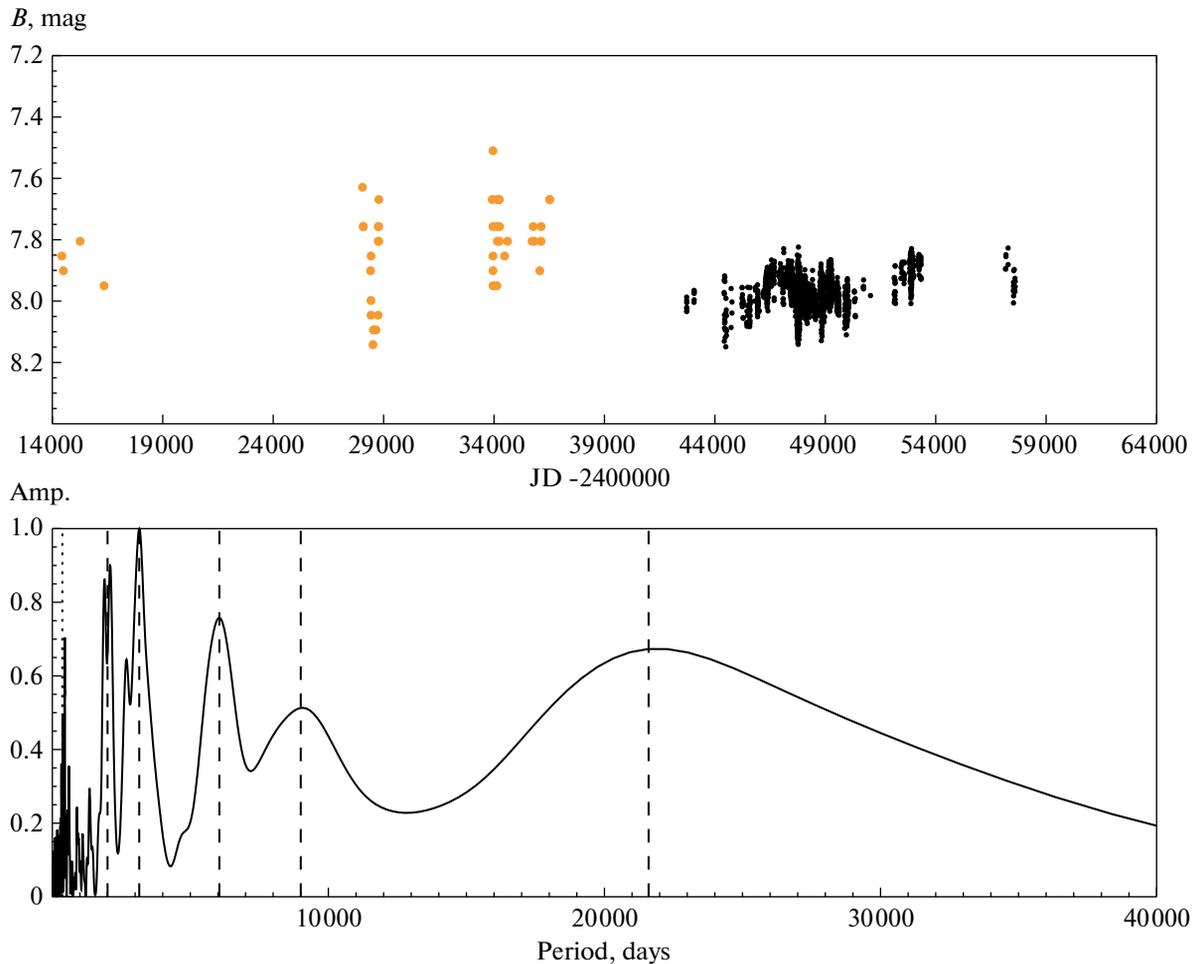


Рис. 1. Верхняя панель: фотометрические наблюдения HD 199178 в фильтре B по данным фотоэлектрических и ПЗС-наблюдений из литературы и измерений фотопластинок из архива ГАИШ (светлые кружки). Нижняя панель: спектр мощности для этих данных, вертикальные штриховые линии относятся к циклам активности 2000, 3165, 5050, 9000 и 21600^d (соответственно, 5.5, 8.7, 16.6, 24.7 и 59.2 года). Пунктирная линия – пик, соответствующий сезонному (около 356^d) периоду.

строгий периодограммный анализ не представляется возможным. Однако само наличие долговременной переменности на шкале времени порядка 60 лет не вызывает сомнения. Вертикальной пунктирной линией указан период, соответствующий годичной переменности.

В работе [12] мы представили результаты анализа фотометрических наблюдений HD 199178, в котором, помимо обычного анализа переменности блеска, по данным в фильтре V мы восстановили распределение температурных неоднородностей на поверхности звезды. Было установлено, что пятна на поверхности HD 199178 концентрируются вблизи двух выделенных долгот, отстоящих друг от друга на 0.5 фазы (180° по долготе). Помимо обнаруженного нами переключения долгот наиболее активной области с одной на другую, происходящего квазипериодически с

циклами в 2.1–2.4 года или 4.1 года, мы предполагаем, что две активные области перемещаются по поверхности звезды, приближаясь друг к другу, и сливаются в единое образование.

Найденная нами в [12] цикличность изменения блеска звезды в фильтре V составляет около 8.0 лет и хорошо прослеживается и в изменениях запятненности звезды. По результатам анализа данных для фильтра B можно отметить, что пик, соответствующий величине цикла длиной 8.7 лет, также является доминирующим.

В исследованиях [9] были выделены два характерных периода долговременной переменности HD 199178: 9.07 лет (по средней кривой блеска) и 2.8 лет (по переменности амплитуды блеска). Авторы [11] не подтвердили ни один из этих циклов, но высказали предположение о существовании цикла в 4.2 года. Найденная нами [12] циклич-

ность изменения блеска звезды составляет 2925^d (8.0 лет) и хорошо прослеживается и в изменениях запятненности звезды. Кроме того, было отмечено, что оба периода из [9] присутствуют в виде пиков на спектре мощности изменений амплитуды блеска. Согласно [12] переключение активных долгот (флип-флоп) имеет цикличность в 1504^d (4.1 года), что совпадает с переменностью, обнаруженной в [11] и составляющей по величине, с одной стороны, половину от цикла изменения блеска звезды и ее запятненности, и с другой — это удвоенный цикл переключения положения активных долгот.

Очевидно, что по мере накопления данных в течение более длительного периода наблюдений повышается надежность заключения об истинности и постоянстве во времени той или иной цикличности.

Полученный нами набор оценок блеска звезды в фильтре B уникальной длительности в 118 лет (с 1898 по 2016 г.), как и ряд литературных источников, свидетельствуют о возрастающей достоверности существования цикла величиной 8.7–9 лет (доминирующий пик на рис. 1).

6. ЦИКЛЫ АКТИВНОСТИ HD 199178 ПО ИЗМЕНЕНИЯМ ПОКАЗАТЕЛЯ ЦВЕТА ($B-V$)

Как было указано выше, используемый в нашем исследовании набор оценок блеска звезды в фильтре B является уникальным по длительности (118 лет), однако по полноте (объему данных, скважности и проч.) он уступает массиву данных о блеске звезды в фильтре V . Было бы естественным рассмотреть возможность объединения этих данных в единый массив. В литературе имеются примеры проведения подобной операции, в том числе в наших исследованиях [17], (см. также, напр., статью [18], авторы которой объединили измерения хромосферной активности звезды HD 166620 и фотометрические данные, полученные в фильтрах b и u в общий массив). Результирующие объединенные временные ряды продемонстрировали хорошее соответствие между активностью и яркостью, показав, что, когда звезда переходила от циклической переменности к стабильному поведению, ее блеск стал слабее. В [17] мы поступили аналогичным образом, объединив для HD 166620 в единый массив все наблюдения обзора Kamogata Wide-field Survey в фильтрах B , V и Ic .

В исследовании [2] была изучена переменность блеска V833 Tau за интервал времени 1899–2019 гг., при этом фотографические величины B были преобразованы в величины V с использованием принятого среднего значения показателя

цвета ($B-V$) = 1.07^m . Как будет показано ниже, подобный подход оказался неприемлем в случае анализа данных для HD 199178.

Мы рассмотрели имеющиеся данные об изменениях показателя цвета ($B-V$) со временем, полученные по одновременным наблюдениям в фильтрах B и V (238 измерений за интервал в 13.4 года, рис. 2). Хорошо заметны общая тенденция к уменьшению величины показателя цвета и вероятные циклические изменения.

На нижней панели рис. 2 приведен спектр мощности для этих данных, вертикальные линии относятся к циклам активности 1250, 1940, 2500, 5300^d (соответственно, 3.4, 5.3, 6.9, 14.5 лет).

Среднее значение показателя цвета ($B-V$) за рассматриваемый промежуток времени составляет 0.771^m , а его медианное значение равно 0.765^m . Очевидно, что прямой переход от данных в фильтре B к величинам в фильтре V несомненно принесет ложные циклы.

7. ВЫВОДЫ

Цель нашей работы состояла в построении уникального ряда фотометрических данных продолжительностью порядка ста лет для звезды HD 199178, принадлежащей к группе звезд типа FK Com. Выполненный нами анализ долговременной периодичности переменности блеска этой звезды основан на всех доступных по литературным источникам измерениях ее блеска в фильтре B . Мы ограничились анализом литературных данных наблюдений только в этом одном фильтре, поскольку рассмотренные нами данные архивных фотографических наблюдений достаточно хорошо сопоставимы с результатами стандартной фотометрической системы B . Использование фотометрических данных автоматических обзоров неба ASAS-SN и WASP не представляется возможным вследствие либо нестандартной полосы пропускания, либо перенакопленного уровня сигнала и проч. Для оценки блеска HD 199178 в эпоху, предшествующую фотоэлектрическим и ПЗС-наблюдениям, были проведены измерения фотопластинок из архива ГАИШ, снятых на Краснопресненской обсерватории МГУ в Москве. Для фотометрии были отобраны 4 пластинки из серии S, снятые в 1898–1903 гг., и 41 пластинка серии T за период 1935–1958 гг.

В итоге нами был создан объединенный массив данных, в который вошли измерения фотоэлектрических и ПЗС-наблюдений из литературных источников, а также измерения фотопластинок из архива ГАИШ. Всего было рассмотрено 2142 оценки блеска звезды в фильтре B . Они обладают уникальной продолжительностью и охва-

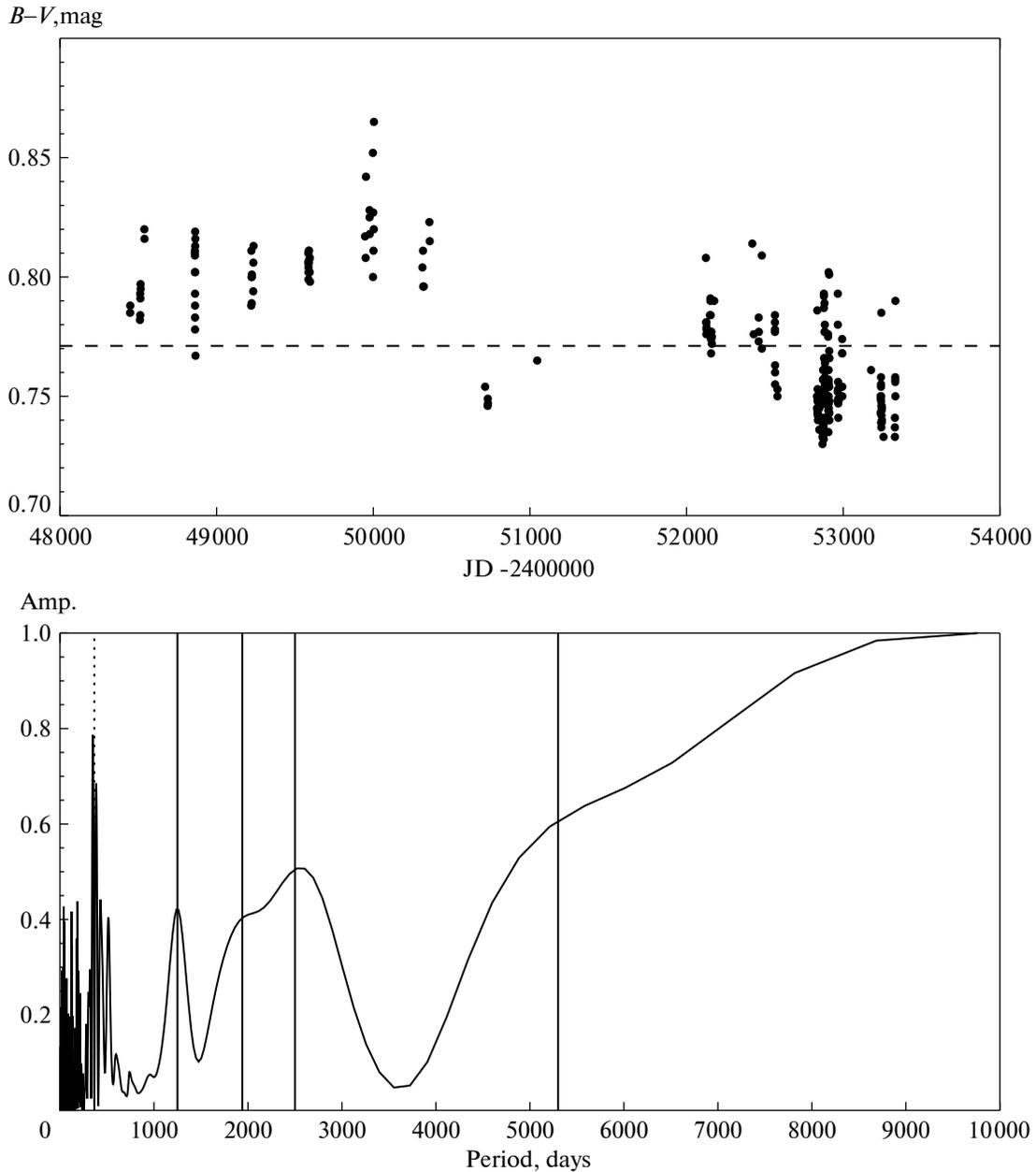


Рис. 2. Верхняя панель: изменения показателя цвета ($B-V$) со временем. Нижняя панель: спектр мощности для этих данных, вертикальные линии относятся к циклам активности 1250, 1940, 2500, 5300^d (соответственно, 3.4, 5.3, 6.9, 14.5 года). Пунктирная линия указывает пик, соответствующий сезонному (около 356^d) периоду.

тывают интервал времени с 1898 г. по июль 2016 г. длительностью в 118.3 года. Найдены свидетельства о существовании долговременных циклов фотометрической переменности с величинами порядка 25–60 лет. На основе построенного спектра мощности сделано предположение о наличии возможных циклов активности в 2000, 3165, 5050, 9000 и 21 600^d (соответственно, 5.5, 8.7, 16.6, 24.7 и 59.2 года). Полученные результаты сопоставлены с другими оценками циклов активности у

HD 199178. Наши результаты и данные ряда литературных источников свидетельствуют о возрастающей достоверности существования цикла длительностью 8.7–9 лет (на спектре мощности ему соответствует доминирующий пик).

К сожалению, преобразование величин B в величины V с использованием принятого среднего значения показателя цвета ($B-V$) (для объединения данных в единый массив) не представляется

возможным из-за изменений показателей цвета ($B-V$) со временем.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Исследование выполнено в рамках проекта “Исследование звезд с экзопланетами” по гранту Правительства РФ для проведения научных исследований, проводимых под руководством ведущих ученых (соглашения №№ 075-15-2019-1875, 075-15-2022-1109).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *K. Oláh, S. Rappaport, T. Borkovits, T. Jacobs, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **620**, id. A189 (2018).
2. *R. Stepanov, N. I. Bondar', M. M. Katsova, D. Sokoloff, and P. Frick*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **495**, 3788 (2020).
3. *B. W. Bopp and R. E. Stencel*, *Astrophys. J.* **247**, L131 (1981).
4. *L. Jetsu, J. Pelt, and I. Tuominen*, *Astron. and Astrophys.* **278**, 449 (1993).
5. *V. B. Puzin, I. S. Savanov, E. S. Dmitrienko, I. I. Romanuyuk, et al.*, *Astrophys. Bull.* **71**, 189 (2016).
6. *D. P. Huenemoerder*, *Astron. J.* **92**, 673 (1986).
7. *B. W. Bopp, J. L. Africano, R. E. Stencel, P. V. Noah, and A. Klimke*, *Astrophys. J.* **275**, 691 (1983).
8. *L. Jetsu, J. Huovelin, I. Tuominen, O. Vilhu, B. W. Bopp, and V. Pirola*, *Astron. and Astrophys.* **236**, 423 (1990).
9. *L. Jetsu, I. Tuominen, B. W. Bopp, O. V. Ezhkova, et al.*, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* **139**, 513 (1999).
10. *T. Hackman, I. Ilyin, J. J. Lehtinen, O. Kochukhov, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **625**, id. A79 (2019).
11. *K. Panov and D. Dimitrov*, *Astron. and Astrophys.* **467**, 229 (2007).
12. *I. S. Savanov*, *Astron. Rep.* **53**, 1032 (2009).
13. *K. G. Strassmeier, E. Serkowsch, and T. Granzer*, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* **140**, 29 (1999).
14. *S. Shugarov, S. Antipin, N. Samus', and T. Danilkina*, *Acta Historica Astronomiae* **6**, 81 (1999).
15. *B. A. Skiff*, *VizieR Online Data Catalog: Catalogue of Stellar Spectral Classifications* (2014).
16. *G. H. Herbig*, *Publ. Astron. Soc. Pacific* **70**, 605 (1958).
17. *I. S. Savanov*, *Astron. Rep.* **67**, in press (2023).
18. *J. K. Luhn, J. T. Wright, G. W. Henry, S. H. Saar, and A. C. Baum*, *Astrophys. J.* **936**, id. L23 (2022).

ACTIVITY CYCLES OF SINGLE G5 III-IV GIANT HD 199178

I. S. Savanov^a, A. N. Tarasenkova^b, N. N. Samus^a, and E. S. Dmitrienko^b

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

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

A unique series of photometric data has been obtained for a period of more than a hundred years for the rapidly rotating single G5 III–IV giant HD 199178 (V1794 Cyg) belonging to the group of stars of the FK Com type. Our analysis of the long-term periodicity of the activity of this star is based on all available measurements of its brightness in B filter. To assess the brightness of HD 199178 in the era preceding photoelectric and CCD observations measurements were made using photographic plates from the archive of the SAI MSU at the Krasnopresnenskaya Observatory of Moscow State University in Moscow (4 plates taken from 1898 to 1903 and 41 plates obtained from 1935 to 1958). As a result, a total of 2142 estimates of the brightness of the star in the B filter were considered. They have a unique duration of 118.3 years and cover the time interval from 1898 to July 2016. Evidence of the existence of long-term cycles of photometric variability with values of the order of 25–60 years has been found. It is assumed that there are possible activity cycles of 2000, 3165, 5050, 9000 and 21600 days (5.5, 8.7, 16.6, 24.7 and 59.2 years). The results obtained are compared with other estimates of activity cycles of HD 199178. The existence of a cycle of 8.7–9 years should be recognized as the most reliable. It is found that to combine data into a single array the conversion of values B into values V using the average value of the color index ($B-V$) is not possible due to changes (including cyclical) of ($B-V$) with time.

Keywords: stars, activity, cycles, photometry

ЭВОЛЮЦИЯ МЕТЕОРОИДНЫХ ПОТОКОВ, ОБРАЗУЮЩИХСЯ ПРИ СТОЛКНОВЕНИЯХ С АСЗ

© 2023 г. Р. В. Золотарёв^{1,*}, Б. М. Шустов^{1,*}

¹Институт астрономии Российской академии наук, Москва, Россия

*E-mail: rv_zolotarev@mail.ru

**E-mail: bshustov@inasan.ru

Поступила в редакцию 04.07.2023 г.

После доработки 15.07.2023 г.

Принята к публикации 17.07.2023 г.

В работе исследуются формирование и эволюция метеороидных потоков, образующихся при столкновениях астероидов, сближающихся с Землей (АСЗ), с объектами Главного пояса астероидов (ГПА). Такой сценарий столкновения считается более вероятным по сравнению со столкновениями между АСЗ, так как многие АСЗ в силу своего происхождения пересекают область ГПА, в которой плотность объектов существенна по сравнению с внутренними областями Солнечной системы. Получающиеся таким образом метеороидные потоки имеют ряд отличий от потоков кометного происхождения как в плане формирования потока, так и при дальнейшей динамической эволюции. В данной работе получены оценки для темпа образования метеороидов в результате столкновений АСЗ с астероидами ГПА. На основе моделей высокоскоростных столкновений и данных об эксперименте DART получены возможные распределения частиц по размерам и скорости. Проведено численное моделирование динамики получающегося метеороидного потока с учетом гравитационных возмущений и радиационных сил, изучено влияние начальной скорости выброса на эволюцию потока. Проведен анализ темпа производства пыли с учетом распределения текущего населения АСЗ, сделан вывод о том, что темпы притока метеороидов астероидного и кометного происхождения (в массовом выражении) могут быть вполне сравнимы.

Ключевые слова: АСЗ, метеороид, метеороидный поток, столкновения астероидов

DOI: 10.31857/S0004629923100092, **EDN:** AXFAMP

1. ВВЕДЕНИЕ

Метеорные потоки — явления в земной атмосфере, возникающие вследствие прохождения Земли сквозь метеороидные потоки (рои). По сложившейся практике название метеороидного потока часто применяют и для наблюдаемого явления и для соответствующего метеороидного потока. Многие метеороидные потоки образуются и существуют, оставаясь необнаруженными, поскольку их орбиты не пересекают орбиту Земли, а обнаружить такие потоки дистанционно невозможно. Наиболее эффективным механизмом образования метеороидных потоков обычно считают распад кометных ядер вследствие их приближений к Солнцу. Однако есть и другой механизм — столкновительный, который работает и для ядер комет и для астероидов. Большинство разовых выбросов при столкновениях происходит незаметно для наблюдателей, поскольку прогнозировать и, соответственно, подготовиться к наблюдениям таких событий невозможно, но последствия выбросов — образование пылевой экзосферы, хвоста — иногда обнаруживаются.

В течение последнего десятилетия большое внимание привлекает новый класс объектов — так называемые “активные астероиды”, к которым относятся и “кометы Главного пояса” — КГП (см. исторический обзор в [1]). Это тела (их пока известно несколько десятков), у которых были зарегистрированы хотя бы один раз выраженные признаки кометной активности (образование комы и/или хвоста). Как показано в [2, 3], более пространственной, хотя и относительно более слабой и не проявляющейся так явно, как у КГП, может быть сублимационно-пылевая активность астероидов примитивных типов, ведущая к образованию у них временной, разреженной пылевой экзосферы, которая может быть обнаружена спектральным методом.

Такая активность может возникать, как правило, при столкновениях астероидов, ведущих к (частичной) дезинтеграции этих тел, или при интенсивной сублимации льдов, содержащихся в теле астероида и извлеченных на поверхность астероида вследствие удара [4]. Обсуждаются и

другие механизмы (см. [5]), но они слабы и требуют для активации весьма специфичных условий.

В то время как многие кометы тщательно наблюдаются при их приближении к перигелию и регистрируется интенсивность потоков газа и твердых частиц из ядра, т.е. отслеживается процесс образования (очередной порции частиц) метеороидного потока, зафиксировать свежее столкновение природных тел — это элемент случайной наблюдательной удачи. Пример такой удачи — объект P/2010 A2. Сразу после открытия 6 января 2010 г. на наземном телескопе LINEAR и выполненных вскоре наблюдениях на телескопе им. Хаббла этот необычный объект рассматривался либо как представитель нового на тот момент динамического класса КГП, либо как проявление столкновения двух астероидов семейства Флора. Вторая интерпретация получила признание [6].

Поскольку активные астероиды, как правило, обнаруживаются случайно только после образования хвоста из выброшенных частиц, процесс превращения ударного выброса в хвост непосредственно не наблюдался. Однако недавняя миссия NASA по проверке изменения орбиты двойного астероида (DART), помимо успешного изменения орбитального периода астероида Диморфос, продемонстрировала процесс активации астероида в результате столкновения при точно известных условиях столкновения. В [7] приведены результаты наблюдений с помощью космического телескопа Хаббл ударного выброса на интервале времени от $T + 15$ мин до $T + 18.5$ сут, где T — момент удара, при пространственном разрешении ~ 2.1 км на пиксель. Наблюдения показали сложную эволюцию выброса. Облако самых мелких частиц рассеялось быстро (в течение менее часа), а медленно движущиеся частицы образовали коническую и другие структурные элементы выброса, самым долгоживущим из которых стал хвост, который рассеялся в течение примерно месяца. По морфологии он соответствовал образовавшемуся в результате удара хвосту астероида P/2010 A2. Таким образом, эволюция выброса, последовавшая за экспериментом по контролируемому столкновению DART, обеспечивает важную основу для понимания фундаментальных механизмов разрушения астероидов.

Вернемся к метеорным потокам. Согласно [8] статистика метеорных потоков в Центре метеорных данных MAC на конец 2020 г. включала 835 потоков, 112 из которых получили названия, официально признанные MAC. Около 700 потоков включены в т.н. “Рабочий список”. Исследователи, наблюдающие метеоры с помощью различных технологий, составляют свои списки метеорных потоков, и эти списки очень сильно

различаются по числу потоков (от 45 до 815!). Сложная картина и со списками родительских тел. Не вдаваясь в описание различий, отметим, что потоков, уверенно ассоциированных с родительскими телами, немного (лишь несколько десятков): в базе Центра метеорных данных MAC¹ ассоциируются с кометами как с родительскими телами — 21 поток, 5 — с астероидами, из них Каппа-Цигниды — с астероидом 2008 ED69, Квадрантиды — с астероидом (196256) 2003 EH1 и Геминиды — с астероидом (3200) Phaethon. Однако и эти астероиды, по-видимому, имеют кометное происхождение, т.е. являются ядрами (фрагментами ядер) спящих комет (см. для 2008 ED69 аргументы, приведенные в [9], для 2003 EH1 — в [10, 11], для (3200) Phaethon — в работе [12, 13]). Впрочем свойства объекта (3200) Phaethon активно обсуждаются и приводятся аргументы в пользу его астероидной (активного астероида) природы [14–16]. В указанном выше списке Центра метеорных данных MAC также приведены ассоциации метеорных потоков с астероидами (кроме уже указанных выше астероидов) 2004 T10, 2004 HW, 2005 UD и 2009 U10. В [17] отмечено, что возможно астероид 2004 TG 10 является фрагментом кометы Энке. Астероид 2005 UD возможно является фрагментом астероида (3200) Phaethon [18].

Такая статистика объясняет, почему обычно полагают, что практически все метеорные потоки — результат входа в атмосферу Земли метеороидных потоков, образовавшихся при распаде комет вследствие их сближений с Солнцем [11, 19–21]. И все же происхождение некоторой части метеорных потоков объясняется распадом или столкновениями астероидов. В работе [22] приведен список из десяти нумерованных астероидов (из перечисленных выше в список входит только (3200) Phaethon), с которыми ассоциированы ряд метеороидных потоков, однако дальнейших работ по этим ассоциациям найти не удалось. В работах [23–25] и др. обсуждаются возможные физические и динамические процессы формирования метеороидных потоков при столкновениях астероидов, а также отличия в наблюдаемых характеристиках метеоров, обусловленные их происхождением. Например, в работе [26] исследована глубина проникновения в атмосферу одинаковых по массе метеороидов кометного и астероидного происхождения и показано, что астероидные в силу большей плотности проникают глубже.

Пожалуй, самый сильный общий аргумент в пользу существования метеороидных потоков астероидного происхождения состоит в том, что многие метеориты имеют явно астероидное происхождение (например железокремнистые, железно-никелевые, ахондриты и т.д.), т.е. они

¹ <https://www.ta3.sk/IAUC22DB/MDC2022/>

образовались в результате разрушения именно астероидов. Такие разрушения, конечно, вызывают выброс ансамбля частиц различных размеров, т.е. метеороидных роев.

Понятно, что в качестве метеорных потоков проявляются лишь те метеороидные потоки, которые пересекают орбиту Земли, и родителями таких потоков могут быть лишь объекты, сближающиеся с Землей (ОСЗ). Среди ОСЗ комет, сближающихся с Землей (КСЗ), относительно мало. Согласно статистике NASA² на апрель 2023 г. было открыто около 32 тыс. астероидов, сближающихся с Землей (АСЗ), и 121 КСЗ. Почему же большая часть потоков, ассоциируемых с родительскими телами, ассоциируются именно с кометами? Это, по-видимому, обусловлено не столько количеством потенциальных родительских тел, сколько с механизмами образования и эволюции метеороидных потоков.

Особенности образования и эволюции метеороидных потоков кометного происхождения изучались многими авторами (см. ссылки в работах [26–28]). Характерными особенностями является то, что основная фаза отделения метеороидных частиц от ядра кометы протекает в перигелийной зоне и что такие выбросы происходят регулярно. Повторяемость обуславливает постоянную подпитку метеороидного потока на протяжении жизни кометы (для типичных комет – тысячи лет). Это обуславливает относительную стабильность наблюдаемого потока на протяжении такой временной шкалы и облегчает идентификацию потока (ассоциацию с какой-либо кометой), поскольку длительное время сохраняется относительно высокая концентрация метеороидов.

У астероидов выброс вещества при соударении происходит мгновенно и однократно и может происходить в любом месте орбиты, т.е. не обязательно в перигелии, а в зоне, где частота столкновений повышена, либо в зоне, где астероиды подвергаются разрушению по другим причинам. Естественно полагать, что наиболее часто астероиды сталкиваются в зоне Главного пояса, где концентрация астероидов повышена и, более того, АСЗ проводят там большую часть времени.

Считалось, что время жизни метеороидного потока определяется только его динамической эволюцией, никакой “подпитки” здесь уже нет. Но в последнее время интерес привлекает и другой вариант. В [29] показано, что динамические модели популяции околоземных астероидов (NEA) дают большее количество тел с перигелием вблизи Солнца, чем это следует из наблюдений, и предполагается, что АСЗ с малыми перигелиями подвергаются “суперкатастрофическому разрушению” в результате не вполне понятного про-

цесса. Механизм разрушения, хотя и явно связан с высокой температурой, не является тривиальным. Возможно, что горные породы распадаются на мелкие частицы в результате термического растрескивания верхнего слоя, а затем самые мелкие частицы сдуваются с астероида радиационным давлением. В [30] сделано предположение, что суперкатастрофическое разрушение может быть вызвано столкновениями с метеороидами, которые достигают высоких скоростей и концентрации в околосолнечной области. В этом случае астероиды могут сбрасывать верхние слои неоднократно, хотя и не периодически, и как раз в зоне перигелия, т.е. почти по кометному образцу. В целом все-таки такие суперкатастрофические разрушения редки, поскольку число АСЗ с очень малыми перигелийными расстояниями относительно невелико. Как видно из рис. 1, построенного по ансамблю известных АСЗ (данные с сайта Центра малых планет³), количество АСЗ, имеющих $q < 0.2$ а.е. (термические эффекты могут быть существенны лишь при высоких температурах $T > 600$ К, что соответствует $q < 0.2$ а.е.), составляет лишь примерно 0.3% от общего числа.

Динамическая судьба метеороидного потока определяется несколькими факторами: параметрами орбиты родительского астероида, положением родительского астероида на орбите в момент столкновения, энергией столкновения, спектром масс (размеров) и скоростей выброшенных фрагментов, а также геометрией выброса. Параметров много, и пока что достаточно полной теоретической картины образования астероидных метеороидных потоков не существует. Эта проблема имеет помимо чисто научных аспектов и определенный практический интерес. Безопасность космической деятельности в околоземном космическом пространстве (ОКП) в значительной степени определяется свойствами потока метеороидов в ОКП. Необходимо прогнозировать параметры потока: концентрацию частиц, их размеры, скорость и т.д. Все эти параметры зависят от условий образования потока, его возраста, динамической эволюции и т.д., т.е. от характеристик, которые помогают определить и наблюдения, и теория. Мы полагаем, что несмотря на определенный прогресс в понимании образования метеороидных потоков, образование и эволюция метеороидных потоков астероидного происхождения остаются гораздо менее изученными по сравнению с метеороидными потоками кометного происхождения.

В данной работе мы рассматриваем теоретические аспекты образования и эволюции метеороидных потоков астероидного происхождения, которые могут вносить вклад в населен-

² <https://cneos.jpl.nasa.gov/stats/totals.html>

³ <https://minorplanetcenter.net>

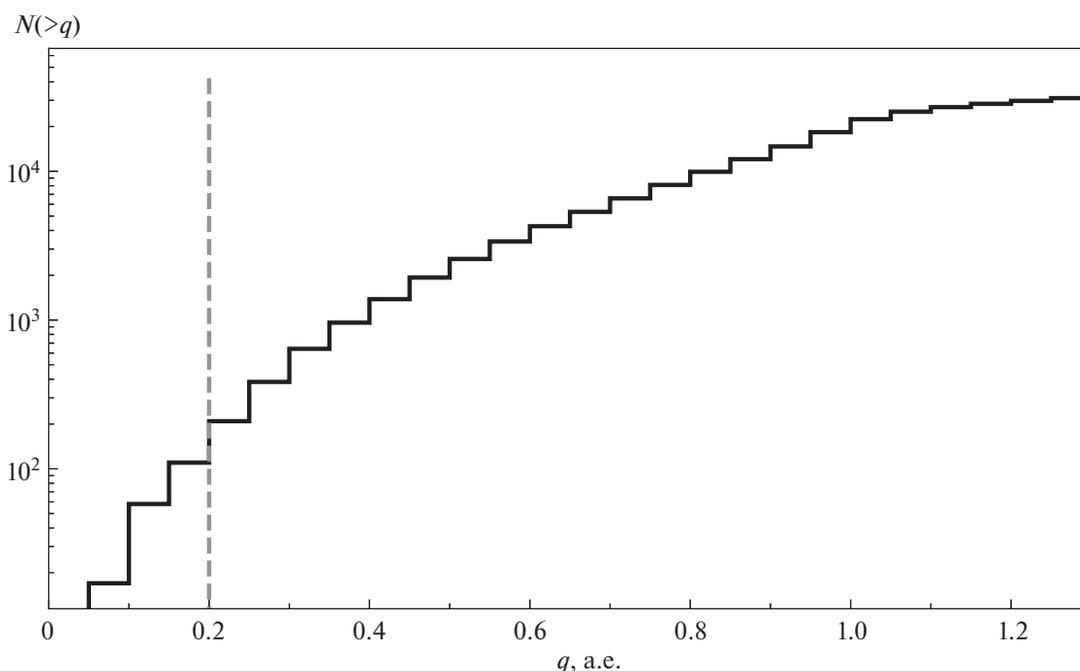


Рис. 1. Распределение АСЗ по перигелийному расстоянию.

ность околоземного пространства метеорными телами. В разделе 2 описана постановка задачи, включая такие аспекты, как принятая картина образования метеороидных потоков при столкновениях астероидов, распределение масс и скоростей образовавшихся частиц (фрагментов), метод расчета динамики метеороидных потоков и населенности ОКП, выбор начальных параметров моделей. В разделе 3 представлены результаты, т.е. описаны картина динамической эволюции для базовой модели, зависимость эволюции от размера метеороидных частиц и начального распределения скоростей фрагментов. Также обсужден вопрос о возможности точного прогнозирования интенсивности метеороидных потоков в ОКП. Сравнение темпов производства метеороидов кометами и астероидами выполнено в разделе 4, а заключение дано в разделе 5.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

2.1. Общая картина происхождения метеороидных потоков при столкновениях астероидов

Полагаем, что метеороидный поток астероидного происхождения рождается при столкновении АСЗ с меньшим по размеру астероидом Главного пояса астероидов (ГПА). АСЗ при этом находится в афелийной зоне орбиты, т.е. в ГПА, т.к. согласно [31] источником 95% АСЗ является именно ГПА. Столкновения в этой зоне наиболее часты, да и АСЗ большую (значительную) долю времени проводят именно в афелийной зоне.

На рис. 2 дана базовая картина выброса частиц при столкновении астероида-ударника с (более массивным) астероидом-мишенью. Толщина и густота стрелок соответствуют размеру и числу частиц и иллюстрируют тот факт, что крупных частиц (более толстые стрелки) меньше, чем мелких (более тонкие стрелки). Длина стрелок иллюстрирует зависимость скорости от размера (радиуса) выбрасываемых частиц. Также показано поле скоростей фрагментов, образовавшихся при бомбардировке базальтовой мишени в лабораторном эксперименте [32].

В результате столкновения происходит выброс вещества в конус с полным углом раствора α . В работе [33] приведены статистические результаты: параметры воронок от наземных взрывов химических и ядерных взрывных элементов. Диапазон энергий взрывов химических зарядов весьма широк — от 1 т до 5 кт тротилового эквивалента. Воронки (кратеры) характеризуются следующими показателями: в мягких породах отношение h_c/D_c , где h_c и D_c — глубина и диаметр кратера, составляет примерно 0.27, в более твердых трещиноватых горных породах 0.23. При условной конической форме воронки это дает полные углы раствора $\alpha = 122^\circ$ и 131° соответственно. Согласно [34] глубина природного земного кратера связана с диаметром кратера соотношением $h_c/D_c = 0.20$. Наблюдения ансамблей кратеров примерно одного возраста на одном и том же астероиде дают разброс, обусловленный прежде всего различием свойств различных

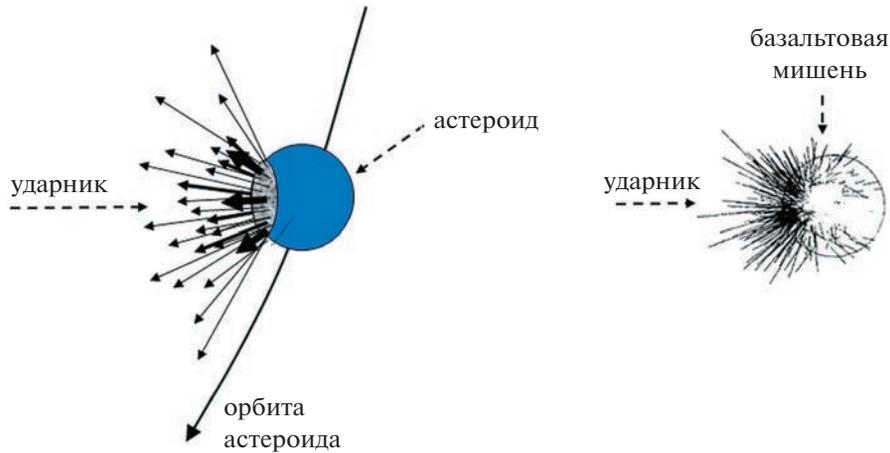


Рис. 2. Слева: схема вылета частиц (метеороидов) из кратера, образовавшегося при столкновении астероидов. Справа: векторы скоростей (без стрелок) фрагментов, образовавшихся при бомбардировке базальтовой мишени в лабораторном эксперименте [32].

участков поверхностей. Согласно [35] распределение h_c/D_c для ансамбля из примерно 500 кратеров в диапазоне размеров от 3 до 63 км на астероиде 4 Веста соответствует распределению по Гауссу в диапазоне 0.05–0.4 с максимумом 0.18. В дальнейшем мы примем это значение.

В натурном космическом эксперименте DART угол раствора конуса выброса определен как $125^\circ \pm 10^\circ$ [7]. Впрочем, как показано в работе [28], в которой моделировались образование и эволюция метеороидного потока, связанного с ядром кометы, эволюция метеороидного потока слабо зависит от геометрии выброса, если не принимать крайние предположения (очень узкий и притом единственный конус выброса), а вот зависимость от скорости выброса намного существеннее. В классической работе [36], в которой обобщен большой опыт натуральных и теоретических экспериментов, показано, что рассчитанные скорости выброса нечувствительны к углу выброса. Следовательно, можно принять простую схему выброса в полусферу ($\alpha = 180^\circ$) с одной (для данного размера частиц) скоростью. Обсуждению скорости выброса посвящен следующий подраздел.

При столкновении из кратера выбрасывается вещество массой M_c . Ее можно оценить, предполагая коническую структуру кратера: $M_c = \pi/12 D_c^2 h_c \rho_t$, где ρ_t – средняя плотность мишени. Размер кратера зависит от энергии (скорости и массы) ударника. Режим образования кратеров на небольших астероидах (менее ~ 10 км) при характерной прочности ~ 1 кПа и ударниках размером не более 100 м является прочностным (см. более подробно в [4]). Размеры такого кратера

(диаметр кратера D_c) можно оценить с использованием выражения из работы [37],

$$D_c = 2.06 r_p \left(\frac{\rho_t V_p^2}{Y} \right)^{0.205} \left(\frac{\rho_p}{\rho_t} \right)^{0.40}, \quad (1)$$

где r_p и V_p – радиус и скорость ударника, ρ_t и ρ_p – плотности астероида-мишени и ударника соответственно.

Оценим массу M_c вещества, выброшенного из кратера:

$$M_c \approx 0.412 r_p^3 V_p^{1.23} \rho_t^{1.615} / Y^{0.615} \left(\frac{\rho_p}{\rho_t} \right)^{1.2} \text{ кг}. \quad (2)$$

Это оценочная формула. Зависимость от ρ довольно сильная, но сама плотность астероидов варьируется не очень существенно, в пределах $\sim (1-5) \times 10^3$ кг/м³, так что фактор $\rho^{1.615}$ может дать разброс примерно в порядок величины. Прочность Y может варьироваться для разных веществ на несколько порядков величины от астероида к астероиду (у астероидов С и М классов, например), к тому же и структура астероидов может быть весьма различной – от “кучи щебня и пыли” до монолита [38]. Так что фактор $Y^{0.615}$ тоже может дать разброс не менее порядка величины. Правда оба этих фактора (плотность и прочность), вероятно, работают “навстречу” друг другу, т.к. менее плотные объекты обычно являются менее прочными. В целом использовать формулу (2) можно что называется “по порядку величины”, если ρ и Y заранее неизвестны. Для дальнейшего рассмотрения примем, что $\rho_p = \rho_t = \rho$. Приняв типичные значения $\rho = 2000$ кг/м³ и $Y = 1$ кПа (примерно такая оценка по результатам

космических экспериментов для астероидов Итокава, Бенну, Рюгу, Диморфос), получим оценочное выражение:

$$M_c \approx 1260r_p^3 v_p^{1.23} \text{ кг.} \quad (3)$$

Для примера оценим массу выброшенного вещества при соударении астероида-мишени и ударника размером $r_p = 5$ м со скоростью $v_p = 5000$ м/с. Получим $M_c = 5.58 \times 10^9$ кг. Интересно применить формулу (2) для оценки массы выброса в эксперименте DART. Согласно [39] в момент удара масса КА, т.е. ударника, была 580 кг, скорость 6.14 км/с. Эти авторы оценили плотность астероида в 2400 кг/м³. Приведенный к этой плотности эффективный радиус ударника будет 0.73 м. Применяя (2), получим $M_c \approx 3.94 \times 10^3$ т. Близкая априорная оценка (5 тыс. т) дана в [40]. Апостериорные оценки M_c варьируются в диапазоне 1–10 тыс. т. В общем, использовать формулы (2) и (3) для оценки M_c “по порядку величины” представляется возможным.

Как мы видели, при типичных скоростях столкновений выброшенная масса в несколько тысяч раз превышает массу ударника. Однако формулы (2) и, соответственно, (3) применимы не во всем диапазоне размеров и скоростей ударников. Согласно [41] (см., напр., таблицу 3.3 из этого классического пособия) в (суб)миллиметровом диапазоне размера ударников отношение выброшенной массы к массе ударника примерно такое же, как и для более крупных ударников, а вот для ударников микронного размера это отношение близко к 1–5. В работе [42] изучались микрократеры в обычном натриево-известковом стекле при бомбардировке микроударниками из полистирола низкой плотности ($\rho = 1.06$ г/см³) с массами от 0.7 до 62 пикограмм и скоростями от 2 до 14 км/с. При нормальном падении общая смещенная масса M_e материала мишени на единицу кинетической энергии снаряда медленно увеличивается вместе с кинетической энергией ударника E (здесь измеряется в микрожоулях) как $M_e = 230E^{1.1}$ пикограммов. Это означает, что при ударе снаряда массой 50 пг со скоростью 5 км/с будет выброшена масса 115 пг. В дальнейших расчетах это нужно учитывать. Мы вводим корректирующий множитель $k(d_p)$, который на шкале размеров ударников от $d_p = 100$ мкм до 1 мкм уменьшается от 1 до 0.001.

Выброшенное при ударе вещество представлено в виде частиц различного размера, вылетающих с различными скоростями. В принципе задача динамической эволюции метеороидного роя и заключается в отслеживании движения этих частиц. Количество частиц определяется массой и

распределением частиц по размерам (обсуждается в следующем разделе).

2.2. Распределение масс и скоростей фрагментов при столкновениях

Выброс вещества из родительского тела со скоростью, превышающей скорость убегания, приводит к образованию комы из выброшенных фрагментов, в которой изначально много очень мелких частиц (микронного размера). Поскольку общая площадь таких частиц велика, они рассеивают гораздо больше солнечного излучения, чем более крупные частицы. Эти частицы, как правило, выбрасываются с большими, чем более крупные фрагменты, скоростями (см. далее), затем они быстро рассеиваются, поэтому поярчение и последующий спад блеска происходят на короткой шкале времени. Пример — кривая блеска двойного астероида Дидим во время столкновения с КА DART, приведенная в работе [43, рис. 2]. Более крупные частицы выбрасываются с меньшими скоростями и из них образуется ансамбль в виде “хвоста”, который затем относительно медленно расплывается по орбите и образует метеороидный поток. Эти частицы тоже вносят свой вклад в блеск объекта. Детали картины получающегося выброса зависят от распределения масс (размеров) и скоростей выбрасываемых частиц (метеороидов).

Практически во всех теоретических исследованиях выбросов частиц при ударах принимается, что конкретное исходное распределение частиц по размерам имеет степенной вид $dn = C_r r^{-s_r} dr$ (dn — число частиц, значения радиусов которых r лежат в интервале $[r, r + dr]$) и характеризуются минимальным и максимальным размерами (радиусами) r_{\min} и r_{\max} и наклоном (индексом) s_r . C_r — фактор, значение которого определяется общим количеством частиц в ансамбле. В данной работе выбраны значения $r_{\min} = 0.05$ мм и $r_{\max} = 50$ мм.

Степенной спектр масс выглядит аналогично, его индекс s связан с s_r как $s = 3s_r - 2$. Здесь спектры представлены в дифференциальной форме, в кумулятивной форме значения индексов меньше на 1. Значения $s < 2$ ($s_r < 4$) указывают на то, что в более крупных (массивных) частицах содержится большая часть массы ансамбля частиц, а значения $s > 2$ ($s_r > 4$) указывают на то, что большая часть массы сосредоточена в мелких частицах.

Исследованиям спектра масс фрагментов, образующихся в результате разрушительных столкновений между твердыми телами, посвящено множество работ. Согласно моделям [44–47] индекс спектра масс фрагментов астероида, образо-

вавшихся при высокоскоростном ударе, близок к $s = 2$. Важную информацию дают лабораторные и натурные эксперименты. Для изучения столкновительной эволюции астероидов и моделирования их фрагментации при соударении проводились экспериментальные исследования по разрушению твердых тел при высокоскоростном ударе. Было выполнено много экспериментов по удару более мелко тела — ударника о более крупное — мишень для изучения масс (размеров), форм, скоростей и вращения образовавшихся в результате разрушения мишени фрагментов (см. хороший обзор в [48]). Экспериментальные исследования проводились для разных форм, размеров, структур, и материалов мишени (базальты, гипс, пиррофиллит, керамика, цементные смеси, стекло, искусственно созданные конгломераты, образцы метеоритов: обыкновенные и углистые хондриты), и для разных скоростей, форм и материалов ударника. Согласно [48] по результатам большинства экспериментов значения s лежат в диапазоне 1.65–1.88 и, соответственно, s_r в диапазоне 2.95–3.64. По результатам эксперимента DART по профилям яркости хвоста из совокупности длительных экспозиций с момента $T + 5$ ч до последней совокупности при $T + 18.5$ дней показатель дифференциального распределения частиц по размерам s_r , полученный из линейной части профилей яркости хвоста на различных изображениях, определен как 2.7 ± 0.2 [7]. Важные данные о зависимости числа объектов естественного происхождения от их размера (массы) в ближнем космосе дает диаграмма в работе [49, рис. 10] (она также представлена в расширенном виде в статье [27, рис. 1]). На этом рисунке показана сводная статистика (по многим экспериментам и моделям) столкновений объектов естественного космического мусора с Землей за год. Согласно [49] в указанном выше диапазоне размеров метеороидов $s_r \approx 3.7$ –4.0. Имея в виду этот разброс, при моделировании процесса образования и эволюции метеороидных потоков логично использовать (протестировать) несколько значений $s_r = 2.5, 3.3, 4.0$, считая стандартным (номинальным) значением 3.3.

Столь же значителен разброс оценок спектра скоростей разлета частиц при высокоскоростных ударах. В работе [27] проведен небольшой анализ этого вопроса. Продолжим этот анализ, привлекая некоторые дополнительные материалы. Как и в спектрах по массам и размерам частиц, вслед за многими исследователями примем степенную форму связи размера (радиуса) r выброшенных при ударе частиц, и их скоростей в виде $v(r) \propto r^{-\beta}$. В работе [50] приведен результат оценки β для крупных фрагментов выбросов из лунных кратеров и показано, что $\beta = 0.4$ –0.66. В компиля-

тивной работе [51] собраны сведения о многих кратерах на Луне, Меркурии, Марсе, Европе и Ганимеде и представлена зависимость $v(r) \propto r^{-1}$. Конечно, во всех таких исследованиях широко используются модельные представления. В лабораторных экспериментах удается пронаблюдать ударные процессы с высоким временным и пространственным разрешением, но на малых пространственных масштабах. В статье [32] приведены результаты эксперимента, в котором базальтовые и глиноземные сферы диаметром 6 см обстреливались нейлоновыми ударниками диаметром 7 мм со скоростями 3–4 км/с. Из высокоскоростных фотографических записей, сделанных с двух ортогональных направлений, с помощью процессора обработки изображений были получены скорости, положения и размеры нескольких сотен фрагментов. Определены трехмерные скорости фрагментов и получена некоторая средняя зависимость скорости фрагмента (размером более 1 мм) от его массы $v(m) \propto m^{-1/6}$. Эта зависимость показана на рис. 3 штрихпунктирной линией. В работе [52] приведены результаты аналогичного эксперимента — бомбардировка гипсовой мишени нейлоновым ударником со скоростью 4 км/с. Отмечено несколько фаз выброса: сначала регистрируется вылет очень мелких частиц (< 0.1 мм) с высокими скоростями (до ~ 1 км/с), затем частиц размером 0.1–1 мм со скоростями до 200 м/с, и затем частиц размером 0.1–10 мм со скоростями в несколько метров в секунду. В этой последней фазе мелких частиц также много (до 90% от общего числа). Некоторая средняя зависимость скорости v от массы m частиц подчиняется закономерности $v(m) = 6.4(m/M_t)^{-0.16}$ м/с, где M_t — масса мишени. Это означает, что зависимость скорости v от диаметра частицы a можно записать в виде $v(a) = 16.6a^{-0.48}$ (диаметр частицы a в см, v в м/с). Эта зависимость также показана на рис. 3 (штриховой линией). Наклон графика зависимости тот же, что и в работе [32], вертикальный сдвиг объясняется разными подходами к усреднению.

Принимая во внимание приведенные результаты разных авторов, мы в качестве “нулевого” приближения используем распределение максимальных скоростей фрагментов радиуса r в виде

$$v(r) \approx C_{v-r} \left(\frac{r}{1 \text{ см}} \right)^{-2/3} \text{ м/с.} \quad (4)$$

В качестве базовой возьмем зависимость при значении фактора $C_{v-r} = 10$ м/с. Соответствующая кривая (сплошная линия) нанесена на рис. 3. В моделировании желательнее учитывать большой разброс от зависимости (4) (см. рис. 3). Можно,

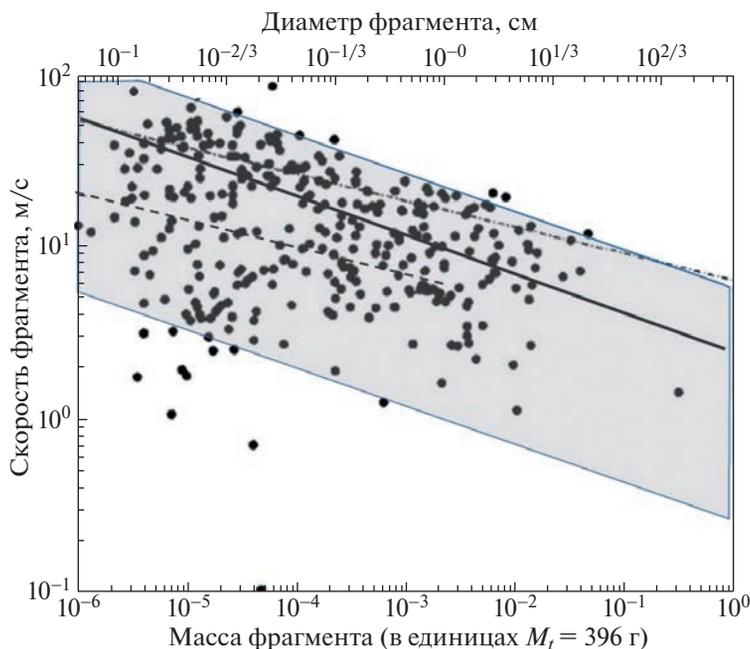


Рис. 3. Скорости и массы фрагментов в лабораторных экспериментах высокоскоростных соударений. Точки – данные [32], штрихпунктирная линия – приближение из [32], штриховая линия – [52], сплошная линия – наше приближение (4), полученное при плотности мишени 2000 кг/м^3 . Затонирована область значений при варьировании фактора C_{v-r} в зависимости (4) (см. текст).

например, искусственно рассеивать параметры модельных фрагментов в области (r, v) относительно основной зависимости (4). Простой способ – задать несколько значений фактора C_{v-r} . Чтобы покрыть большую часть области, содержащей точки (данные измерений) на рис. 3, мы задали значения C_{v-r} в диапазоне 1–22 м/с.

Согласно [53], в экспериментах по бомбардировке льдосодержащих силикатных мишеней максимальные скорости разлета фрагментов не превышали 700–800 м/с, независимо от скорости ударника (варьировалась в пределах 0.9–11 км/с). Это важно для постановки задачи, поскольку именно в таких пределах значений скорости происходит большинство столкновений астероидов в Главном поясе [54].

2.3. Методика моделирования и начальные значения параметров

Основными начальными параметрами, определяющими динамическую эволюцию метеороидного потока, образовавшегося при столкновении ударника с АСЗ, помимо элементов орбиты родительского тела, являются момент выброса (положение астероида на орбите в момент столкновения), а также распределения выбрасываемых метеороидов по скорости и размеру (массе). Полагаем, что выброс (столкновение) происходит в

Главном поясе астероидов, где концентрация ударников относительно высока. В качестве родительского АСЗ был рассмотрен модельный астероид со следующей орбитой в гелиоцентрической системе координат: перигелийное расстояние $q = 0.9 \text{ а.е.}$, афелийное расстояние $Q = 3 \text{ а.е.}$ (большая полуось $a = 1.95 \text{ а.е.}$, эксцентриситет $e = 0.54$), наклонение $i = 10^\circ$, долгота восходящего узла $\Omega = 50^\circ$, аргумент перицентра $\omega = 50^\circ$. Такие орбитальные параметры соответствуют средней орбите среди АСЗ, афелий которых расположен в ГПА. С одной стороны, астероид пересекает Главный пояс при прохождении афелийного участка орбиты, с другой – орбита проходит достаточно близко к орбите Земли, чтобы регистрировался получающийся метеорный поток. Считаем, что столкновение происходит в афелии орбиты АСЗ.

Для расчетов выбраны четыре значения радиусов частиц: 0.005, 0.05, 0.5 и 5 см. В качестве параметра модели выберем начальную скорость выброса частиц, будем варьировать коэффициент C_{v-r} в выражении (4). Для базовой модели примем среднее значение $C_{v-r} = 10$. В табл. 1 собраны полученные значения скорости для частиц каждого размера. Параметр β , относится к силам радиационного характера (см. ниже). Также в таблице указаны цвета, которые будут использованы в

Таблица 1. Параметры метеороидов в моделях

Размер частицы, мм		0.05	0.5	5.0	50
Параметр β_r		5.7×10^{-3}	5.7×10^{-4}	5.7×10^{-5}	5.7×10^{-6}
Модель	C_{v-r}	Скорость частицы, м/с			
M1	1	34.20	7.37	1.59	0.34
M10	10	341.99	73.68	15.87	3.42
M22	22	752.39	162.01	34.92	7.52
Цветовое обозначение		желтый	красный	зеленый	синий

дальнейшем для маркировки размеров метеороидов на рисунках.

Динамическая эволюция метеороидного потока исследовалась численно путем интегрирования движения ансамбля частиц-метеороидов в Солнечной системе с учетом гравитационных и негравитационных сил. Методика схожа с использованной в работе [28]. Для каждого расчета задавалось 10^5 частиц каждого типа (размера). Интегрирование производилось при помощи программного комплекса REBOUND [56] с использованием гибридной схемы MERCURIUS [56]. Учитывались гравитационные возмущения от планет Солнечной системы и силы радиационного характера (давление излучения и эффект Пойтинга-Робертсона). Действие радиационных сил принято характеризовать параметром $\beta_r = F_r/F_g$, показывающим величину данной силы по отношению к тяготению Солнца [57]. В табл. 1 приведено значение параметра β_r для частиц каждого типа. Для более детального исследования влияния различных факторов на динамику потока был произведен ряд вспомогательных расчетов без учета радиационных сил и гравитационных возмущений.

Начальные положения для планет Солнечной системы были сгенерированы при помощи онлайн-службы NASA JPL HORIZONS⁴ на момент времени 00:00 05.02.2023 UTC (J2000). Положение родительского тела задавалось в соответствии с параметрами орбиты, указанными выше. Начальные положения частиц-метеороидов предполагаются совпадающими с положением родительского астероида, который находится в афелии. Величины начальной скорости частиц выбираются в соответствии с формулой (4) с коэффициентами, приведенными в табл. 1. Распределение начальных скоростей по направлениям генерировалось при помощи генератора случайных чисел, так чтобы получилось изотропное распределение в полусфере, ориентированной по вектору скорости родительского астероида. На-

ачальный момент времени $t = 0$, старт моделирования совпадает с моментом столкновения.

Структура потока изучалась при помощи расчета плотности частиц вдоль орбиты родительского тела. Для этого на эллипсе, который соответствует орбите родительского астероида, брались точки с шагом 1° по истинной аномалии v и подсчитывалось количество частиц каждого размера в сфере радиусом R_{cs} вокруг каждой точки (см. подробнее в [28]). Аналогичный подход применяется для изучения плотности метеороидов вдоль Земной орбиты: подсчитывается число частиц вокруг точек, лежащих на Земной орбите. В реальных потоках соотношение количества частиц разного размера таково, что на каждую крупную частицу может приходиться много (миллиарды) мелких частиц. На данный момент не представляется возможным в численном эксперименте воспроизвести реальное распределение частиц по размерам, поэтому для оценки плотности метеороидных частиц полученную плотность модельных частиц в каждом расчете необходимо нормировать в соответствии с принятым начальным распределением частиц.

3. ОБРАЗОВАНИЕ И ЭВОЛЮЦИЯ МЕТЕОРОИДНЫХ ПОТОКОВ АСТЕРОИДНОГО ПРОИСХОЖДЕНИЯ

3.1. Картина динамической эволюции в базовой модели

Как было показано в работе [28], почти при любой геометрии выброса частиц из кометного ядра тела на начальной фазе динамической эволюции выброса образуется узкий, вытянутый вдоль орбиты хвост из частиц выброса. При выбросе, вызванном столкновением, наблюдается схожая картина. На левой панели рис. 4 показан вид метеороидного потока на ранней стадии (возраст потока $t = 1.37$ лет) в проекции на плоскость эклиптики вблизи перигелия орбиты родительского тела. Здесь частицы успели сделать лишь пол-оборота по орбите.

⁴ <https://ssd.jpl.nasa.gov/horizons/app.html>

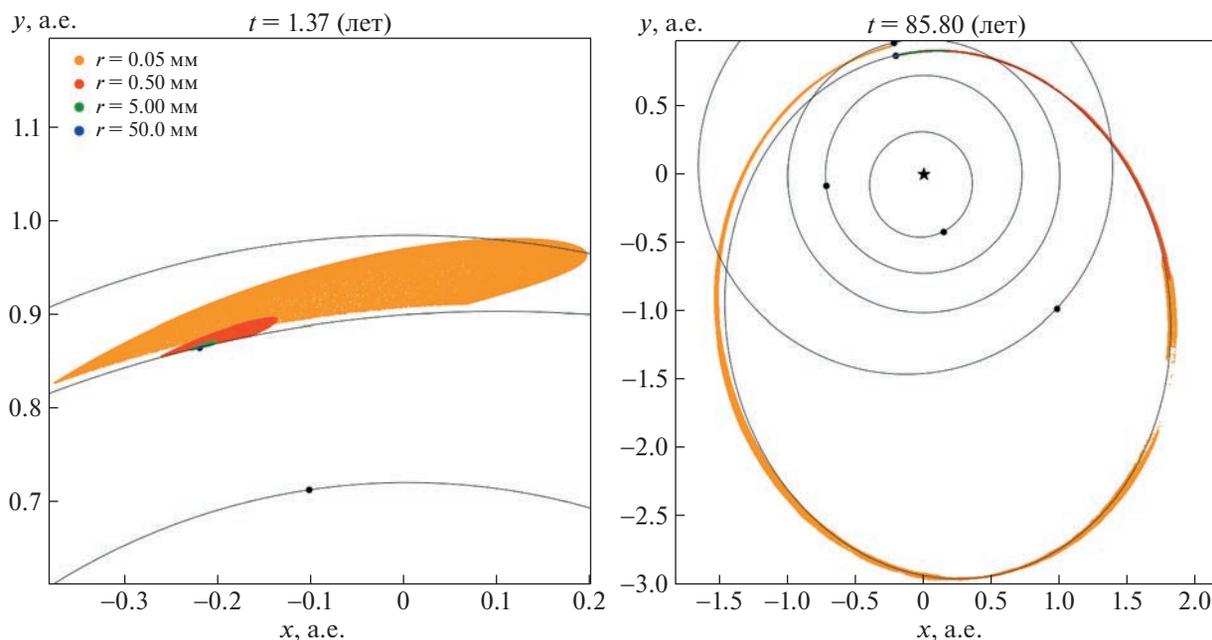


Рис. 4. Вид метеороидного потока в проекции на плоскость эклиптики в различные моменты времени. Черными звездочкой и точками обозначены обозначены Солнце, планеты и родительское тело. Их орбиты показаны черными линиями, цветными точками изображены метеороиды различного размера.

Распределение модельных частиц потока относительно орбиты родительского тела показано на рис. 5 (сплошными линиями). Также на рис. 5 для иллюстрации роли различных сил приведены распределения метеороидов вдоль орбиты родительского тела с учетом и без учета радиационных и гравитационных возмущающих сил (верхняя и нижняя панель). Для наглядности показано количество модельных частиц, начальное число которых одинаково для всех типов во всех расчетах. Так как частицы еще не успели далеко отойти от родительского тела, можно использовать сравнительно небольшой радиус сферы подсчета $R_{cs} = 0.01$ а.е.

Из рисунка видно, что более мелкие частицы относительно быстро распространяются вдоль орбиты АСЗ, что связано с существенно большими начальными скоростями. Также заметно влияние радиационных сил, график распределения, соответствующий $r = 0.05$ мм, существенно меняется при добавлении этого вида сил. Можно отметить несимметричность распределения частиц относительно родительского тела, которая вызвана по большей части несимметричностью самого выброса. Воздействие гравитационных возмущений на ранней стадии, наоборот, более заметно для крупных частиц (рис. 5, нижняя панель). Мелкие частицы имеют существенно (на порядок) большую начальную скорость (см. табл. 1) и поэтому воздействие гравитационных возмущений на раннем этапе малозаметно.

В ходе эволюции, за счет разницы в начальной скорости и действия негравитационных сил, частицы постепенно распределяются по орбите, в итоге образуя эллиптическое кольцо. На рис. 4 (справа) показан вид потока в момент времени, когда совокупность всех частиц образует такое кольцо ($t = 85.8$ лет), родительское тело при этом совершило 31 полный оборот и находится вблизи перигелия. Кольцо еще не полностью замкнуто, так как сегменты кольца образованы частицами различных размеров, которые эволюционируют по-разному. В дальнейшем, частицы каждого размера распределятся так, что будет образовано замкнутое кольцо с частицами каждого типа. Частицы меньшего размера, очевидно, сформируют кольцо быстрее. На рис. 6 показано распределение частиц вдоль орбиты АСЗ для $t = 85.8$ лет. Так как частицы уже отошли дальше от родительского тела, то применяется сфера подсчета большего радиуса $R_{cs} = 0.05$ а.е.

Видно, что распределение частиц сильно неоднородно вдоль орбиты, заметна “рваная” структура потока. Это результат сближений частиц метеороидного потока с планетами. Об этом можно судить по плавному виду штриховых линий на нижней панели рис. 6, относящихся к модели без учета гравитационных возмущений и радиационных сил. Понятно, что все эти существенные изменения плотности потока метеороидов вдоль орбиты можно прогнозировать, только точно зная время столкновения и

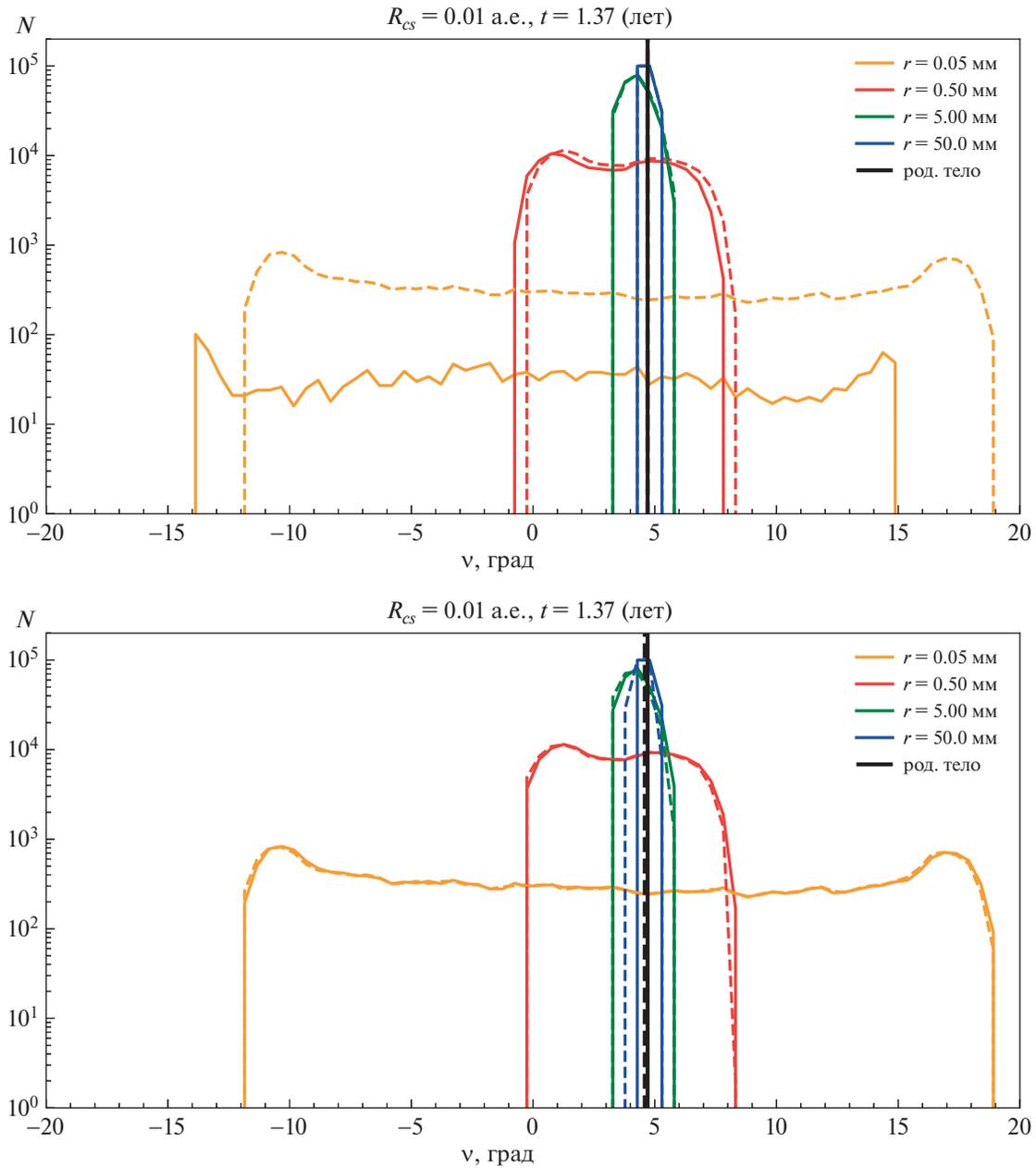


Рис. 5. Распределение числа фрагментов (структура потока) вдоль орбиты родительского астероида в базовой модели M10 для момента времени $t = 1.37$ лет. Размер сферы подсчета $R_{cs} = 0.01$ а.е., $v = 0^\circ$ соответствует перигелию. Сверху: сплошные линии показывают результаты моделирования с учетом радиационных сил и гравитационных возмущений, штриховые линии – с учетом возмущений, но без учета радиационных сил. Снизу: сплошные линии – модель с учетом гравитационных возмущений, штриховые линии – модель без учета гравитационных возмущений. Цвета соответствуют различным размерам частиц. Черным цветом выделено положение родительского тела.

положение астероида в этот момент. Поскольку моменты столкновений у АСЗ мы не знаем, прогнозировать интенсивность (плотность) потока метеороидов астероидного происхождения в окрестности Земли практически невозможно.

Также на верхней панели рис. 6 можно заметить, что сплошная желтая линия (соответствующая

частицам $r = 0.05$ мм в модели с учетом как гравитационных возмущений, так и радиационных сил) обрывается примерно на $v = -90^\circ$ и снова возникает вблизи $v = 120^\circ$, в то время как штриховая линия (соответствующая модели, в которой радиационные силы уже не учитываются) отсутствует на промежутке от $v \approx 40^\circ$ до

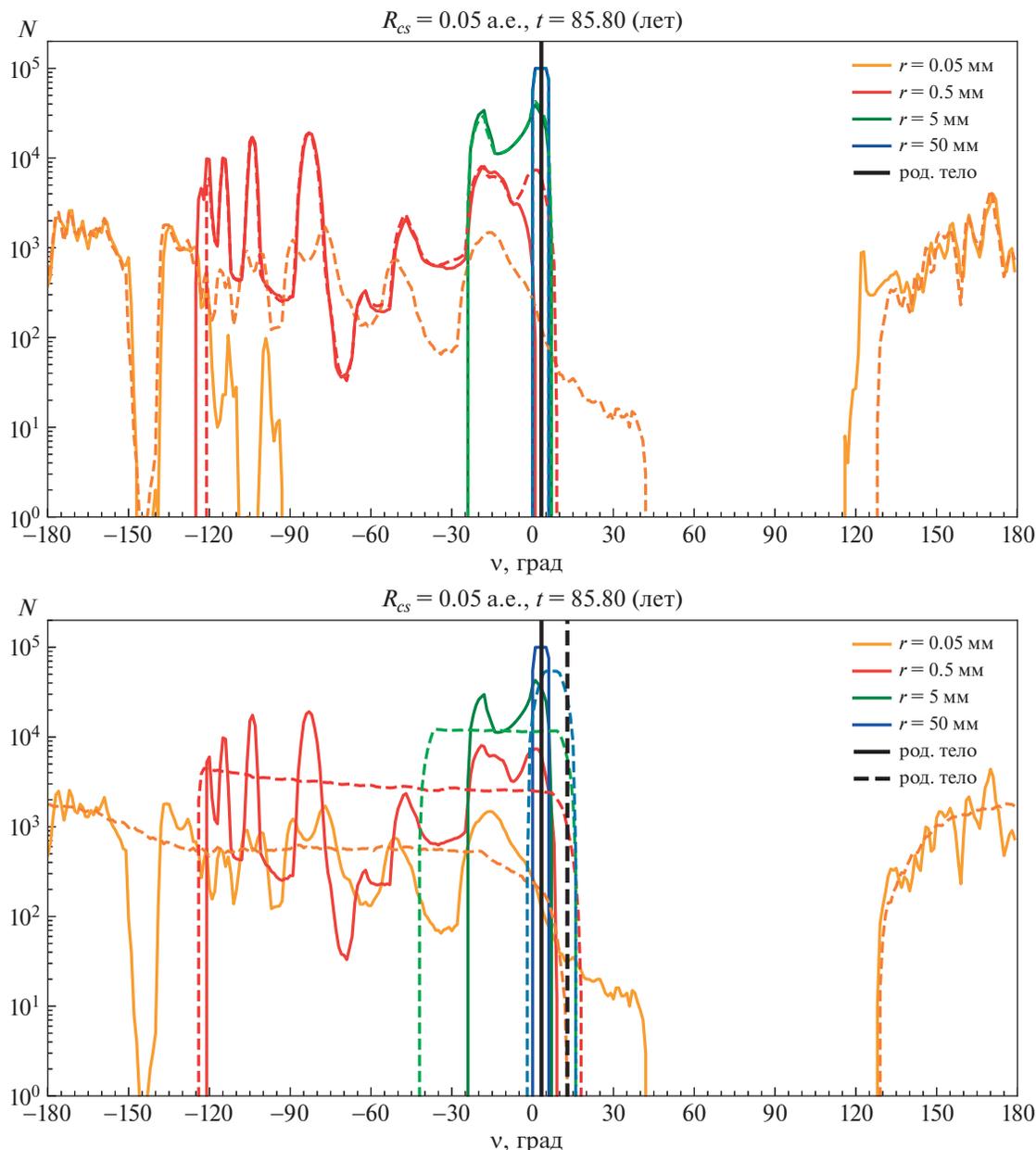


Рис. 6. Распределение числа фрагментов (структура потока) вдоль орбиты родительского астероида в базовой модели M10 для момента времени $t = 85.8$ лет. Размер сферы подсчета $R_{cs} = 0.05$ а.е., $v = 0^\circ$ соответствует перигелию. Сверху: сплошные линии показывают результаты моделирования с учетом радиационных сил и гравитационных возмущений, штриховые линии – с учетом возмущений, но без учета радиационных сил. Снизу: сплошные линии – модель с учетом гравитационных возмущений, штриховые линии – модель без учета гравитационных возмущений. Цвета соответствуют различным размерам частиц. Черным цветом выделено положение родительского тела.

$v \simeq 130^\circ$. В этих промежутках ($N = 0$) частицы не попадают в сферу подсчета. Такая существенная разница вызвана тем, что в модели с учетом радиационных сил метеороиды отдаляются от орбиты родительского тела, это хорошо заметно на рис. 4. Отметим также, что сплошные и штриховые линии, соответствующие частицам других размеров, мало отличаются друг от друга, данные ча-

стицы менее подвержены действию радиационных сил.

Одной из особенностей метеороидных потоков, образованных путем столкновения АСЗ с объектами, ГПА является то, что выброс вещества происходит в афелии, и поток, особенно на начальной стадии, имеет максимальную ширину вблизи перигелия и, соответственно, минималь-

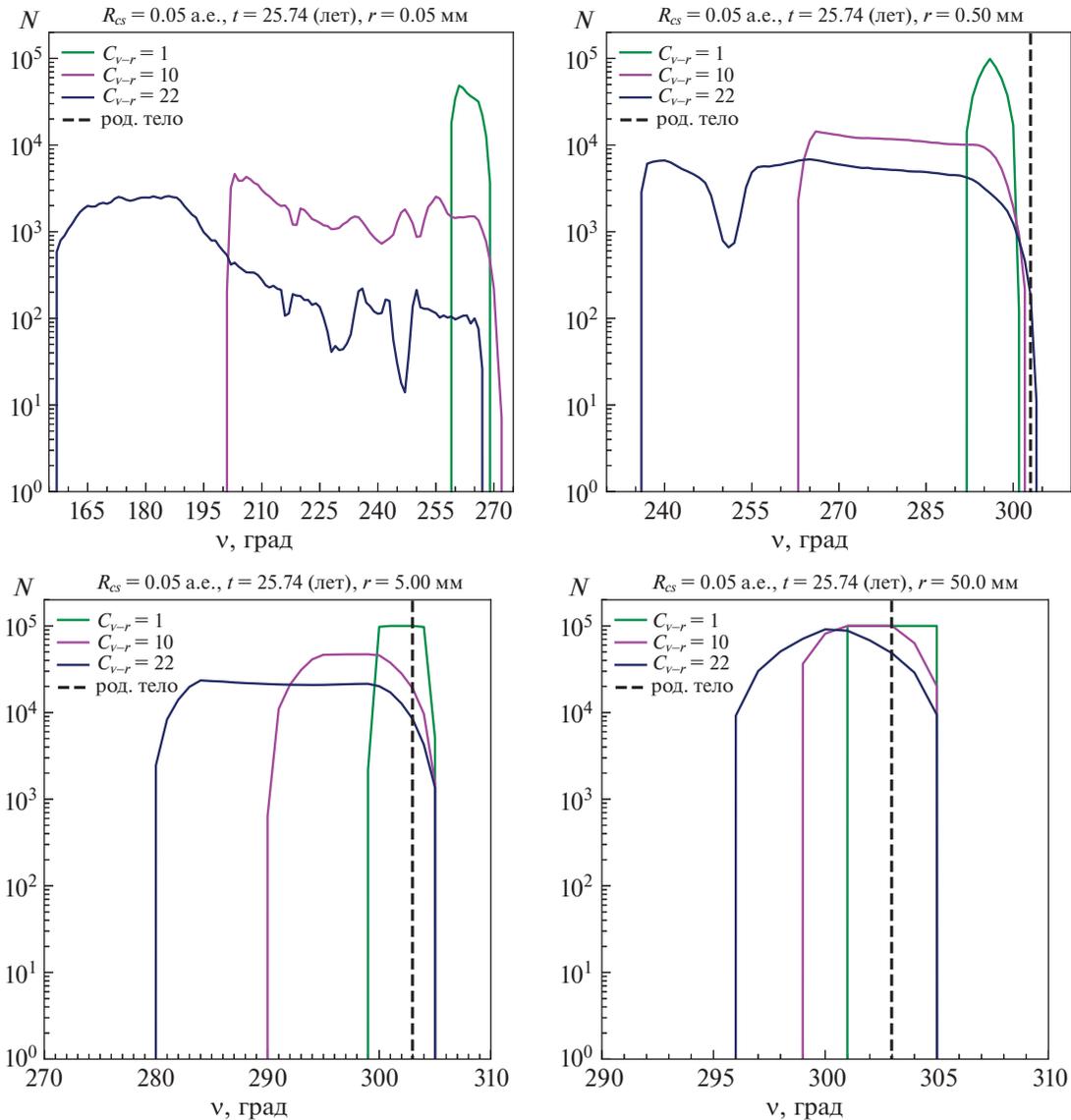


Рис. 7. Распределение вдоль орбиты родительского астероида (структура потока) метеороидов четырех рассмотренных размеров r в моделях M1, M10 и M22 для момента времени $t = 25.74$ лет. Размер сферы подсчета $R_{cs} = 0.05$ а.е. Цвета маркируют различные значения коэффициента скорости C_{v-r} .

ную вблизи афелия. Это отличает такие потоки от потоков, образованных кометной активностью. Другая особенность состоит в том, что поток, порожденный столкновением, содержит частицы, выброшенные единожды в момент столкновения, в то время как кометные потоки пополняются при каждом сближении кометы с Солнцем на протяжении всего времени жизни кометы в активном состоянии. Вследствие этого можно ожидать, что в среднем метеорные потоки астероидного происхождения будут слабее и период их активности для ежегодного наблюдения будет существенно меньше. Эта особенность усложняет идентификацию родительского тела.

3.2. Зависимость эволюции от начальной скорости

При постановке задачи было отмечено, что скорость выброса для частиц одного и того же размера при столкновении может значительно варьироваться. На рис. 7 изображено распределение частиц вдоль орбиты родительского тела на момент времени $t = 25.4$ лет при различном значении коэффициента C_{v-r} .

Начальная скорость частиц малого размера больше и можно заметить существенные изменения формы распределения для этих частиц. Видно, что чем больше начальная скорость, тем быстрее поток “растягивается” по орбите. Время “за-

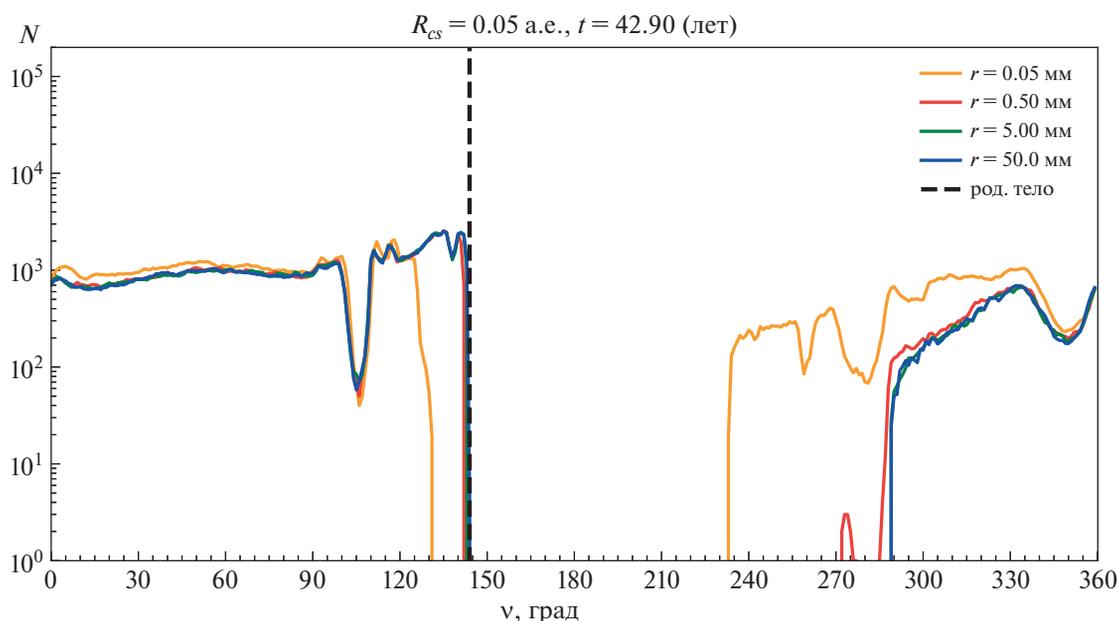


Рис. 8. Число частиц вдоль орбиты родительского астероида (структура потока) в модели с одинаковой начальной скоростью $v_0 = 300$ м/с для момента времени $t = 42.9$ лет. Размер сферы подсчета $R_{cs} = 0.05$ а.е., $\nu = 0^\circ$ соответствует перигелию. Цвета соответствуют различным размерам частиц. Черным цветом выделено положение родительского тела.

мыкания” потока в кольцо, соответственно, уменьшается.

Для дополнительной иллюстрации воздействия сил радиационного характера был произведен расчет, в котором все частицы имели одинаковую начальную скорость, равную 300 м/с, что приблизительно соответствует начальной скорости мелких частиц в базовой модели. На рис. 8 изображено распределение вдоль орбиты АСЗ на момент времени $t = 42.9$ года после столкновения.

Видно существенное отличие для частиц размером $r = 0.05$ мм, более крупные частицы практически идентично распределяются по орбите.

4. СРАВНЕНИЕ “ТЕМПОВ ПРОИЗВОДСТВА” МЕТЕОРОИДОВ АСТЕРОИДНОГО И КОМЕТНОГО ПРОИСХОЖДЕНИЯ

Оценим относительный вклад метеороидов астероидного происхождения в население метеороидов в ОКП. Мы основываемся на том соображении, что неважно как появились метеороиды: при распаде кометы или при столкновении астероидов их динамическая судьба более-менее сходна. Поэтому мы сравним лишь темпы притока метеороидов кометного и астероидного происхождения, т.е. массы твердого вещества, выбрасываемого кометами и астероидами за единицу времени (здесь за год).

Для оценки темпа притока метеороидов астероидного происхождения необходимо знать (оценить) общую площадь АСЗ, количество ударников и частоту столкновений ударников на единицу площади АСЗ. Далее, поскольку согласно формуле (2) общая масса произведенных при ударе метеороидов существенно зависит от размера и скорости ударника, нужно учитывать распределение ударников по размеру и скорости.

В работе [4] для оценки распределения ударников по размеру, здесь числа ударников из ГПА диаметром более заданного значения d_p , приведена формула

$$N(>d_p) = 8.4 \times 10^{11} d_p^{-2.3}. \quad (5)$$

Это соотношение получено как оценка снизу (см. обсуждение в работе [4]).

Принятым приближением для оценки числа АСЗ диаметром больше заданного d_t является модель, используемая в том числе в комплексе НЕОРОП⁵ (см. [58])

$$N(>d_t) = 10^9 d_t^{-2.0}. \quad (6)$$

Общая площадь A сечений всех АСЗ в диапазоне размеров от d_{\min} до d_{\max} :

$$A = 10^9 \int_{d_{\min}}^{d_{\max}} x^{-1} dx = 10^9 \ln \frac{d_{\max}}{d_{\min}}. \quad (7)$$

⁵ <https://neo.ssa.esa.int/neo-population-generator>

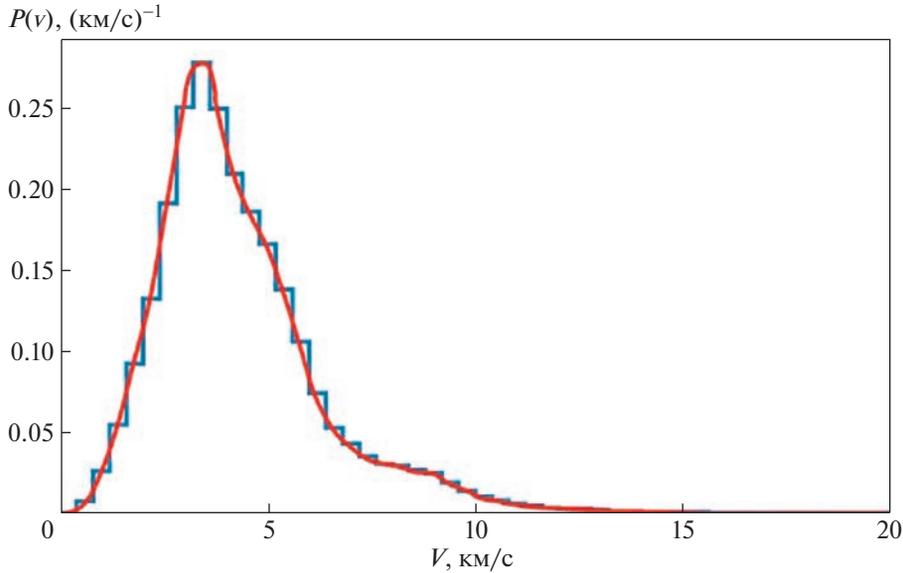


Рис. 9. Графики функций $p(v)$ для выборки астероидов ГПА (из работы [4]) и рассчитанный по формуле (9).

При $d_{\max} = 3.2 \times 10^4$ м (размер самого крупного АСЗ Ганимеда) и $d_{\min} = 1$ м, $A \sim 1.0 \times 10^{10}$ м².

Еще раз отметим, что метеороиды астероидного происхождения, которые могут попадать в окрестность Земли, образуются при столкновениях относительно небольших ударников с относительно крупными АСЗ. Только при этом условии рой метеороидов будет иметь орбиту, близкую к орбите родительского тела, т.е. АСЗ. Формула (3) выведена при исходном предположении, что размер ударника d_p существенно меньше размера мишени d_t . Это условие можно записать в виде отношения размеров мишени и ударника, приравнявая массу выброса массе мишени:

$$f(d_t, d_p) = \frac{d_t}{d_p} > 5.8 \frac{V^{0.41}}{\rho^{1/3}}, \quad (8)$$

где v и ρ , как все другие величины в данной статье, указаны в системе СИ (если специально не оговаривается). При скорости 5000 м/с и $\rho = 2000$ кг/м³ это отношение составляет примерно 15. Меньшая по размеру мишень будет разрушена полностью. Мы учитываем это при рассмотрении статистики выбросов при столкновениях ударников и мишеней различных размеров при разных скоростях ударников.

Для учета разброса скоростей и размеров ударников используем результаты расчетов из работы [4]. На рис. 1 из этой работы распределение плотности вероятности $p(v)$ удара астероидом (ударником) данного размера d на скорости столкновения v приведено в графическом виде.

Для удобства дальнейшего анализа приводим аппроксимационную формулу:

$$p(v) = 0.27 \exp\left(\frac{-(v - 3.1)^2}{1.62}\right) + 0.12 \exp\left(\frac{-(v - 5.0)^2}{1.28}\right) + 0.03 \exp\left(\frac{-(v - 7.0)^2}{8.0}\right). \quad (9)$$

Легко проверить, что

$$\int_{0 \text{ км/с}}^{20 \text{ км/с}} p(v) dv \approx 1. \quad (10)$$

Верхний предел по скорости взят из распределения скоростей столкновения в Главном поясе, представленного в работе [4, рис. 1]. На рис. 9 на этот график наложена кривая аппроксимационной функции, рассчитанная по формуле (9). Характерно, что выражение для $p(v)$ описывается набором функций Гаусса. По-видимому, это указывает на то, что поле взаимных скоростей астероидов Главного пояса формируется именно в результате случайных процессов.

В работе [4] обсуждается выражение для оценки количества столкновений N_{col} между астероидом-мишенью радиусом d_t и астероидами-ударниками размером, превышающим значение d_p , за время Δt . Слегка упростив эту формулу, будем

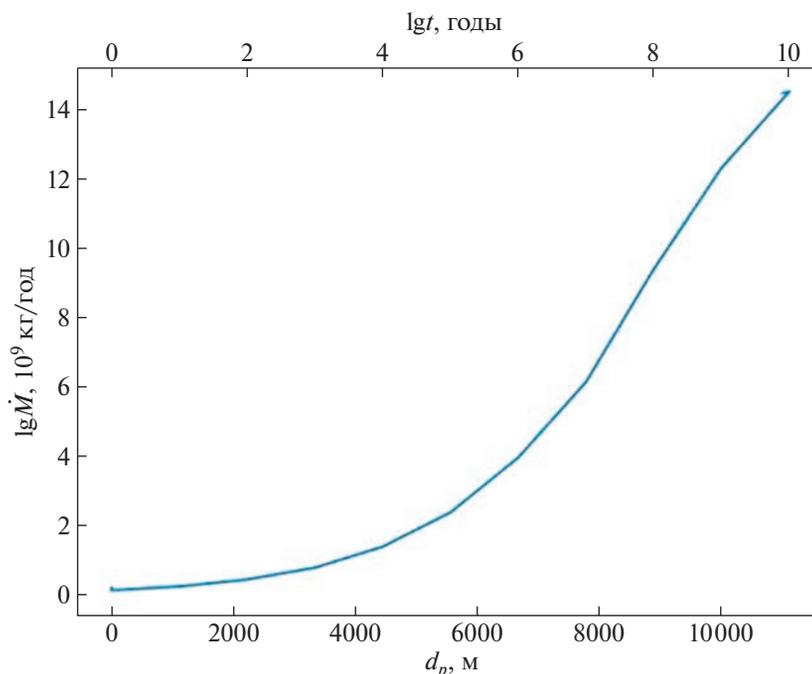


Рис. 10. Связь темпа потери массы и максимального размера ударника. Указано время между столкновениями ударников данного размера с АСЗ.

оценивать количество столкновений за год по формуле:

$$N_{\text{col}}(>d_p) = 2 \times 10^{-23} d_i^2 N(>d_p) \text{ год}^{-1}. \quad (11)$$

Подчеркнем, что формула применима все при том же условии $d_p \ll d_i$. Количество столкновений со всеми астероидами населения АСЗ можно оценить, подставив вместо d_i^2 общую площадь A всех АСЗ (см. ф-лу (7)).

Для оценки массы фрагментов, выбрасываемых при ударах ансамбля ударников об астероиды ансамбля АСЗ в течение года, используем выражение, включающее в себя формулы (7)–(9), (11), а также корректирующий коэффициент $k(d_p)$, обсуждавшийся в разделе 2.1,

$$\dot{M} = 2 \times 10^{-23} \times \int_{v_{\min}}^{v_{\max}} \int_{d_{\min}}^{d_{\max}} p(v) M_c(d_p, v) N'(>d_p) k(d_p) \int_{d_i=f d_p}^{3.2 \times 10^4} d_i dv dd_p dd_i. \quad (12)$$

Для приведенных выше распределений важно обоснованно выбирать значения верхних и нижних пределов. Если для случайных скоростей сближений пределы понятны (см. рис. 9), то для пределов по размерам нужно дать пояснения. Выбор d_{\min} основан на обсуждавшемся выше факте, заключающемся в том, что частицы-ударники размером менее микрона могут выбить из мишени лишь вещество массой не более массы ударни-

ка. Предельное значение $d_{\min} = 1$ мкм представляется естественным.

К тому же результат, рассчитанный по формуле (12) для распределения ударников, слабо зависит от d_{\min} . Выбор значения d_{\max} , сравнимого с размерами самого крупного АСЗ, кажется вполне очевидным. Но здесь нужно учитывать, что при заданных распределениях основную массу фрагментов “поставляют” столкновения с крупными ударниками (см. рис. 10), а такие столкновения происходят относительно редко. На рис. 10 показана шкала времени, означающая, что за указанное по шкале время ударник размером d_p испытывает одно столкновение с каким-то из АСЗ. Понятно, что крупные ударники сталкиваются с АСЗ редко. Интервал времени между такими столкновениями может быть больше возраста Солнечной системы.

Если характерное время жизни крупных метеороидов в Солнечной системе сравнимо со временем жизни населения АСЗ (3–5 млн. лет [59]), то характерный темп потери массы будет на уровне нескольких миллиардов килограмм метеороидов и пыли в год.

В работе [4] обсуждается темп потери пыли кометами и сделан вывод, что удельный темп потери для большинства комет в пиковом значении варьируется от 1 до 30 $\text{кг} \cdot \text{с}^{-1} \text{ км}^{-2}$. При характерном времени активности кометы до 1 года и активной площади ядра кометы до 3 км^2 одна коме-

та может “произвести” до ~ 1 млрд. кг метеороидов и пыли в год. В год таких комет может быть несколько штук. Таким образом, темпы “производства” метеороидов астероидного и кометного происхождения (в массовом исчислении) могут быть вполне сравнимыми. Понятно, что этот вывод, как и многие формулы, приведенные выше, справедлив, что называется, по порядку величины.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе исследованы процесс формирования и эволюция метеороидных потоков астероидного происхождения. В качестве сценария предполагается столкновение АСЗ с меньшим по размеру астероидом ГПА с выбросом метеороидов и пыли. В плане столкновения такой сценарий наиболее вероятен, так как большинство АСЗ происходят из ГПА, а вероятность столкновения в ГПА больше, чем за его пределами.

На основе анализа теоретических и лабораторных исследований построена общая картина выброса при столкновении. Получена оценка для массы выбрасываемого вещества в зависимости от параметров удара, распределение частиц по массам, зависимость начальной скорости выброса от массы (размера) частиц, а также распределение по направлениям. Полученные оценки хорошо согласуются с экспериментом DART [39]. Дополнительный анализ данных о столкновениях микрометеоритов с космическими аппаратами показывает, что масштабирование данных зависимостей работает до размеров микрометров.

На примере модельного астероида исследована динамическая эволюция метеороидного потока, образующегося при столкновении. Рассматривался диапазон размеров (радиусов) частиц 0.05–50.0 мм, при этом диапазон скоростей составил от 0.34 до 752 м/с. Менее массивные частицы покидают астероид с существенно большей скоростью. Так же, как и в случае потоков кометного происхождения, после отделения от родительского тела ансамбль частиц “растягивается” по орбите, постепенно формируя квазиколеобразную структуру. На скорость формирования “квазиколеца” оказывают влияние факторы скорости выброса и наличие негравитационных сил (давление излучения и эффект Пойтинга-Робертсона). Время “замыкания” колеца зависит от параметров выброса. Очевидно, что радиационные силы и эффект начальной скорости наиболее сильно влияют на более легкие частицы и их орбиты сильнее деформируются.

Выброс вещества при столкновении происходит один раз в отличие от кометного механизма, где поток постоянно “подпитывается” в ходе

кометной активности. Вследствие этого астероидный поток, порожденный столкновением, быстрее рассеивается в пространстве. Однако количество образующихся метеороидных потоков астероидного происхождения может быть существенно больше, чем количество потоков кометного происхождения. Еще одним отличием является то, что при таком сценарии выброс вещества происходит вблизи афелия, в то время как комета наиболее активна вблизи перигелия. В результате астероидный поток уширяется на перигелийном участке орбиты и сужается на афелийном. Так же, как и в случае потоков кометного происхождения, сближения с планетами оказывают влияние на формирование сгустков и разрежений в потоке, однако для астероидных потоков это более выражено, так как поток не пополняется новыми выбросами, которые могли бы компенсировать убыль плотности частиц в потоке. Такие вариации плотности для конкретного потока сложно прогнозировать, поскольку время и место соударения точно неизвестны.

Со временем как кометные, так и астероидные потоки постепенно рассеиваются в пространстве, поддерживая приток пылевого и метеороидного вещества в диффузный диск Солнечной системы. Столкновения с крупными ударниками гораздо менее вероятны, однако в ходе таких столкновений производится гораздо больше пыли и обломков. В работе рассмотрены модели населения АСЗ и ГПА. Предложена аппроксимационная формула для распределения плотности вероятности скорости астероидов-ударников, а также связь темпа потери массы и максимального размера ударника. Получена интегральная оценка притока массы твердого вещества в результате столкновений АСЗ $\sim 10^9$ кг/год, что по порядку величины совпадает с темпом “производства” твердого вещества кометами. Оценка получена в предположении о равновесии притока и убыли метеороидов и пыли во внутренней Солнечной системе, аналогично тому, как численность текущего населения АСЗ оставалась практически неизменной на протяжении более миллиарда лет. Конечно, полученные оценки зависят от точности наших знаний о населении АСЗ и ГПА.

В следующей работе планируется более подробно рассмотреть приток метеороидов астероидного происхождения в околоземное пространство.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 22-12-00115.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. D. Jewitt and H. H. Hsieh, arXiv:2203.01397 [astro-ph.EP] (2022).
2. V. V. Busarev, S. I. Barabanov, and V. B. Puzin, *Solar System Res.* **50**, 281 (2016).
3. V. V. Busarev, M. P. Shcherbina, S. I. Barabanov, T. R. Irsamambetova, et al., *Solar System Res.* **53**, 261 (2019).
4. B. M. Shustov, R. V. Zolotarev, V. V. Busarev, and M. P. Shcherbina, *Astron. Rep.* **66**, 1098 (2022).
5. D. Jewitt, H. Hsieh, and J. Agarwal, in *Asteroids IV*, edited by P. Michel, F. E. DeMeo, and W. F. Bottke (University of Arizona Press, 2015), p. 203.
6. D. Jewitt, H. Weaver, J. Agarwal, M. Mutchler, and M. Drahus, American Astronomical Society, DPS meeting № 42, AAS/DPS Abstracts, id. 53.03 (2010); *Bull. Amer. Astron. Soc.* **42**, 1072 (2010), arXiv:1010.2575 [astro-ph.EP].
7. J.-Y. Li, M. Hirabayashi, T. L. Farnham, J. M. Sunshine, et al., arXiv:2303.01700 [astro-ph.EP] (2023).
8. T. J. Jopek, G. I. Kokhirova, P. Jenniskens, D. Janches, M. Hajdukova, and R. Rudawska, *Izv. Akademii Nauk Tadjhikistana. Otdeleniye fiziko-matematicheskikh, khimicheskikh, geologicheskikh i tekhnicheskikh nauk* **2**, 51 (2021).
9. P. Jenniskens and J. Vaubaillon, *Astron. J.* **136**, 725 (2008).
10. B. Yang, J. Zhu, J. Gao, J. Ma, X. Zhou, H. Wu, and M. Guan, *Astron. J.* **126**, 1086 (2003).
11. P. B. Babadzhanyan, G. I. Kokhirova, and Y. V. Obruchov, *Kinematics Phys. Celest. Bodies* **32**, 250 (2016).
12. T. Kasuga, J.-I. Watanabe, and M. Sato, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **373**, 1107 (2006).
13. D. C. Boice and J. Benkhoff, IAU General Assembly, Meeting № 29, id. 2258088 (2015).
14. J. Licandro, H. Campins, T. Mothé-Diniz, N. Pinilla-Alonso, and J. de León, *Astron. and Astrophys.* **461**, 751 (2007).
15. A. Cellino, M. Devogele, I. Belskaya, S. Bagnulo, and P. Bendjoya, in *European Planetary Science Congress 2018*, held 16–21 September 2018 at TU Berlin, Berlin, Germany, id. EPSC2018-251 (2018).
16. M. Tabeshian, P. Wiegert, Q. Ye, M.-T. Hui, X. Gao, and H. Tan, *Astron. J.* **158**, 30 (2019), arXiv:1905.10329 [astro-ph.EP].
17. V. Porubčan, L. Kornoš, and I. P. Williams, *Contrib. Astron. Observ. Skalnaté Pleso* **36**, 103 (2006), arXiv:0905.1639 [astro-ph.EP].
18. J. K. Kueny, C. O. Chandler, M. Devogéle, N. Moskovitz, et al., *Planetary Sci. J.* **4**, id. 56 (2023), arXiv:2303.12991 [astro-ph.EP].
19. G. Kokhirova, P. Babadzhanyan, and Y. Obruchov, IAU General Assembly, Meeting № 29, id. 2256176 (2015).
20. M. Sokolova, M. Sergienko, Y. Nefedyev, A. Andreev, and L. Nefediev, *Adv. Space Res.* **62**, 2355 (2018).
21. G. I. Kokhirova, P. B. Babadzhanyan, U. H. Khamroev, and A. I. Zhonmuhammadi, *Izv. Akademii Nauk Tadjhikistana. Otdeleniye fiziko-matematicheskikh, khimicheskikh, geologicheskikh i tekhnicheskikh nauk* **4**, 41 (2020).
22. Y. Obruchov, *Meteoroids 1998*, edited by W. J. Baggaley and V. Porubčan (Polygrafia SAV Bratislava, 1999), p. 167.
23. J. J. García-Martínez and F. Ortega-Gutiérrez, *Meteor. and Planet. Sci. Suppl.* **42**, 5327 (2007).
24. J. Borovička, P. Spurný, and P. Brown, *Asteroids IV*, edited by P. Michel, F. E. DeMeo, and W. F. Bottke (Tucson: University of Arizona Press, 2015), p. 257.
25. J. Vaubaillon, L. Neslušan, A. Sekhar, R. Rudawska, and G. O. Ryabova, *Meteoroids: Sources of Meteors on Earth and Beyond*, G. O. Ryabova, D. J. Asher, and M. D. Campbell-Brown (Cambridge, UK: Cambridge University Press, 2019), p. 161.
26. P. Jenniskens, *Meteor Showers and their Parent Comets* (Cambridge, UK: Cambridge University Press, 2008).
27. B. M. Shustov and R. V. Zolotarev, *Astron. Rep.* **66**, 179 (2022).
28. R. V. Zolotarev and B. M. Shustov, *Astron. Rep.* **66**, 255 (2022).
29. M. Granvik, A. Morbidelli, R. Jedicke, B. Bolin, et al., *Nature* **530**(7590), 303 (2016).
30. P. Wiegert, P. Brown, P. Pokorny, Q. Ye, C. Gregg, K. Le-nartowicz, Z. Krzeminski, and D. Clark, AAS meeting № 236, id. 326.03; *Bull. Amer. Astron. Soc.* **52**(3) (2020).
31. A. Morbidelli, J. Bottke, W. F., C. Froeschlé, and P. Michel, *Asteroids III*, edited by W. F. Bottke Jr., A. Cellino, P. Paolicchi, and R. P. Binzel (Tucson; University of Arizona Press, 2002), p. 409.
32. A. Nakamura and A. Fujiwara, *Icarus* **92**, 132 (1991).
33. В. В. Адушкин, Б. Д. Христофоров, *Физика горения и взрыва* **40**, 71 (2004).
34. H. J. Melosh, *Impact cratering: a geologic process* (New York: Oxford University Press; Oxford: Clarendon Press, 1989).
35. J. B. Vincent, M. Hoffman, A. Nathues, H. Sierks, et al., 43rd Lunar and Planetary Science Conference, held March 19–23, 2012 at The Woodlands, Texas; LPI Contribution No. 1659, id. 1415 (2012).
36. K. R. Housen and K. A. Holsapple, *Icarus* **211**, 856 (2011).
37. K. A. Holsapple and K. R. Housen, *Icarus* **187**, 345 (2007).
38. P. Sánchez and D. J. Scheeres, *Meteor. and Planet. Sci.* **49**, 788 (2014), arXiv:1306.1622 [astro-ph.EP].
39. R. T. Daly, C. M. Ernst, O. S. Barnouin, N. L. Chabot, et al., arXiv:2303.02248 [astro-ph.EP] (2023).
40. F. Moreno, A. Campo Bagatin, G. Tancredi, P.-Y. Liu, and B. Domínguez, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **515**, 2178 (2022), arXiv:2206.15350 [astro-ph.EP].
41. Л. С. Новиков, *Воздействие твердых частиц естественного и искусственного происхождения на космические аппараты. Учебное пособие* (М.: Университетская книга, 2009).
42. J. C. Mandeville and J. F. Vedder, *Earth and Planet. Sci. Lett.* **11**, 297 (1971).
43. A. Graykowski, R. A. Lambert, F. Marchis, D. Cazeneuve, et al., arXiv:2303.05548 [astro-ph.EP] (2023).
44. J. S. Dohnanyi, *J. Geophys. Res.* **74**, 2531 (1969).

45. *S. Takasawa, A. M. Nakamura, T. Kadono, M. Arakawa, et al.*, **733** (2), id. L39 (2011).
46. *J. Deller, Hyper-Velocity Impacts on Rubble Pile Asteroids* (Cham: Springer Intern. Publ., 2017).
47. *P. Ševeček, M. Brož, D. Nesvorný, B. Enke, D. Durda, K. Walsh, and D. C. Richardson*, *Icarus* **296**, 239 (2017), arXiv:1803.10666 [astro-ph.EP].
48. *I. G. Brykina and L. A. Egorova*, *Solar System Res.* **56**, 338 (2022).
49. *G. Drolshagen, D. Koschny, S. Drolshagen, J. Kretschmer, and B. Poppe*, *Planet. Space Sci.* **143**, 21 (2017).
50. *A. M. Vickery*, *Geophys. Res. Letters* **14**, 726 (1987).
51. *H. J. Melosh*, 51st Lunar and Planetary Science Conference, held 16–20 March, 2020 at The Woodlands, Texas; LPI Contribution No. 2326, id. 2587 (2020).
52. *N. Onose and A. Fujiwara, Impact Cratering: Bridging the Gap Between Modeling and Observations*, edited by R. Herrick and E. Pierazzo, held February 7–9, 2003; LPI Contribution No. 1155 (Houston, TX: Lunar and Planetary Institute, 2003), p. 55.
53. *D. Koschny and E. Grün*, *Icarus* **154**, 402 (2001).
54. *H. Cibulková, M. Brož, and P. G. Benavidez*, *Icarus* **241**, 358 (2014), arXiv:1407.6143 [astro-ph.EP].
55. *H. Rein and S. F. Liu*, *Astron. and Astrophys.* **537**, id. A128 (2012), arXiv:1110.4876 [astro-ph.EP].
56. *H. Rein, D. M. Hernandez, D. Tamayo, G. Brown, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **485**, 5490 (2019), arXiv:1903.04972 [astro-ph.EP].
57. *J. A. Burns, P. L. Lamy, and S. Soter*, *Icarus* **40**, 1 (1979).
58. *M. Granvik, A. Morbidelli, R. Jedicke, B. Bolin, et al.*, *Icarus* **312**, 181 (2018).
59. *R. V. Zolotarev and B. M. Shustov*, *Astron. Rep.* **65**, 518 (2021).

EVOLUTION OF METEOROID STREAMS ORIGINATING FROM NEA COLLISIONS

R. V. Zolotarev^a and B. M. Shustov^a

^a*Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia*

In this work we study formation and evolution of meteoroid streams originating from the collisions of near Earth asteroids (NEA) with objects of the Main Asteroid belt (MAB). Such a collision scenario is considered more probable compared to collisions between NEAs, since many NEAs, by virtue of their origin, cross the MAB region, where the number density of objects is significant compared to the inner regions of the Solar System. Meteoroid streams originating from collisions have a number of differences from the streams of cometary origin, both in terms of the formation and the evolution. In this paper, estimates are obtained for the meteoroid formation rate as a result of NEA collisions with MAB asteroids. On the basis of high-velocity collisions models and the DART experiment data, possible particle size and velocity distributions are obtained. We made numerical simulation taking into account gravitational perturbations and radiation forces and the influence of the initial velocity on the evolution was studied. An analysis was made of the rate of dust and meteoroids production, taking into account the distribution of the current population of the NEA, and it was concluded that the rates of influx of meteoroids of asteroid and cometary origin (in terms of mass) can be quite comparable.

Keywords: NEA, meteoroid, meteoroid stream, asteroid collisions

ВЛИЯНИЕ РАДИАЦИОННЫХ СИЛ НА НАБЛЮДАЕМОЕ ПОЛОЖЕНИЕ И ЭВОЛЮЦИЮ ОРБИТЫ ОБЪЕКТОВ КОСМИЧЕСКОГО МУСОРА С БОЛЬШИМ ОТНОШЕНИЕМ ПЛОЩАДИ К МАССЕ

© 2023 г. Т. Н. Санникова^{1,*}

¹Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Россия

*E-mail: tnsannikova@craocrimea.ru

Поступила в редакцию 05.06.2023 г.

После доработки 07.07.2023 г.

Принята к публикации 17.07.2023 г.

Данное исследование посвящено оценке влияния светового давления на наблюдаемое положение и элементы орбиты объектов космического мусора с большим отношением площади к массе A/m в области средневисоких, геостационарных и высокоэллиптических орбит на коротких интервалах времени (до 1 года). Выполнено численное интегрирование орбит 78 модельных объектов при 8 значениях A/m от 0.01 до 125 м²/кг и двух значениях коэффициента отражения $k = 1.0$ и 1.44. Определены максимальные (в течение заданных периодов времени) угловые расстояния относительно подспутниковой точки на поверхности Земли между положениями, найденными с учетом радиационных сил и без их учета, а также максимальные в течение времени интегрирования изменения большой полуоси, эксцентриситета и наклона орбиты под влиянием радиационных сил. Получено, что для всех объектов наблюдается отрицательный дрейф большой полуоси. У моделей с большими полуосями 10000, 15000 и 20000 км вариации наклона не превышают 15°. Среди остальных объектов при $\gamma = kA/m \geq 50$ м²/кг зафиксированы случаи обусловленных световым давлением переходов от прямого движения к обратному (и наоборот), что говорит о возможности флипов плоскости орбиты под влиянием радиационных сил даже в краткосрочной перспективе. Приведены продолжительности успешного интегрирования (время жизни объекта на орбите): для большинства моделей с $\gamma \geq 50.0$ м²/кг оно составило менее 1 года. Также представлены интервалы времени, в течение которых смещение возмущенного под влиянием радиационных сил положения от невозмущенного не превышает 5', 45' и 3° в зависимости от величины γ , большой полуоси и эксцентриситета в начальную эпоху. Опираясь на результаты статьи, можно оценить необходимую периодичность наблюдений объектов с большим A/m .

Ключевые слова: численное интегрирование орбит, космический мусор, отношение площади к массе, световое давление, эффект Пойнтинга–Робертсона

DOI: 10.31857/S0004629923080091, **EDN:** HNLPU

1. ВВЕДЕНИЕ

На околоземных орбитах находится большое количество космических объектов (КО) искусственного происхождения: выработавшие ресурс спутники, ступени ракет и различные фрагменты, оставшиеся после космических полетов (далее космический мусор (КМ)).

По данным Управления по космическому мусору Европейского космического агентства (ЕКА) (ESA's Space Debris Office at ESOC, Darmstadt, Germany) от 27 марта 2023 г. количество объектов мусора, регулярно отслеживаемых сетями космического наблюдения и сохраняемых в их каталоге, составляет около 33 640, а суммарная масса всех космических объектов на околоземной

орбите превышает 10 800 тонн [1]. Но далеко не все объекты отслеживаются и каталогизируются. Количество объектов мусора в ОКП, оцененное ЕКА [1] на основе статистической модели MASTER-8 (ESA's Meteoroid And Space debris Terrestrial Environment Reference [2]), по состоянию на 2021 год:

- 36 500 объектов КМ размером более 10 см;
- 1 миллион объектов КМ размером от более 1 см до 10 см;
- 130 миллионов объектов КМ размером от более 1 мм до 1 см.

К сожалению, численность объектов КМ постоянно растет из-за орбитальных разрушений

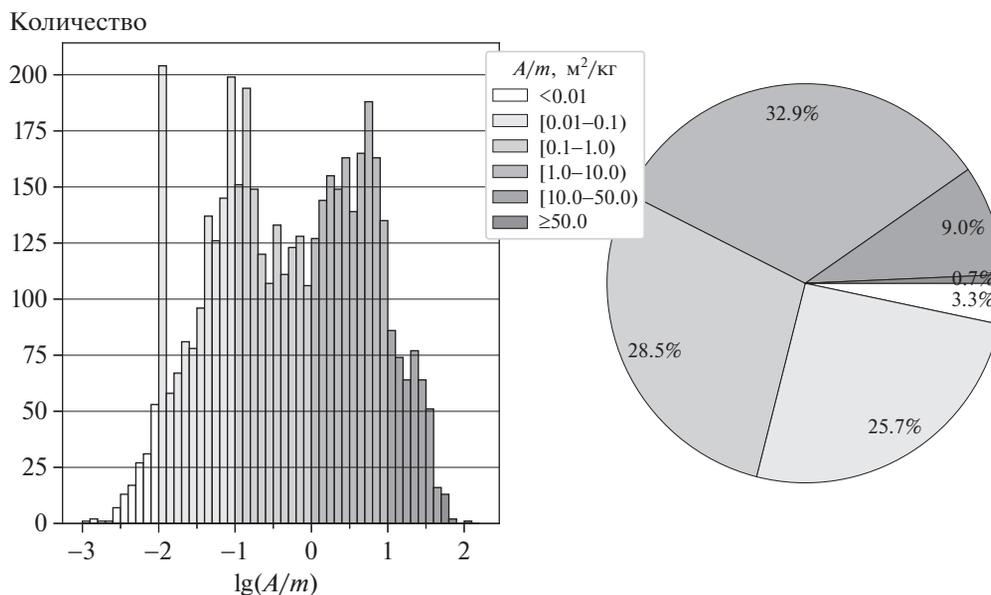


Рис. 1. Распределение объектов космического мусора в геостационарной области по отношению площади к массе A/m .

КО в результате их физического износа, взрывов и столкновений [3]. Расчетное количество различных событий, приведших к фрагментации, указанное на сайте ЕКА [1], более 640. Это создает серьезную угрозу не только для пилотируемых орбитальных станций и функционирующих космических аппаратов (КА), но и для экологии Земли и околоземного космического пространства (ОКП).

В России создана и эффективно функционирует с 1 января 2016 г. автоматизированная система предупреждения об опасных ситуациях в околоземном космическом пространстве (АСПОС ОКП) [4], представляющая собой единое информационное поле, охватывающее как средства мониторинга ОКП, так и центры обработки и анализа информации мониторинга. Согласно [4] каталог АСПОС ОКП содержит 26 015 техногенных объектов размером более 10 см, что составляет лишь 4% от их общего числа.

В статье Агапова и др. [5] отмечено, что система мониторинга ОКП контролирует всю область геостационарной орбиты (ГСО), что позволило обнаружить и сопровождать около 9000 КО на высоких орбитах: ГСО, высокоэллиптических (ВЭО) и средневысоких (СВО). Среди них оказалось несколько тысяч объектов с большим отношением площади к массе (ОПМ), многие из которых пересекают область ГСО или остаются там постоянно, увеличивая таким образом опасность для работающих спутников. На рис. 1 приведено распределение объектов космического мусора в геостационарной области по ОПМ согласно дан-

ным информационного портала ПАО МАК “Вымпел” [6] (на 2022 г.).

Для фрагментов КМ с большим ОПМ возмущения, обусловленные радиационными силами, становятся вторым по величине (после гравитационного поля Земли) фактором, влияющим на движение. В результате элементы орбиты таких объектов значительно изменяются за короткое время. Исследования показали, что влияние светового давления приводит к существенным изменениям эксцентриситета и наклона орбит объектов с большим ОПМ (см., напр., [7–14]).

Кроме того, сложная форма поверхности фрагментов и их непрогнозируемое вращение относительно центра масс вызывают изменение эффективного значения отношения площади к массе, и, как следствие, к большим ошибкам прогноза их положения даже на коротких интервалах времени. Это приводит к их необнаружению при повторных наблюдениях и переводу этих объектов в категорию потерянных [5]. Как показано в [15], быстрое вращение гибкой модели (тонкой, деформируемой мембраны) приводит к изменениям наклона и эксцентриситета, отличающимся от таковых у твердых тел с постоянным отношением площади к массе, таких как плоская жесткая пластина и твердое сферическое тело.

Если эфемерида для объекта вычислена без учета возмущений от радиационных сил либо с учетом этих сил, но при неправильном их моделировании, например, из-за неверного определения отношения площади миделева сечения к массе A/m , то при отсутствии наблюдений объекта в

Таблица 1. Значения начального эксцентриситета e_0 при различных больших полуосях a_0

a_0 , тыс. км	e_0
10	0.001, 0.1, 0.2, 0.3
15	0.001, 0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5
20	0.001, 0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5, 0.6
25, 30	0.001, 0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5, 0.6, 0.7
35, 40, 45, 50, 55	0.001, 0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5, 0.6, 0.7, 0.8

течение длительного времени вероятность обнаружения КО с большим ОПМ снижается. Актуально определить период времени, в течение которого отклонение возмущенного положения от невозмущенного достигнет таких значений, когда при повторных наблюдениях объект не попадет в поле зрения телескопа, что повлечет за собой перевод этого объекта в разряд потерянных.

Данное исследование посвящено оценке влияния радиационных сил на положение КО с большим ОПМ на небесной сфере. В разделе 2 описан алгоритм формирования начальных параметров модельных объектов, в разделе 3 представлены методы исследования, в разделе 4 изложены результаты анализа полученных данных.

2. ОПИСАНИЕ МОДЕЛЬНЫХ ОБЪЕКТОВ

Выбор элементов орбиты модельных КО совершен таким образом, чтобы обеспечить широкий охват наблюдаемых в настоящее время фрагментов КМ в области средневысоких, геостационарных и высокоэллиптических орбит по данным портала [6].

Исходные элементы орбит модельных КО сформированы следующим образом: для каждого значения большой полуоси a_0 в диапазоне от 10000 до 55000 км включительно с шагом 5000 км эксцентриситет e_0 принимал значения, указанные в табл. 1. Остальные элементы выбраны случайно из заданного набора значений: наклон i_0 от 0° до 110° включительно с шагом 1° , долготы восходящего узла Ω_0 и аргумент перигея ω_0 от 0° до 359° включительно с шагом 1° , во всех случаях средняя аномалия $M_0 = 0^\circ$. Всего сгенерированы элементы орбиты для 78 модельных объектов (табл. 2).

3. МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

3.1. Радиационные силы

Прямое световое давление, экспериментально открытое П.Н. Лебедевым [16], — это давление, которое оказывает световое (и вообще электромагнитное) излучение, падающее на поверхность

тела. Возмущающее ускорение, вызванное влиянием светового давления, зависит не только от массы и положения облучаемого тела, но и от его размеров, формы, температуры и отражающих свойств его поверхности, а также от ориентации тела в световом потоке. Существенным параметром является так называемая “парусность”, т.е. отношение площади поперечного (к потоку лучей) сечения тела к массе последнего. Этот параметр достигает высоких значений, например, для мельчайших пылевых и микрометеоритных частиц Солнечной системы и для протяженных отражающих искусственных конструкций типа зеркальных солнечных парусов, околоземных спутников-баллонов, орбитальных отражателей и т.п.

Другим проявлением влияния радиационных сил является эффект Пойнтинга-Робертсона [16], благодаря которому происходит медленное вековое спиральное приближение частицы к Солнцу. Это вызывает ее выгорание и постепенное увеличение “парусности”. За этим следует резкое прямолинейное выметание остатков выгоревшей частицы из Солнечной системы под действием прямого давления солнечной радиации. Как показано в [17], этот эффект оказывается важным и для объектов КМ с умеренным и большим ОПМ, поскольку вызывает вековое уменьшение большой полуоси орбиты.

Согласно [18], в системе координат с началом в центре масс Солнца радиационные силы, действующие на КО сферической формы, можно представить в виде

$$\mathbf{F}_L = L \frac{\mathbf{x}}{|\mathbf{x}|} - L \left(\frac{\dot{\mathbf{x}} \cdot \mathbf{x} \mathbf{x}}{c |\mathbf{x}| |\dot{\mathbf{x}}|} + \frac{\dot{\mathbf{x}}}{c} \right), \quad (1)$$

$$L = \Phi P k \frac{A a_E^2}{m |\mathbf{x}|^2},$$

где c — скорость света, Φ — функция тени, $P = 4.56 \times 10^{-8} \text{ Н/м}^2$ — солнечная постоянная; k — постоянная, характеризующая отражающие свойства объекта ($k = 1.0$ соответствует зеркальному отражению, $k = 1.44$ — полному диффузному рассеиванию); a_E — большая полуось орбиты Земли; A — площадь миделева сечения, отнесенного к плоскости, перпендикулярной \mathbf{x} -вектору положения объекта относительно Солнца; $|\mathbf{x}|$ — расстояние между объектом и Солнцем; m — масса исследуемого объекта. Первая составляющая в (1) отвечает за прямое световое давление (эффект Лебедева), вторая — за эффект Пойнтинга-Робертсона.

Поскольку в дальнейшем коэффициент kA/m часто используется, введем обозначение $\gamma = kA/m$.

Таблица 2. Начальные элементы орбит модельных объектов

№	a_0 , км	e_0	i_0 , °	Ω_0 , °	ω_0 , °	№	a_0 , км	e_0	i_0 , °	Ω_0 , °	ω_0 , °	№	a_0 , км	e_0	i_0 , °	Ω_0 , °	ω_0 , °
1	10000	0.001	70	273	312	27	30000	0.1	59	201	273	53	45000	0.1	106	7	34
2	10000	0.1	103	86	346	28	30000	0.2	19	327	326	54	45000	0.2	38	128	170
3	10000	0.2	84	191	198	29	30000	0.3	110	270	334	55	45000	0.3	18	125	304
4	10000	0.3	85	8	40	30	30000	0.4	69	115	7	56	45000	0.4	69	197	118
5	15000	0.001	53	39	298	31	30000	0.5	68	230	42	57	45000	0.5	56	112	276
6	15000	0.1	44	127	113	32	30000	0.6	107	355	259	58	45000	0.6	34	90	87
7	15000	0.2	71	182	232	33	30000	0.7	7	282	192	59	45000	0.7	76	129	185
8	15000	0.3	59	92	312	34	35000	0.001	5	327	55	60	45000	0.8	54	252	278
9	15000	0.4	31	92	89	35	35000	0.1	103	47	244	61	50000	0.001	61	230	207
10	15000	0.5	62	127	65	36	35000	0.2	37	149	159	62	50000	0.1	72	67	182
11	20000	0.001	12	99	80	37	35000	0.3	24	49	57	63	50000	0.2	98	70	171
12	20000	0.1	92	322	87	38	35000	0.4	38	283	219	64	50000	0.3	1	80	275
13	20000	0.2	104	100	31	39	35000	0.5	1	323	255	65	50000	0.4	10	246	90
14	20000	0.3	3	198	12	40	35000	0.6	33	94	17	66	50000	0.5	39	292	200
15	20000	0.4	96	26	40	41	35000	0.7	82	316	315	67	50000	0.6	4	8	135
16	20000	0.5	106	132	23	42	35000	0.8	44	227	121	68	50000	0.7	16	303	15
17	20000	0.6	57	303	198	43	40000	0.001	50	347	87	69	50000	0.8	65	339	151
18	25000	0.001	17	224	343	44	40000	0.1	10	304	187	70	55000	0.001	12	93	323
19	25000	0.1	36	75	165	45	40000	0.2	54	192	212	71	55000	0.1	88	44	158
20	25000	0.2	8	32	162	46	40000	0.3	67	47	339	72	55000	0.2	72	32	193
21	25000	0.3	71	250	229	47	40000	0.4	84	246	244	73	55000	0.3	13	222	248
22	25000	0.4	38	232	212	48	40000	0.5	74	268	33	74	55000	0.4	34	9	28
23	25000	0.5	44	85	210	49	40000	0.6	98	229	51	75	55000	0.5	2	136	44
24	25000	0.6	102	76	101	50	40000	0.7	16	271	263	76	55000	0.6	76	313	237
25	25000	0.7	33	104	335	51	40000	0.8	46	238	166	77	55000	0.7	95	263	266
26	30000	0.001	36	197	231	52	45000	0.001	19	173	236	78	55000	0.8	45	25	300

Примечание. Приведены: a_0 – большая полуось, e_0 – эксцентриситет, i_0 – наклон, Ω_0 – долгота восходящего узла, ω_0 – аргумент перигея. Средняя аномалия $M_0 = 0^\circ$ для всех моделей, начальная эпоха – $0^h 0^m 0.0^s$ 1 июня 2018 г.

3.2. Интегратор

Для исследования влияния радиационных сил на движение объекта с большим ОПМ использован высокоточный программный комплекс “Численная модель движения систем ИСЗ” [19], разработанный в Научно-исследовательском институте прикладной математики и механики Томского государственного университета (НИИПММ ТГУ).

В модель сил комплекса [19] включены следующие составляющие: гравитационное поле Земли (модель EGM2008, гармоники геопотенциала до 30-го порядка и степени включительно), притяжение Солнца, Луны, всех планет и Плутона (с использованием фонда больших планет DE/LE421), гармоники селенопотенциала до 2-го порядка и степени включительно (модель LP150Q), приливы в теле Земли, океанические и

полюсной приливы, радиационные силы, сопротивление атмосферы (модель атмосферы NRLMSISE-00, коэффициент лобового сопротивления 2.0), релятивистские эффекты (шварцшильдовские возмущения, эффекты Лензе–Тирринговой прецессии, релятивистские квадрупольные члены). Уравнения движения проинтегрированы методом Эверхарта 19-го порядка с автоматическим выбором шага.

Со стороны радиационных сил комплекс [19] учитывает возмущения от светового давления и эффекта Пойнтинга-Робертсона, при этом используется конусная модель светового давления с тенью и полутенью, и принято, что тело имеет сферическую форму, т.е. отношение площади к массе A/m постоянно.

Постоянство A/m обычно обосновывается тем, что действие светового давления на объекты

несферической формы (что практически всегда справедливо для больших ОПМ) на продолжительных интервалах времени усредняется. На малых временах это предположение не работает. Но моделирование тела в виде сферически-симметричного тела с постоянным отношением площади к массе должно приводить к максимальному проявлению эффектов со стороны радиационных сил, что следует из исследования [15], в котором приведено сравнение орбитальной эволюции трех моделей КО: гибкая деформируемая мембрана, твердое сферическое тело и плоская жесткая пластина, и получено, что орбитальная эволюция сферического тела демонстрирует самый высокий вековой тренд эксцентриситета и наибольший амплитуду вариаций наклона.

3.3. Численное моделирование орбит

При моделировании рассмотрены два варианта: с коэффициентом отражения поверхности спутника k , равным 1.0 и 1.44. Для каждого k принимались значения A/m из списка (0.01, 1.0, 10.0, 25.0, 50.0, 75.0, 100.0, 125.0) $\text{м}^2/\text{кг}$, так как согласно [5] по наблюдениям 2016–2017 гг. имелись объекты с $A/m \sim 70 \text{ м}^2/\text{кг}$, а по более новым данным [6] уже обнаружен объект с $A/m > 100 \text{ м}^2/\text{кг}$ (рис. 1).

Таким образом, для каждого модельного объекта получены 16 вариантов прогнозируемых положений (координат и скоростей в инерциальной геоцентрической системе) с учетом радиационных сил (далее “возмущенное” положение) и 16 без их учета (“невозмущенное” положение) на интервале времени 1 год (с $0^{\text{h}} 0^{\text{m}} 0.0^{\text{s}}$ 1 июня 2018 г. по $0^{\text{h}} 0^{\text{m}} 0.0^{\text{s}}$ 1 июня 2019 г.) с шагом выдачи 5 мин.

Затем между соответствующими возмущенным и невозмущенным положениями объекта вычислено угловое расстояние θ для каждой точки, и найдены максимальные значения θ_{max} в течение заданных периодов времени, а также количество дней, в течение которых θ не превышает $5'$, $45'$ и 3° , что соответствует полям зрения различных телескопов.

Угловое расстояние θ вычислялось относительно подспутниковой точки КО, находящегося в возмущенном положении. Все координатные преобразования и определение расстояний θ выполнялись с помощью средств библиотеки `astro.coordinates` [20], при этом Земля принималась в виде эллипсоида WGS84. Кроме того, этот астрономический пакет позволил определить угловое расстояние между двумя точками с известными геоцентрическими координатами как проекциями на небесную сферу по дуге большого круга.

Также найдены максимальные в течение времени интегрирования изменения большой полуоси a , эксцентриситета e и наклона i орбиты под

влиянием радиационных сил при различных значениях коэффициента γ .

3.4. Оценка ошибки округления

В процессе численного интегрирования накапливается ошибка округления, которая оценена путем интегрирования на 1 год вперед и обратно орбит 20 модельных объектов с наименьшим и наибольшим значениями эксцентриситета при данной a_0 (табл. 1) и, дополнительно, орбиты объекта № 54 – единственного объекта, для которого при $\gamma = 180.0 \text{ м}^2/\text{кг}$ проведено интегрирование на протяжении 1 года.

Введем обозначения: r – радиус-вектор модельного объекта от центра Земли; нижний индекс “0” соответствует невозмущенной орбите, “1” – возмущенной; верхний индекс “0” – исходное положение в начальный момент, “1” – вычисленное положение в начальный момент после численного интегрирования на 1 год вперед и обратно, выполненном с параметрами $k = 1.0$, $A/m = 0.01$, “2” – то же при максимальном значении коэффициента γ , для которого интегрирование проведено на протяжении 1 года (это значение указано в последнем столбце табл. 3).

В начальный момент интегрирования возмущенной и невозмущенной орбит координаты и скорость объекта одинаковые, следовательно $r_0^0 = r_1^0$, пространственное расстояние $D^0 = 0$. При обратном интегрировании за счет накопления ошибок округления на начальный момент времени получены координаты и скорости, отличные от исходных. Сравним их и вычислим следующие величины: $dr_0^1 = |r_0^1 - r_0^0|$, $dr_1^1 = |r_1^1 - r_1^0|$, $dr_0^2 = |r_0^2 - r_0^0|$, $dr_1^2 = |r_1^2 - r_1^0|$, $dD^1 = D^1 - D^0$, $dD^2 = D^2 - D^0$ (см. табл. 3). Поскольку $r_0^1 = r_0^2$ (невозмущенное положение не зависит от k и A/m), то $dr_0^1 = dr_0^2$, поэтому в табл. 3 приведены значения только для dr_0^1 .

Для оценки влияния ошибки округления на положение объекта на небесной сфере также вычислены угловые расстояния θ^1 , θ^2 , соответствующие расстояниям dD^1 и dD^2 , относительно подспутниковой точки.

Анализируя табл. 3, получим, что максимальная возможная ошибка вычисления углового расстояния составила $\sim 2.8''$, учитывая, что в результате интегрирования на 1 год вперед и обратно накопленная ошибка округления в 2 раза больше, чем при интегрировании только вперед. Таким образом, указанные параметры модели возмущающих сил обеспечивают необходимую для реше-

Таблица 3. Значения ошибки округления при численном интегрировании на 1 год вперед и обратно

№*	a_0 , км	e_0	dr_0^1 , м	dr_1^1 , м	dr_1^2 , м	dD^1 , м	θ^1 , "	dD^2 , м	θ^2 , "	γ , м ² /кг
1	10000	0.001	0.0029	0.0030	0.0030	8×10^{-5}	5×10^{-6}	0.0059	3×10^{-4}	75.0
4	10000	0.3	0.0055	4.2842	0.0057	4.2787	1.3978	2×10^{-4}	7×10^{-5}	1.44
5	15000	0.001	8×10^{-5}	8×10^{-5}	1×10^{-5}	1×10^{-6}	2×10^{-8}	9×10^{-5}	2×10^{-6}	36.0
10	15000	0.5	0.0017	0.0014	0.0009	3×10^{-4}	5×10^{-5}	0.0007	0.0001	1.44
11	20000	0.001	4×10^{-5}	4×10^{-5}	5×10^{-6}	2×10^{-7}	3×10^{-9}	3×10^{-5}	5×10^{-7}	25.0
17	20000	0.6	8×10^{-4}	7×10^{-4}	3×10^{-4}	1×10^{-5}	2×10^{-6}	5×10^{-4}	6×10^{-5}	10.0
18	25000	0.001	2×10^{-5}	2×10^{-5}	3×10^{-6}	2×10^{-6}	3×10^{-8}	2×10^{-5}	2×10^{-7}	36.0
25	25000	0.7	0.0012	30.4384	3×10^{-4}	30.4372	5.5903	0.0015	3×10^{-4}	108.0
26	30000	0.001	7×10^{-6}	1×10^{-5}	5×10^{-7}	4×10^{-6}	3×10^{-8}	7×10^{-6}	6×10^{-8}	50.0
33	30000	0.7	4×10^{-5}	4×10^{-5}	2×10^{-4}	8×10^{-5}	7×10^{-6}	2×10^{-4}	2×10^{-5}	25.0
34	35000	0.001	8×10^{-6}	2×10^{-6}	5×10^{-6}	6×10^{-6}	4×10^{-8}	3×10^{-6}	2×10^{-8}	36.0
42	35000	0.8	1×10^{-3}	9×10^{-4}	4×10^{-4}	6×10^{-5}	2×10^{-5}	0.0014	5×10^{-4}	10.0
43	40000	0.001	5×10^{-6}	4×10^{-6}	4×10^{-8}	1×10^{-6}	8×10^{-9}	5×10^{-6}	3×10^{-8}	36.0
51	40000	0.8	9×10^{-4}	8×10^{-4}	1×10^{-5}	6×10^{-5}	8×10^{-6}	9×10^{-4}	1×10^{-4}	75.0
52	45000	0.001	3×10^{-6}	8×10^{-7}	7×10^{-8}	2×10^{-6}	9×10^{-9}	3×10^{-6}	1×10^{-8}	36.0
54	45000	0.2	1×10^{-6}	4×10^{-6}	4×10^{-5}	5×10^{-6}	3×10^{-8}	4×10^{-5}	3×10^{-7}	180.0
60	45000	0.8	4×10^{-6}	1×10^{-5}	2×10^{-5}	1×10^{-5}	8×10^{-7}	1×10^{-5}	1×10^{-6}	10.0
61	50000	0.001	2×10^{-6}	3×10^{-6}	2×10^{-7}	1×10^{-6}	5×10^{-9}	2×10^{-6}	1×10^{-8}	75.0
69	50000	0.8	3×10^{-5}	5×10^{-6}	3×10^{-5}	3×10^{-5}	2×10^{-6}	4×10^{-6}	2×10^{-7}	25.0
70	55000	0.001	1×10^{-8}	9×10^{-7}	3×10^{-6}	9×10^{-7}	4×10^{-9}	3×10^{-6}	1×10^{-8}	36.0
78	55000	0.8	4×10^{-6}	3×10^{-5}	5×10^{-6}	4×10^{-5}	2×10^{-6}	9×10^{-6}	4×10^{-7}	1.44

Примечание. №* – номер модельного объекта согласно табл. 2, a_0, e_0 – исходные большая полуось и эксцентриситет орбиты объекта. Пояснение к обозначениям остальных столбцов см. в тексте (п. 3.4).

ния задачи точность прогнозирования движения объектов.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

4.1. Эволюция большой полуоси, эксцентриситета и наклона

На рис. 2 приведены максимальные в течение времени интегрирования изменения (по модулю) большой полуоси a , эксцентриситета e и наклона i орбиты под влиянием радиационных сил при различных значениях коэффициента γ . При $\gamma \leq 50$ м²/кг прослеживается увеличение дрейфа a, e и i с ростом γ . Отсутствие дальнейшего роста дрейфа связано с уменьшением времени жизни на орбите объектов с большей парусностью. Наблюдается тенденция увеличения дрейфа большой полуоси и наклона с ростом e_0 при одинаковых значениях a_0 . Зависимость амплитуды колебаний эксцентриситета от e_0 при малых γ не так однозначна, но при больших γ заметно уменьшение $|de_{\max}|$ с ростом e_0 .

Для всех объектов получен отрицательный дрейф большой полуоси (см. рисунки ниже). Скорость этого дрейфа разная для различных объектов, но для всех КО она растет с увеличением γ .

Изменение эксцентриситета под влиянием радиационных сил происходит согласно трем вариантам:

1. Сначала увеличение, затем уменьшение, при этом разность возмущенного и невозмущенного эксцентриситетов практически не переходит в область отрицательных значений (рис. 3, верхняя панель);
2. Похож на 1-й вариант, но возмущенный эксцентриситет может быть значительно меньше невозмущенного (рис. 3, средняя панель);
3. Сначала уменьшение, затем увеличение (рис. 3, нижняя панель).

Графики в левой части рис. 3 иллюстрируют простую реализацию, но в некоторых случаях может быть более сложный характер зависимости $de(t)$, как показано на рис. 3, справа. Первый ва-

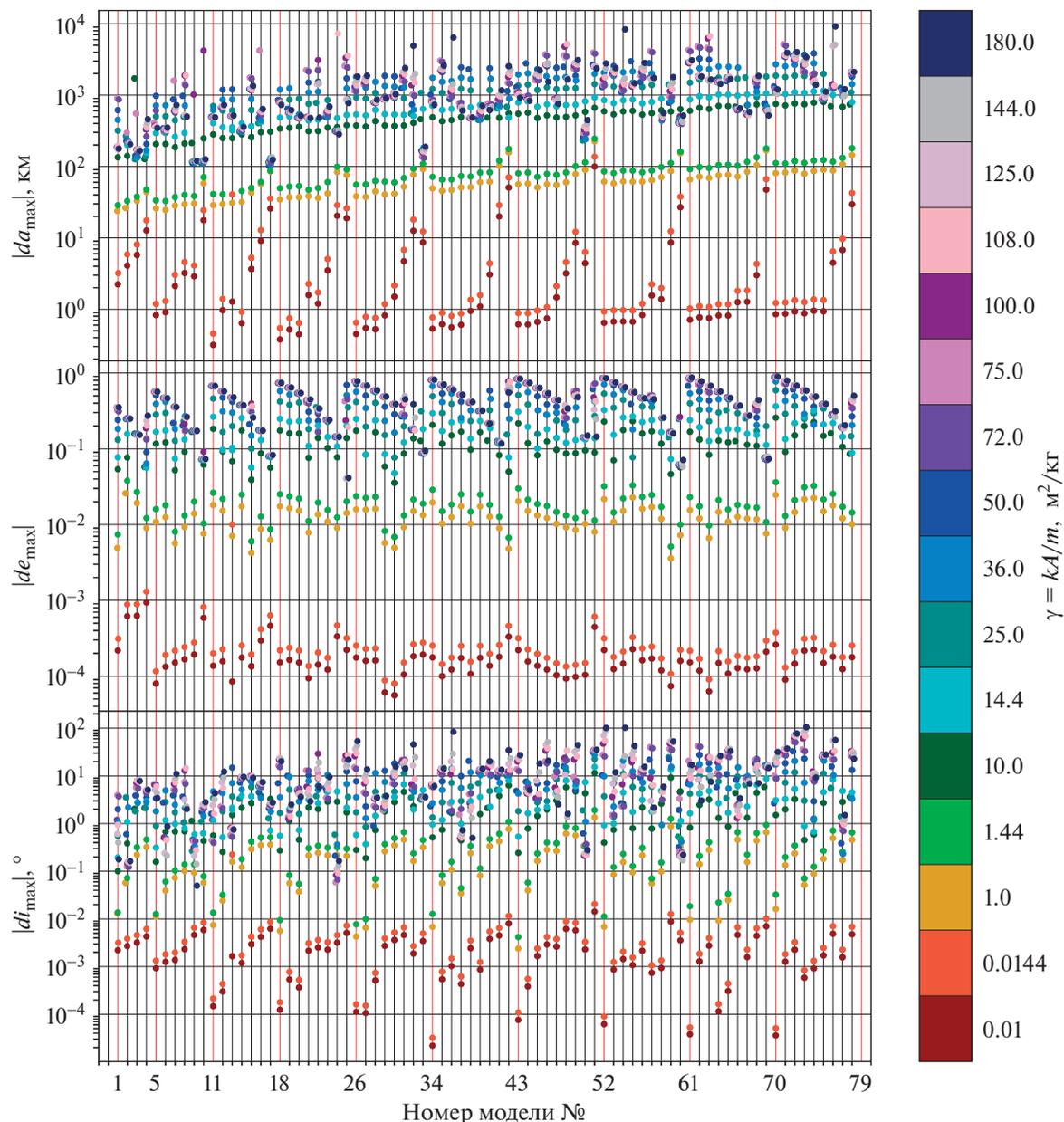


Рис. 2. Максимальные изменения (по модулю) большой полуоси a , эксцентриситета e и наклона i орбиты под влиянием радиационных сил при различных значениях коэффициента $\gamma = kA/m$, указанных на цветовой шкале справа, в течение периода интегрирования. Красные вертикальные линии отделяют объекты с одинаковыми значениями a_0 .

риант чаще всего реализуется в случае малого эксцентриситета в начальную эпоху. Во всех случаях изменение эксцентриситета тем значительней, чем больше γ . При достижении эксцентриситетом такого значения, при котором орбита пересекалась с плотными слоями атмосферы или Землей, интегрирование прерывалось.

Под действием радиационных сил происходит также изменение наклона орбиты (рис. 9, 10, 11). Небольшие вариации наклона (в пределах 5°) в течение времени интегрирования при всех значе-

ниях γ продемонстрировали модели № 1, 2, 4, 6, 9, 10, 11, 17, 20, 24, 33, 60 и 77. В пределах 10° изменяется наклон орбит объектов № 3, 5, 14, 15, 16, 19, 23, 34, 37, 44, 50, 58 и 67. При некоторых значениях γ (как правило, $\geq 50 \text{ м}^2/\text{кг}$) амплитуда $di(t)$ превышает 10° , но менее 20° у моделей с номерами 7, 8, 12, 13, 21, 27, 28, 29, 30, 35, 38, 39, 41, 45, 47, 53, 56, 66, 69, 74. У всех объектов с большими полуосями ($a_0 = 10000, 15000$ и 20000 км) вариации наклона не превышают 15° (рис. 2).

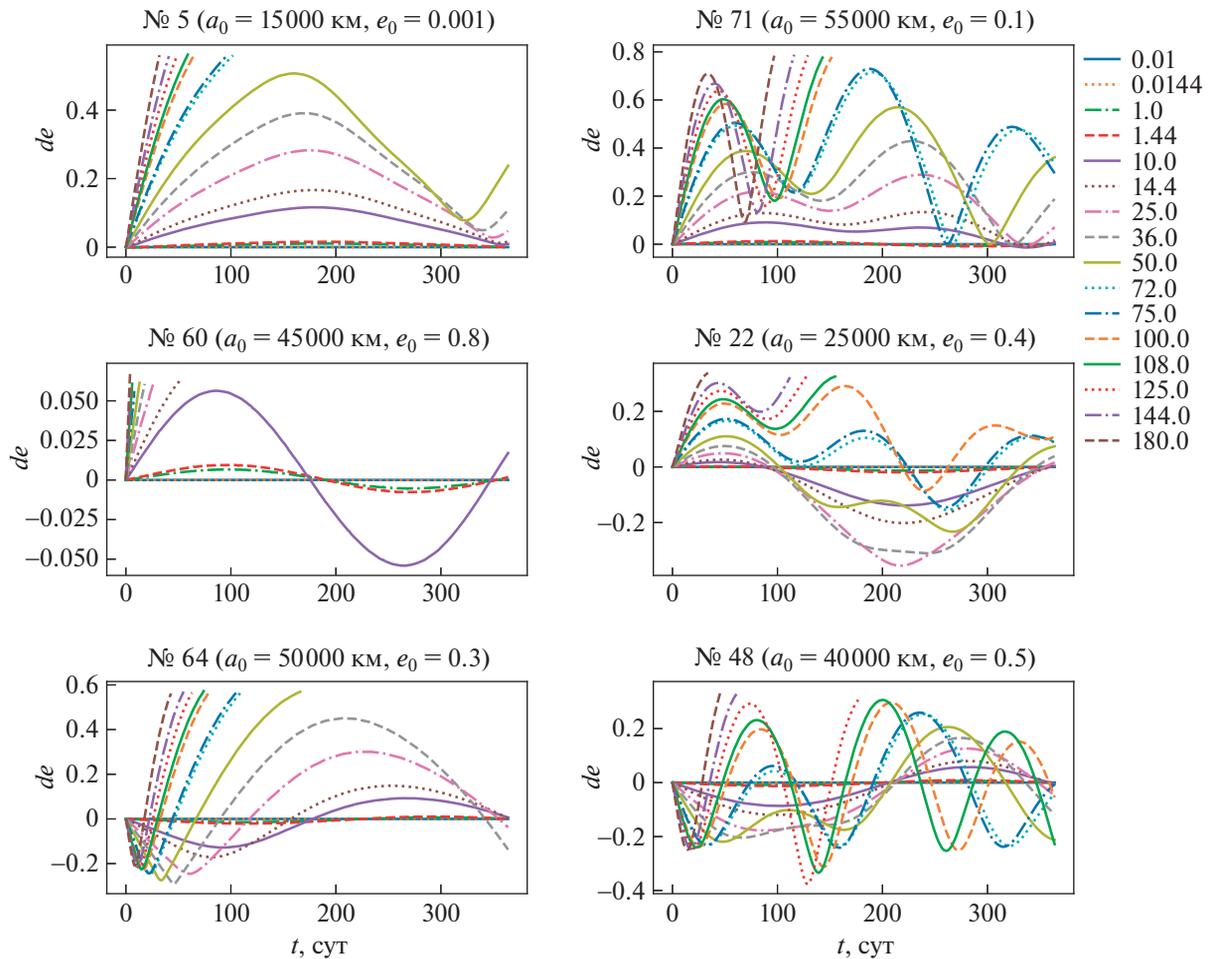


Рис. 3. Демонстрация вариантов типичного поведения изменения эксцентриситета под влиянием радиационных сил при различных значениях коэффициента $\gamma = kA/m \text{ м}^2/\text{кг}$, указанных в легенде, на примере орбит модельных объектов № 5, 60, 64, 71, 22 и 48; de – разность эксцентриситетов орбит, вычисленных с учетом и без учета радиационных сил, t – время от начальной эпохи.

Для объектов № 18, 22, 25, 31, 40, 42, 43, 48, 49, 51, 55, 57, 61, 62, 63, 64, 65, 68, 70, 71, 75 и 78 $|di_{\max}|$ в отдельных случаях (как правило, при $\gamma \geq 25 \text{ м}^2/\text{кг}$) принимает значения до 45° (см. рис. 2). У ряда объектов (№ 26, 32, 36, 46, 59, 72, 76) при больших γ изменение наклона достигает значительных величин, от 46° до 85° , а для моделей № 52, 54 и 73 $di_{\max} > 100^\circ$ при $\gamma = 180 \text{ м}^2/\text{кг}$. Это говорит о возможности флипов плоскости орбиты [14] (т.е. переходов от прямого движения с наклоном $i < 90^\circ$ к обратному с наклоном $i > 90^\circ$ и обратно), обусловленных световым давлением, даже на малых интервалах времени при $\gamma \geq 50 \text{ м}^2/\text{кг}$.

4.2. Поведение θ_{\max}

Рисунки 4, 5 содержат информацию по всем 78 модельным объектам, расположенным в зави-

симости от начальных значений большой полуоси a_0 и эксцентриситета e_0 (табл. 2), для 16 значений γ . На рис. 4 приведены максимальные угловые расстояния θ_{\max} между положениями объектов, определенными с учетом и без учета возмущений со стороны радиационных сил, в течение одних, двух и трех суток. Рисунок 5 демонстрирует временные интервалы, в течение которых максимальное угловое расстояние θ_{\max} не превышает $5'$, $45'$ и 3° . В дальнейшем, при изложении результатов уделено большое внимание превышению θ_{\max} трех градусов, поскольку это сигнализирует о возможности выхода прогнозируемого положения КО за пределы поля зрения даже широкоугольных обзорных телескопов.

На рис. 6 для каждого модельного объекта, расположенного в координатных осях (γ, e_0) при различных значениях a_0 , приведено количество

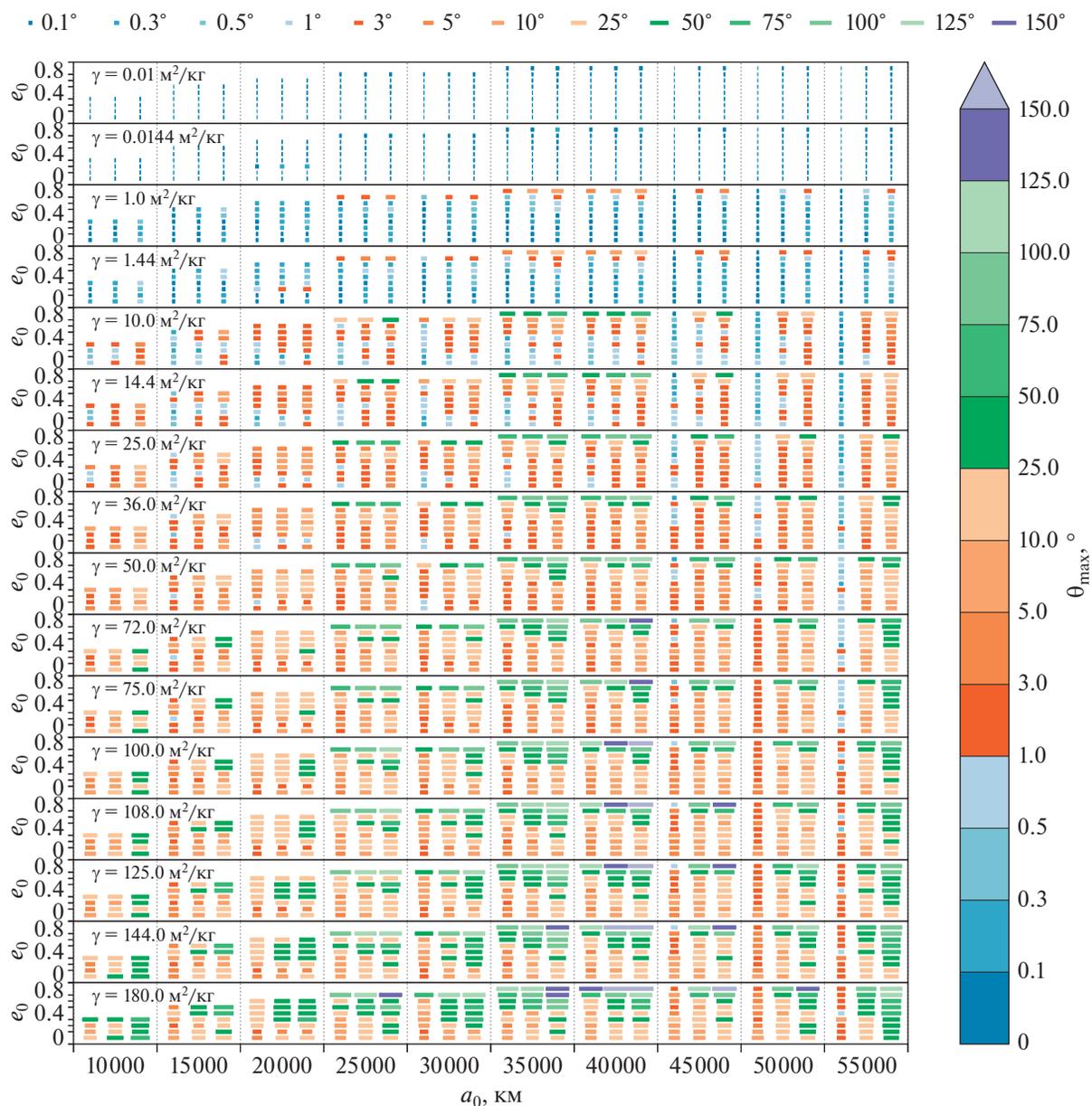


Рис. 4. Максимальные угловые расстояния θ_{\max} между положениями объектов, определенными с учетом и без учета возмущений со стороны радиационных сил при различных $\gamma = kA/m$. Для каждого значения большой полуоси приведены 3 столбика маркеров: в течение одного (слева), двух (в центре) и трех (справа) дней.

времени, в течение которого проводилось численное интегрирование. Если интегрирование было успешно в течение 1 года, то маркер на рис. 6 имеет темно-синий цвет. В остальных случаях работа программы была прервана в связи с падением объекта на Землю.

На рис. 4–6 цвет маркера соответствует интервалу значений, указанному на шкале справа, а размер маркера пропорционален иллюстрируемой величине, причем на верхней шкале (над рисунком) изображены соотношения размеров маркеров граничным значениям из правой (цвето-

вой) шкалы. Единицы измерения значений обеих шкал совпадают и указаны на боковой шкале справа.

На рис. 7 приведены максимальные значения γ , при которых $\theta_{\max} \leq 3^\circ$ в течение одного, двух и трех дней.

4.2.1. Влияние коэффициента отражения k . Великое влияние коэффициента отражения k , которое покажем на примере модели № 13: при $A/m = 1.0 \text{ м}^2/\text{кг}$ и $k = 1.0 - \theta_{\max} = 3.671', 6.468', 8.379' \text{ и } 9.613'$ через 1, 2, 3 и 5 дней соответствен-

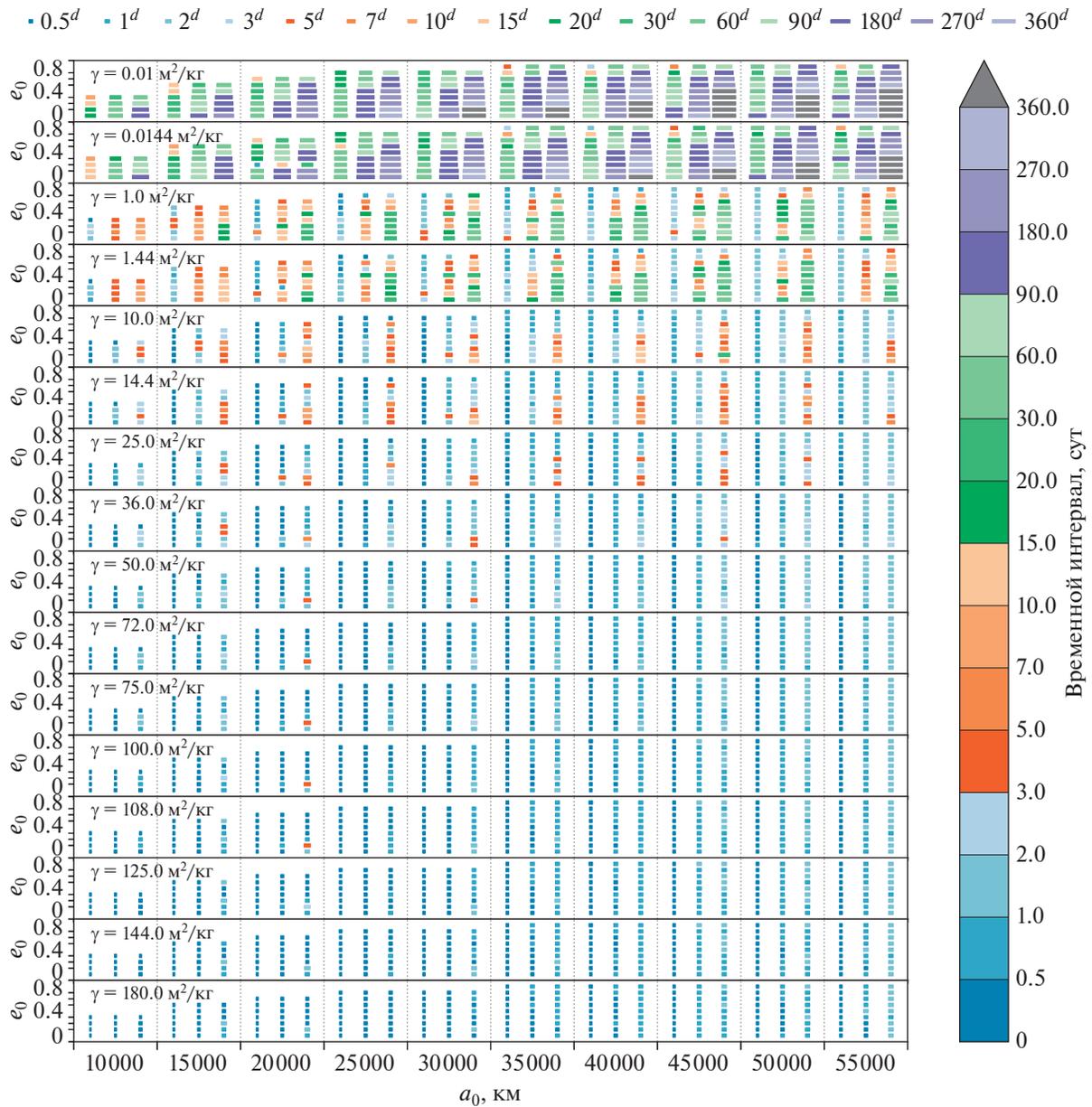


Рис. 5. Временные интервалы, в течение которых максимальные угловые расстояния θ_{\max} между положениями объектов, определенными с учетом и без учета возмущений со стороны радиационных сил при различных $\gamma = kA/m$, не превышают $5'$, $45'$ и 3° . Для каждого значения большой полуоси приведены 3 столбика маркеров: слева – для $\theta_{\max} \leq 5'$, в центре – для $\theta_{\max} \leq 45'$, справа – для $\theta_{\max} \leq 3^\circ$.

но, а при $A/m = 1.0 \text{ м}^2/\text{кг}$ и $k = 1.44$ – $\theta_{\max} = 47.558', 83.832', 108.631'$ и $124.707'$ (рис. 4).

Таким образом, неверное моделирование отражающих свойств поверхности объекта может сильно сказаться на достоверности прогнозируемого положения.

4.2.2. Сравнение θ_{\max} при близких значениях γ .

Также сравним θ_{\max} при близких значениях γ : 72.0 и $75.0 \text{ м}^2/\text{кг}$, 100 и $108 \text{ м}^2/\text{кг}$, отличие которых состав-

ляет 4.167 и 8.0% соответственно. В табл. 4 для объектов № 26 ($a_0 = 30000 \text{ км}$, $e_0 = 0.001$), № 30 ($a_0 = 30000 \text{ км}$, $e_0 = 0.4$), № 70 ($a_0 = 55000 \text{ км}$, $e_0 = 0.001$), № 74 ($a_0 = 55000 \text{ км}$, $e_0 = 0.4$) и № 77 ($a_0 = 55000 \text{ км}$, $e_0 = 0.7$) представлены значения θ_{\max} (в угловых минутах) в течение одних, двух, трех, пяти и семи суток (для каждой модели, 1, 2, 3, 4 и 5 строка соответственно), а также абсолютное $\Delta\theta_{\max}$ и относительное $\delta\theta_{\max}$ изменения θ_{\max} с

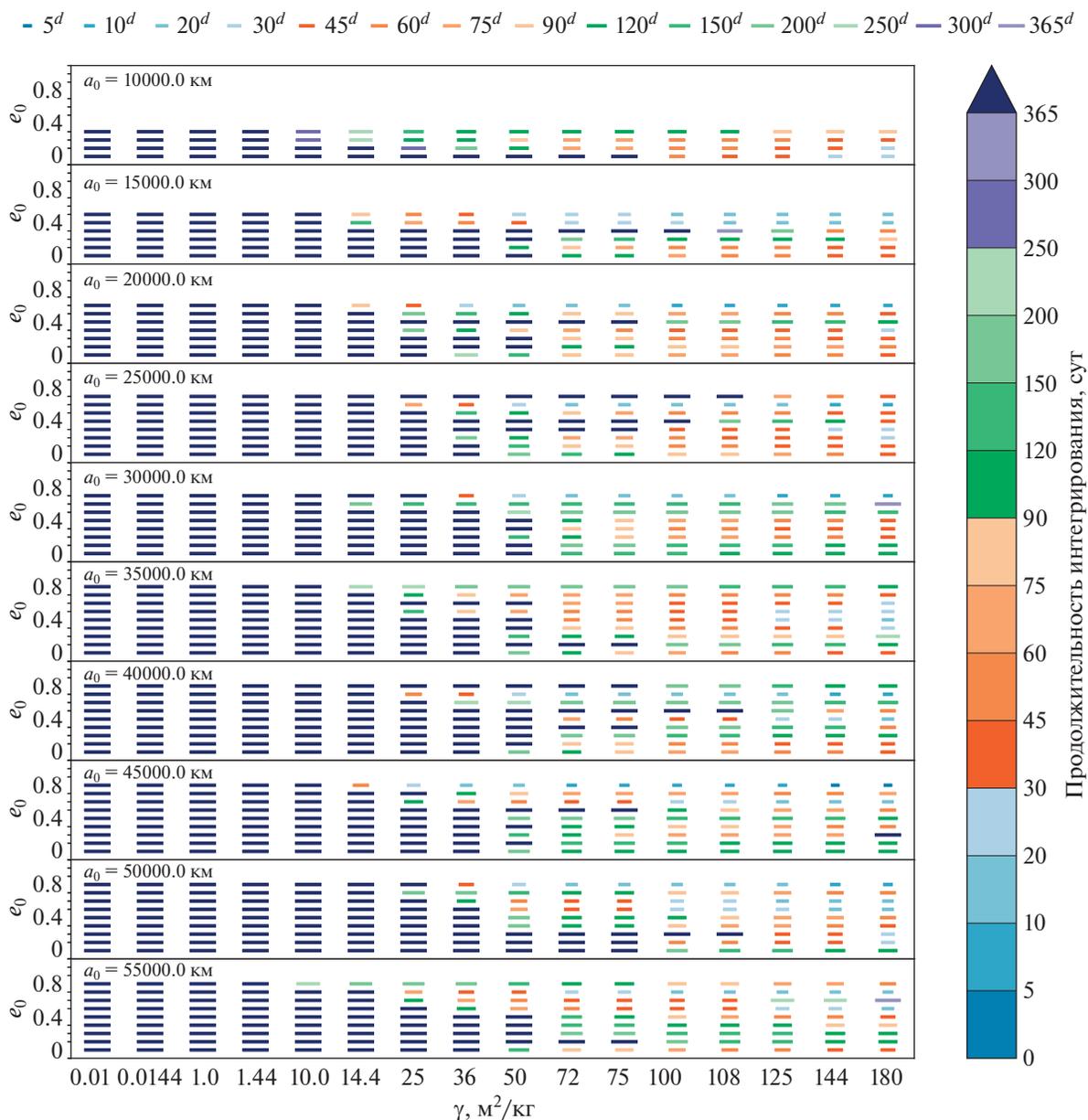


Рис. 6. Продолжительность численного интегрирования для каждого модельного объекта при различных значениях коэффициента $\gamma = kA/m$.

ростом γ . Видим, что θ_{\max} увеличивается примерно на тот же процент, что и γ , но $\delta\theta_{\max}$ имеет тенденцию уменьшаться со временем, а также с ростом e_0 .

Далее представлен комплексный анализ рис. 4, 5, 6 и 7 для каждого значения a_0 . В скобках указаны номера моделей по табл. 2.

4.2.3. Большая полуось $a_0 = 10000$ км (№ 1–4).

При $e_0 = 0.001$ время интегрирования (рис. 6) резко уменьшается для объектов с $\gamma \geq 100$ м²/кг, для которых под влиянием радиационных сил

эксцентриситет быстро растет, в результате чего уменьшается перигейное расстояние, и объекты входят в плотные слои атмосферы. При γ до 75 м²/кг имеет место волнообразное изменение эксцентриситета, причем амплитуда колебаний увеличивается с ростом γ (вариант 1, см. п. 4.1). При $e_0 = 0.1$ и 0.3 эксцентриситет под действием радиационных сил сначала уменьшается, а затем увеличивается (поведение 3-го типа), в то время как при $e_0 = 0.2$ наблюдается рост разности эксцентриситетов de орбит, вычисленных с учетом и

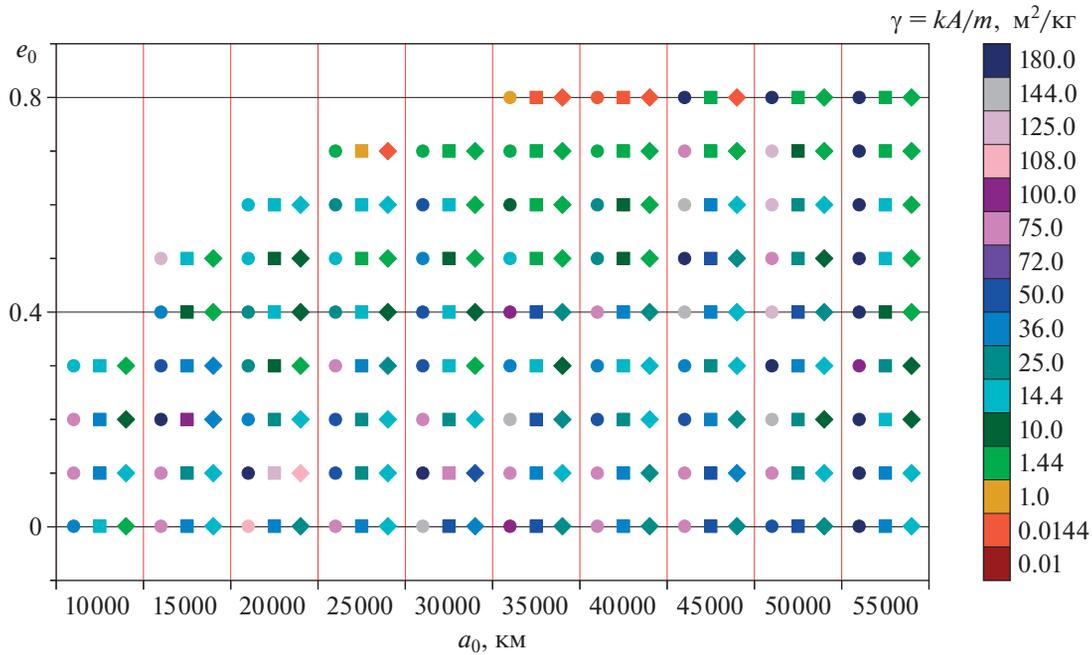


Рис. 7. Максимальные значения $\gamma = kA/m$, при которых $\theta_{\max} \leq 3^\circ$, для каждого значения a_0 и e_0 в течение одного (круглые маркеры), двух (квадратные маркеры) и трех (ромбовидные маркеры) дней.

без учета радиационных сил, в течение всего времени интегрирования (рис. 8, № 3).

Смещение возмущенного положения от невозмущенного быстро растет с увеличением γ и со временем (рис. 4, 5). На рис. 7 видим, что если в течение первых суток θ_{\max} не превышает 3° при максимуме γ от $14.4 \text{ м}^2/\text{кг}$ (для высокоэллиптических орбит с $e_0 = 0.3$) до $75 \text{ м}^2/\text{кг}$ (при средних значениях e_0), то в течение трех суток $\theta_{\max} \leq 3^\circ$ для моделей с $e_0 = 0.001$ и 0.3 при $\gamma \leq 1.44 \text{ м}^2/\text{кг}$, а с $e_0 = 0.1$ и 0.2 при $\gamma \leq 14.4$ и $10.0 \text{ м}^2/\text{кг}$ соответственно. Таким образом, объекты на орбитах с большими и малыми эксцентриситетами требуют более частых наблюдений, чем при средних e_0 . Кроме того, на рис. 6 видим, что время жизни на орбите объектов с $\gamma \geq 100 \text{ м}^2/\text{кг}$ увеличивается с ростом e_0 , т.е. при периоде обращения ~ 3 ч они могут многократно пересекать орбиты низкоорбитальных КО в ОКП, прежде чем сгорят в атмосфере Земли.

4.2.4. Большая полуось $a_0 = 15000$ км (№ 5–10).

Наибольшим временем жизни (рис. 6) обладают объекты при $e_0 = 0.2$ и 0.3 . При $\gamma \geq 14.4 \text{ м}^2/\text{кг}$ и $e_0 = 0.4, 0.5$ продолжительность интегрирования быстро убывает с ростом γ и составляет менее 1 мес при $\gamma \geq 72.0 \text{ м}^2/\text{кг}$. При малых e_0 объекты с большой парусностью “живут” значительно дольше, чем в случаях высокоэллиптических орбит. В целом поведение de протекает по первому

варианту у объектов № 5 (рис. 3), 6, 9, по второму – у КО № 7 и 10, по третьему – у модели № 8.

Рисунок 7 демонстрирует θ_{\max} в пределах 3° через трое суток у моделей со средним эксцентриситетом ($e_0 = 0.2$ и 0.3) при $\gamma \leq 36.0 \text{ м}^2/\text{кг}$, в то время как у низкоэллиптических при $\gamma \leq 14.4 \text{ м}^2/\text{кг}$, а у высокоэллиптических при $\gamma \leq 1.44 \text{ м}^2/\text{кг}$. Таким образом, в данном случае объекты с большим временем жизни имеют также более медленный темп роста θ_{\max} .

4.2.5. Большая полуось $a_0 = 20000$ км (№ 11–17).

Согласно рис. 6 наиболее стабильными оказались орбиты с $e_0 = 0.4$ (модель № 15), а самыми короткоживущими при $e_0 = 0.6$ (№ 17), хотя изменение эксцентриситета для обеих моделей происходит по сценарию 2-го типа, но для объекта № 15 в начале периода интегрирования e сначала растет, затем уменьшается, а потом снова растет. Эксцентриситет орбит объектов № 11, 13, 14 изменяется по первому варианту, у КО № 12 и 16 – по третьему.

Самый быстрый темп роста θ_{\max} в зависимости от γ наблюдается для объекта с $e_0 = 0.3$, а самый медленный у модели с $e_0 = 0.1$, у которой θ_{\max} остается в пределах 3° в течение трех суток при $\gamma \leq 108.0 \text{ м}^2/\text{кг}$ (рис. 7). Модели № 11 с $\gamma \leq 25.0 \text{ м}^2/\text{кг}$, № 13, 17 с $\gamma \leq 14.4 \text{ м}^2/\text{кг}$, № 15, 16 с $\gamma \leq 10.0 \text{ м}^2/\text{кг}$ и № 14 с $\gamma \leq 1.44 \text{ м}^2/\text{кг}$ также имеют

Таблица 4. Значения θ_{\max} в угловых минутах при близких значениях $\gamma = kA/m$, а также абсолютное ($\Delta\theta_{\max}$) и относительное ($\delta\theta_{\max}$) изменения θ_{\max} с ростом γ

№*	$\gamma, \text{ м}^2/\text{кг}$		$\Delta\theta_{\max}, ' $	$\delta\theta_{\max}, \% $	$\gamma, \text{ м}^2/\text{кг}$		$\Delta\theta_{\max}, ' $	$\delta\theta_{\max}, \% $
	72	75			100	108		
26	81.236	84.636	3.400	4.185	113.010	122.106	9.096	8.049
	225.863	235.305	9.442	4.180	314.140	339.399	25.259	8.041
	346.846	361.339	14.493	4.179	482.199	520.930	38.731	8.032
	484.246	504.450	20.204	4.172	672.902	726.777	53.875	8.006
	569.284	593.027	23.743	4.171	790.727	853.931	63.204	7.993
30	226.683	236.161	9.478	4.181	315.382	340.783	25.401	8.054
	630.585	656.858	26.273	4.166	875.222	944.806	69.584	7.950
	966.664	1006.576	39.912	4.129	1336.046	1440.050	104.004	7.785
	1344.971	1399.415	54.444	4.048	1843.216	1983.144	139.928	7.592
70	1574.510	1637.171	62.661	3.980	2148.689	2306.888	158.199	7.363
	63.915	66.535	2.620	4.099	88.233	95.126	6.893	7.812
	315.629	328.995	13.366	4.235	441.036	477.149	36.113	8.188
	607.841	633.132	25.291	4.161	843.237	910.153	66.916	7.936
	902.405	940.487	38.082	4.220	1259.060	1361.443	102.383	8.132
74	1172.993	1222.372	49.379	4.210	1634.805	1767.070	132.265	8.091
	17.536	18.269	0.733	4.180	24.323	26.259	1.936	7.960
	951.665	991.325	39.660	4.167	1320.442	1425.277	104.835	7.939
	1799.853	1870.227	70.374	3.910	2433.626	2604.558	170.932	7.024
	2570.940	2669.188	98.248	3.821	3452.362	3689.919	237.557	6.881
77	3234.100	3351.572	117.472	3.632	4270.841	4543.373	272.532	6.381
	43.653	45.477	1.824	4.178	60.675	65.542	4.867	8.021
	1422.511	1480.352	57.841	4.066	1952.131	2098.647	146.516	7.505
	2940.541	3051.913	111.372	3.787	3912.809	4171.588	258.779	6.614
	4379.960	4527.955	147.995	3.379	5625.025	5935.496	310.471	5.519
	5673.831	5843.173	169.342	2.985	7080.769	7425.757	344.988	4.872

Примечание. Для каждого объекта представлены значения θ_{\max} (в угловых минутах) в течение одних, двух, трех, пяти и семи суток (для каждой модели, 1, 2, 3, 4 и 5 строка соответственно).

$\theta_{\max} \leq 3^\circ$ в течение трех суток. В целом при данной a_0 низкоэллиптические модели смещаются под влиянием радиационных сил медленнее, чем средне- и высокоэллиптические.

4.2.6 Большая полуось $a_0 = 25000$ км (№ 18–25). Изменение эксцентриситета 1-го типа наблюдается у моделей № 18, 19 и 20; вариант 2 – у КО № 21, 22 (рис. 3), 24; третий вид $de(t)$ – у объектов № 23 и 25. Во всех случаях наблюдается увеличение скорости дрейфа большой полуоси по сравнению с меньшими a_0 , а также сокращение времени достижения $\theta_{\max} = 3^\circ$, особенно у моделей с высокоэллиптическими орбитами.

Анализ рис. 4, 5, 7 дает, что в течение трех суток θ_{\max} не превысит 3° для моделей:

- с $e_0 = 0.7$ при $\gamma \leq 0.0144 \text{ м}^2/\text{кг}$;

- с $e_0 = 0.5$ при $\gamma \leq 1.44 \text{ м}^2/\text{кг}$;
- с $e_0 = 0.4$ при $\gamma \leq 10.0 \text{ м}^2/\text{кг}$;
- с $e_0 = 0.001, 0.1, 0.2$ и 0.6 при $\gamma \leq 14.4 \text{ м}^2/\text{кг}$;
- с $e_0 = 0.3$ при $\gamma \leq 25.0 \text{ м}^2/\text{кг}$.

Самый медленный темп роста θ_{\max} в зависимости от γ наблюдается для объекта с $e_0 = 0.3$ (№ 21), а самый быстрый при $e_0 = 0.7$ (№ 25). При этом у объекта № 25 наиболее стабильные орбиты (рис. 6), только при $\gamma \geq 125.0 \text{ м}^2/\text{кг}$ интегрирование продолжалось менее 1 года. На рис. 8 (№ 25) показано, как изменяется эксцентриситет под действием радиационных сил, и видно, что при средних γ (от 25 до 75 $\text{ м}^2/\text{кг}$) эксцентриситет значительно уменьшается, и при 50.0 $\text{ м}^2/\text{кг}$ в середине периода интегрирования орбита стано-

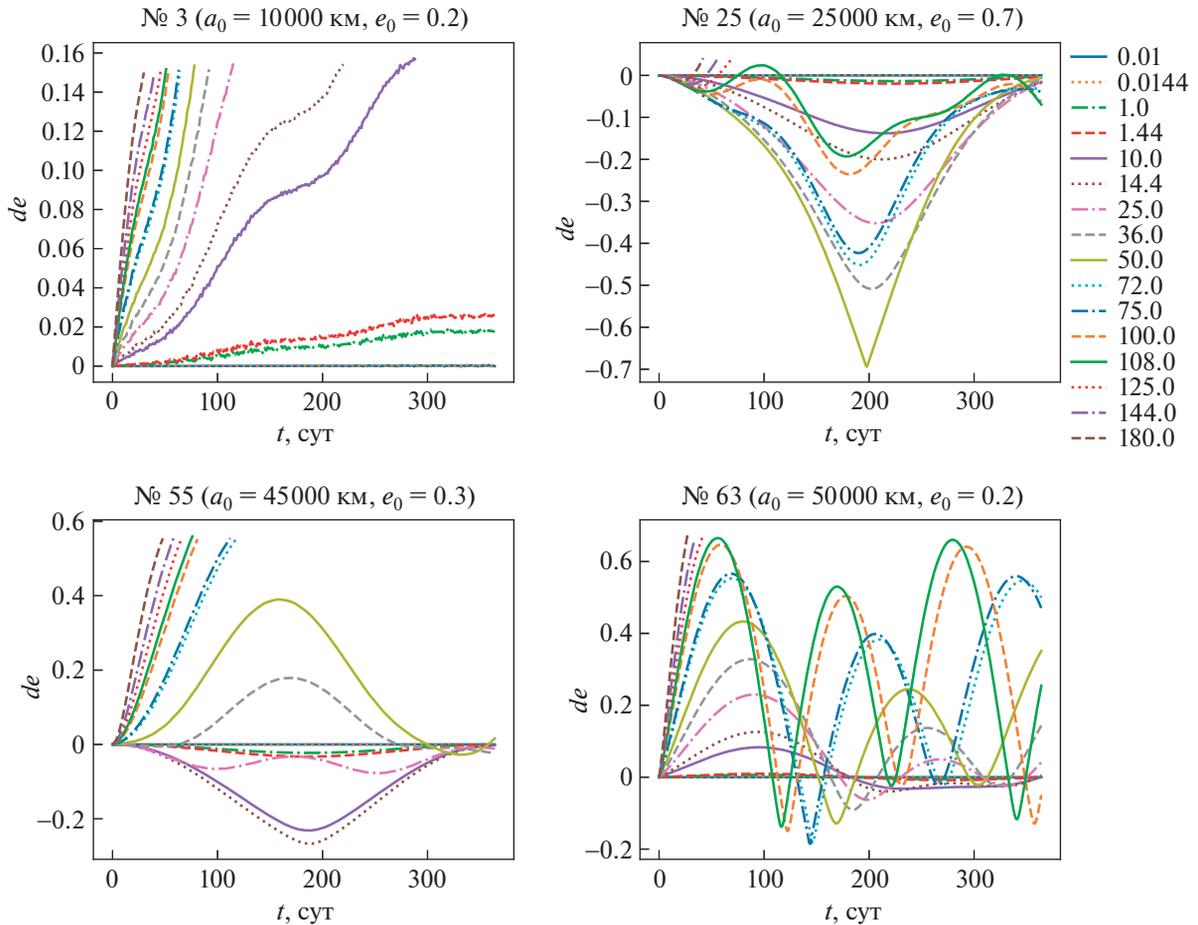


Рис. 8. Изменение эксцентриситета e орбит модельных объектов № 3, 25, 55, 63 под влиянием радиационных сил при различных значениях коэффициента $\gamma = kA/m$, указанных в легенде; de – разность эксцентриситетов орбит, вычисленных с учетом и без учета радиационных сил, t – время от начальной эпохи.

вится практически круговой. Таким образом, за короткий промежуток времени высота над уровнем моря этих объектов изменяется в значительных пределах, захватывая области от низкоорбитальной до геостационарной.

4.2.7. Большая полуось $a_0 = 30\,000$ км (№ 26–33). Рисунок 6 демонстрирует более длительное время жизни на орбите у объектов № 26, 27, 31 и 32. Это связано со сложной эволюцией эксцентриситета, зависимость от времени которого имеет либо фазу снижения, либо плато. У остальных объектов с продолжительностью интегрирования менее 1 года фаза снижения эксцентриситета либо отсутствует, либо очень короткая, в начале периода интегрирования, а затем быстрый рост. В целом по первому сценарию протекает эволюция эксцентриситета у объекта № 26; по второму – № 27, 29 и 33; по третьему – № 28, 30, 31 и 32. На рис. 9 показано, как изменяются большая полуось, эксцентриситет и наклон орбиты КО № 32 под действием радиационных сил при различных γ . Особенно примечательна эволюция элементов

при $\gamma = 180.0$ м²/кг, так как для данного объекта продолжительность интегрирования составила 347 сут.

Снова прослеживается тенденция увеличения θ_{\max} с ростом e_0 для объектов с большой парусностью. Для моделей с $e_0 \geq 0.3$ в пределах 3° сохраняется θ_{\max} только при $\gamma \leq 1.44$ м²/кг, кроме объекта № 30 ($e_0 = 0.4$), для которого $\gamma \leq 10.0$ м²/кг. При меньших начальных эксцентриситетах, согласно рис. 7, отмечаются более высокие значения максимумов γ (36, 50 и 14.4 м²/кг при $e_0 = 0.001, 0.1$ и 0.2 соответственно).

4.2.8. Большая полуось $a_0 = 35\,000$ км (№ 34–42). Как видно на рис. 6, наиболее стабильными являются орбиты с $e_0 = 0.1, 0.2$ и 0.8 (№ 35, 36 и 42 соответственно). Поведение de этих объектов, а также № 41, соответствует варианту 3. Модель № 36 выделяется большим временем жизни при $\gamma = 180.0$ м²/кг, картина зависимости $de(t)$ для нее качественно такая же, как у модели № 32 (рис. 9).

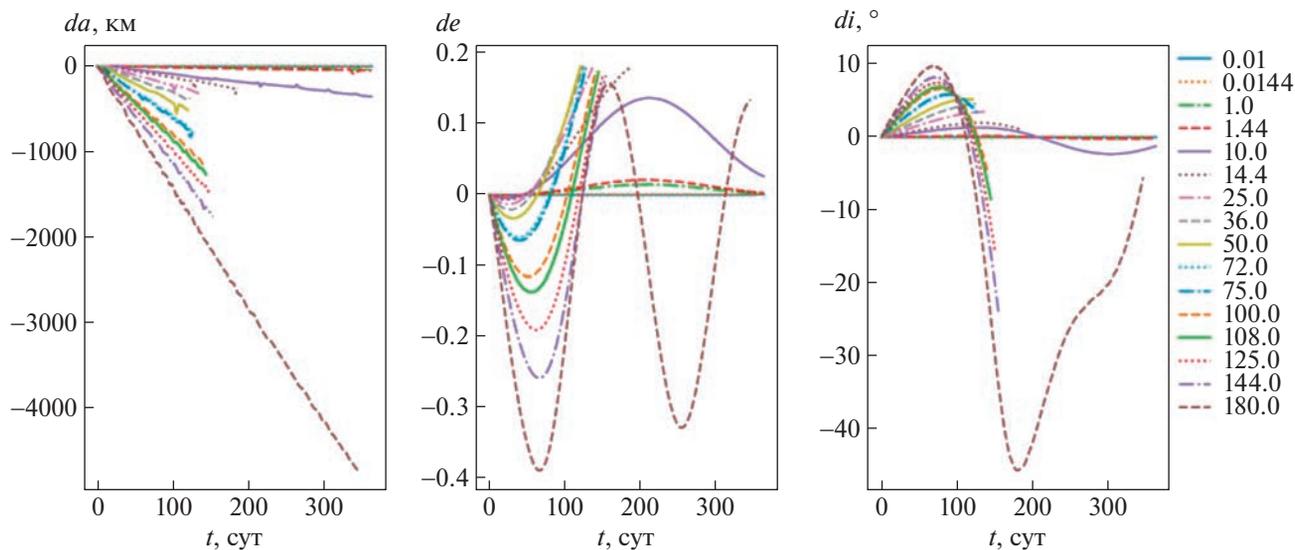


Рис. 9. Изменение большой полуоси a , эксцентриситета e и наклона i орбиты модельного объекта № 32 ($a_0 = 30\,000$ км, $e_0 = 0.6$, $i_0 = 107^\circ$) под влиянием радиационных сил при различных значениях коэффициента $\gamma = kA/m$, указанных в легенде; da , de , di – разности больших полуосей, эксцентриситетов и наклонов орбит, вычисленных с учетом и без учета радиационных сил, t – время от начальной эпохи.

По сценарию 2 изменяется эксцентриситет моделей № 37, 38 и 40; по первому сценарию – № 34 и 39.

Время достижения $\theta_{\max} = 3^\circ$ продолжает сокращаться. Темп роста θ_{\max} в зависимости от γ увеличивается с эксцентриситетом e_0 . Для высокоэллиптических орбит с $e_0 = 0.8$ смещение превысит 3° через 3 дня при $\gamma \geq 1.0$ м²/кг, а с $e_0 = 0.5$, 0.6 и 0.7 – при $\gamma \geq 10.0$ м²/кг, в то время как при $e_0 \leq 0.4$ на протяжении трех суток $\theta_{\max} \leq 3^\circ$ для моделей с γ от 10.0 до 25.0 м²/кг (рис. 7).

Таким образом, объекты на орбитах с большим эксцентриситетом требуют постоянного мониторинга даже при малых ОПМ ~ 1 м²/кг, тем более что в данном случае они имеют довольно продолжительное время жизни.

4.2.9. Большая полуось $a_0 = 40\,000$ км (№ 43–51). Наибольшее время жизни у модели № 48 с $e_0 = 0.5$ (рис. 6), только при $\gamma \geq 125.0$ м²/кг интегрирование продолжалось менее 1 года. На рис. 3 можно заметить синусообразное поведение эксцентриситета орбит модели № 48 с небольшим затуханием амплитуды к концу периода интегрирования при γ от 10 до 108 м²/кг, что может говорить о возможности более долгого времени жизни этих объектов. Зависимость $de(t)$ первого типа имеет объект № 43; второго типа – № 44, 47 и 50; третьего – № 45, 46, 48, 49 и 51.

Через 3 сут θ_{\max} превысит 3° :

- при $\gamma \geq 1.0$ м²/кг для КО с $e_0 = 0.8$;
- при $\gamma \geq 10.0$ м²/кг для КО с $e_0 = 0.5, 0.6$ и 0.7;

- при $\gamma \geq 25.0$ м²/кг для КО с $e_0 = 0.2$ и 0.3;
- при $\gamma \geq 36.0$ м²/кг для КО с $e_0 = 0.001, 0.1$ и 0.4.

Как и ранее, прослеживается тенденция уменьшения значений γ , при которых θ_{\max} достигнет 3° , с ростом e_0 .

4.2.10. Большая полуось $a_0 = 45\,000$ км (№ 52–60). Значения θ_{\max} в течение первых суток по сравнению с $a_0 = 35\,000$ и 40 000 км уменьшаются, но скорость увеличения θ_{\max} значительно увеличивается с ростом e_0 . Если в течение первых суток при $e_0 = 0.8$ и $\gamma = 10.0$ м²/кг $\theta_{\max} = 3.253'$, то через два дня максимальное смещение этого объекта от невозмущенного положения достигло 15.5° .

Через 3 сут θ_{\max} превысит 3° для объектов:

- с $e_0 = 0.8$ при $\gamma \geq 1.0$ м²/кг;
- с $e_0 = 0.7$ при $\gamma \geq 10.0$ м²/кг;
- с $e_0 = 0.3, 0.4$ и 0.6 при $\gamma \geq 25.0$ м²/кг;
- с $e_0 = 0.001, 0.2$ и 0.5 при $\gamma \geq 36.0$ м²/кг;
- с $e_0 = 0.1$ при $\gamma \geq 50.0$ м²/кг.

Под влиянием радиационных сил эксцентриситет изменяется по сценарию 1-го типа у модели № 52; 2-го типа – № 53, 58, 59 и 60; 3-го – № 54, 56 и 57. Поведение de объекта № 55 сочетает в себе 2-й и 3-й варианты и показано на рис. 8 (№ 55). Более долгоживущими оказались КО с меньшими e_0 (рис. 6). Примечателен объект № 54 ($e_0 = 0.2$), орбита которого при $\gamma = 180.0$ м²/кг

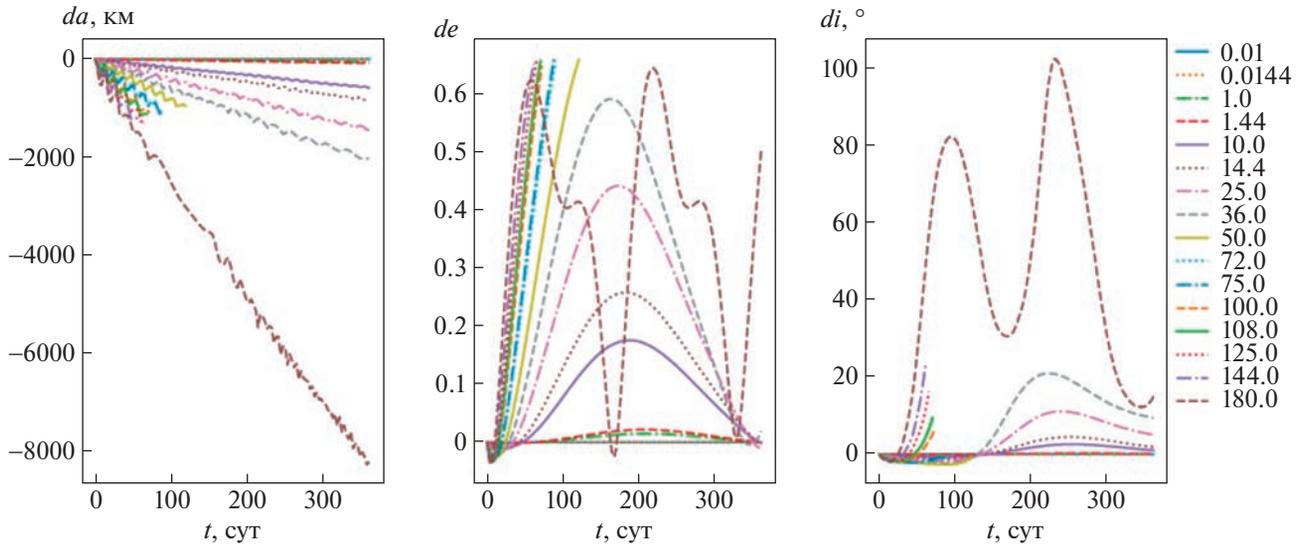


Рис. 10. Изменение большой полуоси a , эксцентриситета e и наклона i орбиты модельного объекта № 54 ($a_0 = 45000$ км, $e_0 = 0.2$, $i_0 = 38^\circ$) под влиянием радиационных сил при различных значениях коэффициента $\gamma = kA/m$, указанных в легенде; da , de , di – разности больших полуосей, эксцентриситетов и наклонов орбит, вычисленных с учетом и без учета радиационных сил, t – время от начальной эпохи.

успешно проинтегрирована в течение всего года. Изменение его элементов орбиты показано на рис. 10. Модель № 60 ($e_0 = 0.8$) при $\gamma = 180.0$ м²/кг имеет самое короткое время интегрирования (4.25^d) среди всех рассмотренных моделей, поведение эксцентриситета для нее приведено на рис. 3.

4.2.11. Большая полуось $a_0 = 50000$ км (№ 61–69). Максимальное смещение в течение первых суток меньше, чем при $a_0 = 45000$ км, также уменьшается скорость увеличения θ_{\max} для высокоэллиптических орбит (рис. 4).

Через 3 дня θ_{\max} превысит 3° для объектов:

- с $e_0 = 0.8$ и 0.7 при $\gamma \geq 10.0$ м²/кг;
- с $e_0 = 0.2$ и 0.5 при $\gamma \geq 14.4$ м²/кг;
- с $e_0 = 0.1, 0.3$ и 0.6 при $\gamma \geq 25.0$ м²/кг;
- с $e_0 = 0.001$ и 0.4 при $\gamma \geq 36.0$ м²/кг.

Время интегрирования убывает с ростом γ и e_0 . Самыми долгоживущими при всех γ оказались объекты с $e_0 = 0.001$, но для модели № 63 ($e_0 = 0.2$) интегрирование было выполнено в течение всего года при $\gamma \leq 108.0$ м²/кг, поведение de для нее синусообразное (рис. 8, № 63) и происходит по второму сценарию, как и у моделей № 66, 67 и 69. Третий вариант поведения de у объектов № 64, 65 и 68; первый – у моделей № 61 и 62.

4.2.12. Большая полуось $a_0 = 55000$ км (№ 70–78). Среди почти всех моделей самые малые значения θ_{\max} в течение первых суток при всех γ и e_0

получены для моделей с $a_0 = 55000$ км (меньше только у моделей № 60 и 64), но величина θ_{\max} быстро нарастает со временем, особенно при $\gamma \geq 25.0$ м²/кг, с увеличением e_0 темп роста θ_{\max} также увеличивается.

В течение первых суток θ_{\max} превысит 3° только при $e_0 = 0.3$ и $\gamma \geq 108.0$ м²/кг, но через двое суток максимальное смещение достигнет 3° для объектов:

- с $e_0 = 0.7$ и 0.8 при $\gamma \geq 10.0$ м²/кг;
- с $e_0 = 0.4$ при $\gamma \geq 14.4$ м²/кг;
- с $e_0 = 0.2, 0.5$ и 0.6 при $\gamma \geq 25.0$ м²/кг;
- с $e_0 = 0.3$ при $\gamma \geq 36.0$ м²/кг;
- для остальных e_0 при $\gamma \geq 50.0$ м²/кг.

Через 3 дня θ_{\max} превысит 3° для всех объектов на высокоэллиптических орбитах с $e_0 \geq 0.4$ при $\gamma \geq 10.0$ м²/кг, а при $e_0 < 0.4$ при $\gamma \geq 25.0$ м²/кг (рис. 7).

Наибольшее время интегрирования отмечено у моделей с e_0 от 0.1 до 0.4 при $\gamma \leq 50.0$ м²/кг, но объект № 76 продемонстрировал увеличение времени жизни при $\gamma \geq 125.0$ м²/кг. На рис. 11 показано, как изменяются элементы орбиты этого модельного объекта под действием радиационных сил (2-й тип). Также 2-й вариант поведения de у моделей № 73, 75 и 77; 3-й тип – у объектов № 74 и 78; 1-й – у КО № 70, 71 и 72.

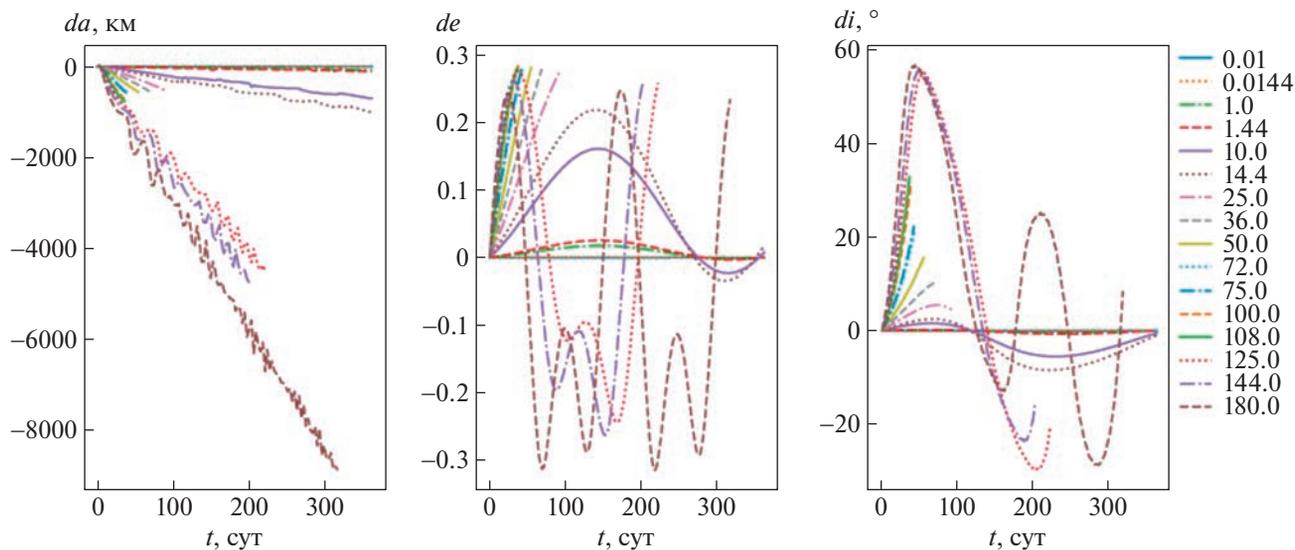


Рис. 11. Изменение большой полуоси a , эксцентриситета e и наклона i орбиты модельного объекта № 76 ($a_0 = 55000$ км, $e_0 = 0.6$, $i_0 = 76^\circ$) под влиянием радиационных сил при различных значениях коэффициента $\gamma = kA/m$, указанных в легенде; da , de , di – разности больших полуосей, эксцентриситетов и наклонов орбит, вычисленных с учетом и без учета радиационных сил, t – время от начальной эпохи.

4.3. Резюме

Согласно рис. 6 для большинства моделей с $\gamma \geq 50.0$ м²/кг время интегрирования составило менее 1 года, поскольку из-за увеличения эксцентриситета и уменьшения большой полуоси перигейное расстояние уменьшается, и объект входит в плотные слои атмосферы Земли. Вероятно, это одна из причин малого количества таких фрагментов КМ, по статистике портала [6] их менее 1% (рис. 1). Таким образом, происходит самоочищение ОКП от объектов с большой парусностью, однако есть исключения. Выявлено несколько случаев продолжительного существования КО даже с $\gamma = 180.0$ м²/кг. Элементы орбит объектов с большими ОПМ претерпевают значительные и быстрые изменения, вследствие чего смещение θ_{\max} возмущенного под влиянием радиационных сил положения от невозмущенного быстро увеличивается со временем для всех моделей, особенно на ВЭО (рис. 4).

На рис. 5 видим, что вероятность попасть в поле зрения обзорного телескопа через двое суток у КО с $\gamma \geq 50.0$ м²/кг выше при $a_0 = 55000$ км, в то время как при $a_0 \leq 25000$ км и больших γ θ_{\max} превысит 3° за время менее 24 ч. При одинаковых γ модели с $a_0 \leq 40000$ км имеют, как правило, большее максимальное в течение первых суток угловое расстояние, чем при $a_0 = 45000, 50000$ и 55000 км, т.е. смещение за первый день уменьшается с ростом a_0 , но темп роста θ_{\max} со временем

при $a_0 \leq 40000$ км ниже, чем у высокоорбитальных объектов.

Рисунок 4 демонстрирует увеличение θ_{\max} не только с ростом γ , но и с ростом начального эксцентриситета e_0 , причем эта тенденция более выражена для объектов с большими полуосями от 25000 до 45000 км. В основном, объекты на орбитах с большими эксцентриситетами требуют более частых наблюдений при $\gamma \geq 10.0$ м²/кг, но в случае высокоэллиптических орбит с большими полуосями от 25000 до 45000 км требуется постоянный мониторинг при $\gamma \geq 1.0$ м²/кг.

Опираясь на данные рис. 4, 5, 6 и 7, можно оценить временные интервалы, через которые необходимо повторить наблюдение объектов с большим ОПМ. Поскольку программный комплекс [19] предполагает форму объекта сферической, то, с учетом результатов [15], наши данные носят пессимистический характер и должны обеспечивать гарантированное обнаружение объекта.

4.4. Сравнение с наблюдениями

Сравним наблюдаемые и вычисленные координаты объекта 90080, который на 31 января 2019 г. имел следующие орбитальные параметры: большая полуось $a = 43606.873$ км, эксцентриситет $e = 0.3418830$, наклон $i = 28.0140^\circ$, долгота восходящего узла $\Omega = 33.0376^\circ$, аргумент перигея $\omega = 272.7548^\circ$, средняя аномалия $M = 49.3510^\circ$, время UTC, на которое рассчитаны элементы,

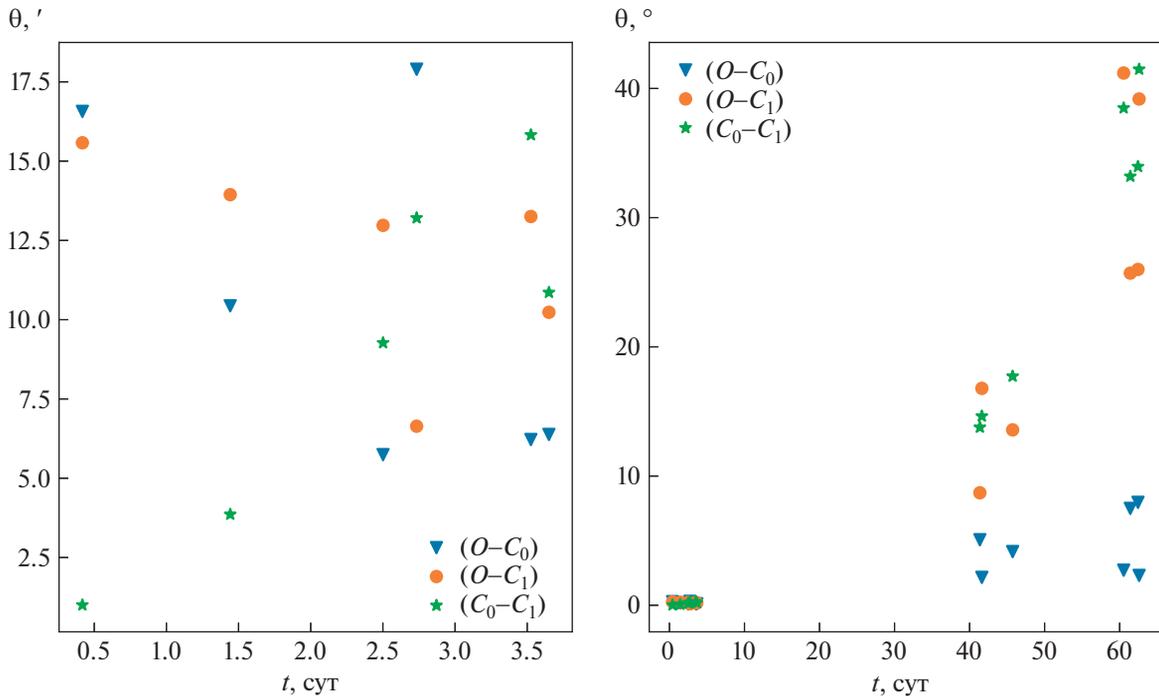


Рис. 12. Сравнение полученных из наблюдений и вычисленных угловых расстояний θ объекта 90080: $(O-C_0)$ – между полученными из наблюдений и вычисленными без учета светового давления положениями, $(O-C_1)$ – между полученными из наблюдений и вычисленными с учетом светового давления положениями, (C_0-C_1) – между положениями, вычисленными без учета и с учетом светового давления; t – время от эпохи элементов t_0 .

$t_0 = 31.01.2019 \ 8 : 33 : 13.274$, усредненное по архиву орбит значение ОПМ $A/m = 10.89979 \text{ м}^2/\text{кг}$.

Параметры орбиты и наблюдательные данные объекта 90080, полученные в КраО РАН с 31 января по 3 апреля 2019 г., предоставлены В.В. Румянцевым (КраО РАН) в частном порядке.

С помощью интегратора [19] вычислены эфемериды с учетом и без учета светового давления. Затем найдены угловые расстояния между полученными из наблюдений и вычисленными положениями. Рисунок 12 демонстрирует значительное отличие углового расстояния $(O-C_1)$ от $(O-C_0)$, достигающее со временем десяти и более градусов. Таким образом, расчет целеуказаний в предположении сферически-симметричной формы объекта может привести к большим ошибкам в прогнозе. Также заметен рост θ со временем, т.е. вероятность потерять объект без повторных наблюдений и уточнения параметров орбиты увеличивается.

На рис. 12 видно, что в большинстве случаев угловое расстояние θ между наблюдаемым положением и положением, вычисленным без учета светового давления $(O-C_0)$, оказывается меньше, чем угловые расстояния $(O-C_1)$ и (C_0-C_1) . Это

подтверждает предположение о пессимистичности нашей оценки.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Данное исследование посвящено оценке влияния радиационных сил на положение космического объекта с большим отношением площади к массе на небесной сфере. Для 78 модельных объектов в области средневысоких, геостационарных и высокоэллиптических орбит определены максимальные (в течение заданного периода времени) угловые расстояния относительно подспутниковой точки на поверхности Земли между двумя положениями, найденными с учетом радиационных сил и без их учета, при 8 значениях отношения площади к массе A/m от 0.01 до $125 \text{ м}^2/\text{кг}$ и двух значениях коэффициента отражения $k = 1$ и 1.44. Также найдены максимальные в течение времени интегрирования изменения большой полуоси a , эксцентриситета e и наклона i орбиты под влиянием радиационных сил при различных значениях коэффициента $\gamma = kA/m$.

Для всех объектов наблюдается отрицательный дрейф большой полуоси, скорость этого дрейфа разная для различных объектов, но во всех случаях она растет с увеличением коэффи-

циента γ . Наблюдается тенденция увеличения дрейфа большой полуоси и наклона с ростом e_0 при одинаковых значениях a_0 , в то время как амплитуда колебаний эксцентриситета при больших γ уменьшается. При $\gamma < 50$ м²/кг прослеживается увеличение дрейфа a , e и i с ростом γ . Отсутствие дальнейшего роста дрейфа связано с уменьшением времени жизни на орбите объектов с большей парусностью. Чаще всего нет какой-либо зависимости максимального изменения наклона от γ , но у всех моделей с большими полуосями $a_0 = 10000, 15000$ и 20000 км вариации i не превышают 15° . Среди остальных моделей при $\gamma \geq 50$ м²/кг зафиксированы случаи обусловленных световым давлением переходов от прямого движения с наклоном $i < 90^\circ$ к обратному с наклоном $i > 90^\circ$ и обратно, что говорит о возможности флипов плоскости орбиты под влиянием радиационных сил даже на малых интервалах времени.

Эволюция эксцентриситета орбиты под действием радиационных сил приводит к уменьшению высоты перигея и входу объекта в плотные слои атмосферы Земли, что влечет за собой прерывание процесса интегрирования. Так, для большинства моделей с $\gamma \geq 50.0$ м²/кг время интегрирования составило менее 1 года, но зафиксированы случаи продолжительного существования КО даже с $\gamma = 180.0$ м²/кг.

Приведены интервалы времени, в течение которых смещение возмущенного под влиянием радиационных сил положения от невозмущенного не превышает $5'$, $45'$ и 3° в зависимости от величины γ , а также значений большой полуоси и эксцентриситета в начальную эпоху. Опираясь на результаты статьи, можно получить пессимистическую оценку периодичности наблюдений объектов с большим ОПМ, которая гарантирует обнаружение КО.

В дальнейшем планируется исследовать влияние изменения ОПМ по заданному закону на положение реальных объектов КМ с целью минимизации отклонения вычисленных положений от наблюдаемых.

БЛАГОДАРНОСТИ

Автор благодарит Василия Владимировича Румянцева за предоставленные данные и обсуждение статьи, Ивана Николаевича Чувашова за предоставленный программный комплекс “Численная модель движения систем ИСЗ”, а также анонимного рецензента за ценные предложения и комментарии, которые улучшили качество и ясность статьи.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Автор заявляет, что у нее нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. ESA's Space Debris Office at ESOC, Darmstadt. Space Debris by the numbers. (2023). https://www.esa.int/Safety_Security/Space_Debris/Space_debris_by_the_numbers
2. A. Horstmann, S. Hesselbach, C. Wiedemann, S. Flegel, M. Oswald, and H. Krag, Enhancement of S/C Fragmentation and Environment Evolution Models, ESA contract No. 4000115973/15/D/SR (2020).
3. ESA's Space Debris Office at ESOC, Darmstadt. About space debris. (2023). https://www.esa.int/Space_Safety/Space_Debris/About_space_debris
4. Г. Г. Ступак, Научно-практическая конференция с международным участием “Околосемная астрономия – 2022”, Москва, 18–21 апреля 2022 г. Тезисы <http://www.inasan.ru/wp-content/uploads/2022/04/Abstract-Book-2022.pdf>, с. 24 (2022).
5. В. М. Агапов, И. Е. Молотов, Г. К. Боровин, А. И. Стрельцов, Инженерный журнал: наука и инновации № 2 (98), 6 (2020).
6. ПАО МАК “Вымпел”, информационный портал. Параметры орбит новых обнаруженных высокоорбитальных объектов космического мусора. <http://spacedata.vimpel.ru/ru>
7. R. Sun, C. Zhao, M. Zhang, and Y. Hou, Adv. Space Research **51** (11), 2136 (2013).
8. L. Anselmo and C. Pardini, Adv. Space Research **43** (10), 1491 (2009).
9. L. Anselmo and C. Pardini, Acta Astronautica **67** (1–2), 204 (2010).
10. E. D. Kuznetsov and E. A. Avvakumova, Acta Astronautica **158**, 140 (2019).
11. A. J. Rosengren and D. J. Scheeres, Adv. Space Research **52** (8), 1545 (2013).
12. S. Valk, N. Delsate, A. Lemaître, and T. Carletti, Adv. Space Research **43** (10), 1509 (2009).
13. E. D. Kuznetsov, V. Gusev, and I. Malyutin, J. Space Safety Engineering **6** (4), 276 (2019).
14. S. O. Belkin and E. D. Kuznetsov, Acta Astronautica **178**, 360 (2021).
15. S. Channumsin, M. Ceriotti, and G. Radice, Adv. Space Research **61** (4), 1066 (2018).
16. Е. Н. Поляхова, Вестн. СПбГУ. Сер. 1: Математика. Механика. Астрономия № 4, 89 (2004).
17. Э. Д. Кузнецов, Астрон. вестн. **45** (5), 444 (2011).
18. В. А. Авдюшев, Численное моделирование орбит (Томск: Изд-во НТЛ, 2010).
19. А. Г. Александрова, Т. В. Бордовицына, И. Н. Чувашов, Изв. ВУЗов. Физика **60** (1), 69 (2017).
20. A Community Python Library for Astronomy Astropy v5.3.2. Astropy Documentation. Astronomical Coordinate Systems ([astropy.coordinates](https://docs.astropy.org/en/stable/coordinates/index.html)). <https://docs.astropy.org/en/stable/coordinates/index.html>

INFLUENCE OF RADIATION FORCES ON THE OBSERVED POSITION AND EVOLUTION OF THE ORBIT OF SPACE DEBRIS OBJECTS WITH A HIGH AREA-TO-MASS RATIO

T. N. Sannikova^{a,*}

^a*Crimean Astrophysical Observatory, Russian Academy of Sciences, Nauchnyi, Russia*

This study is devoted to assessing the effect of light pressure on the observed position and orbital elements of space debris objects with a large area-to-mass ratio A/m in the region of medium-high, geostationary and highly elliptical orbits over short time intervals (up to 1 year). Numerical integration of the orbits of 78 model objects was performed at 8 values of A/m from 0.01 to 125 m²/kg and two values of the reflection coefficient $k = 1.0$ and 1.44. The maximum (during the given time periods) angular distances relative to the sub-satellite point on the Earth's surface between the positions found with and without radiation forces, as well as the maximum changes in the semi-major axis, eccentricity and inclination of the orbit under the influence of radiation forces during the integration time, are determined. It is found that for all objects there is a negative drift of the semi-major axis. For models with semi-major axes of 10000, 15000, and 20000km, the inclination variations do not exceed 15°. Among other objects, at $\gamma = kA/m \geq 50$ m²/kg, cases of transitions from direct to reverse motion (and vice versa) due to light pressure, were recorded, which indicates the possibility of flips of the orbital plane under the influence of radiation forces even in the short term. The duration of successful integration (the lifetime of an object in orbit) is given; it was less than 1 year for most models with $\gamma \geq 50.0$ m²/kg. Also the time intervals during which the displacement of the position perturbed under the influence of radiation forces from the unperturbed one does not exceed 5', 45', and 3° are presented, depending on the value of γ , semi-major axis, and eccentricity in the initial epoch. Based on the results of the article, it is possible to estimate the required frequency of observations of objects with large A/m .

Keywords: numerical integration of orbits, space debris, area-to-mass ratio, light pressure, the Poynting–Robertson effect

МОДИФИЦИРОВАННЫЙ СПЕКТРОГРАФ ШАО ДЛЯ СПЕКТРОВ С НИЗКИМ РАЗРЕШЕНИЕМ

© 2023 г. Н. З. Исмаилов^{1,*}, С. А. Алышов¹, Ш. К. Исмаилова¹, Ф. С. Гусейнова²

¹Шамахинская астрофизическая обсерватория им. Н. Туси, пос. Ю. Маммадалиева, Шамахи, Азербайджан

²Батабатская астрофизическая обсерватория, Нахичеван, Азербайджан

*E-mail: ismailovnshao@gmail.com

Поступила в редакцию 20.05.2023 г.

После доработки 05.07.2023 г.

Принята к публикации 17.07.2023 г.

В работе приводится описание усовершенствованного спектрографа касегреновского фокуса 2 м рефлектора ШАО, оснащенного ПЗС камерой. Классический спектрограф Universal Astro Grid Spectrograph (UAGS) был адаптирован для применения ПЗС камеры Andor для получения спектров объектов со слабым блеском в диапазоне 3600–8000 Å. Спектрограф с дифракционной решеткой 651 шт/мм позволяет получить спектры звезд на 2 м телескопе ШАО до 18 звездной величины с разрешением $R = 1200$ с отношением сигнала к шуму около 50 за полчаса экспозиции. Максимально допустимое разрешение составляет $R = 3400$. Комплекс можно применить для наблюдений различных типов транзиентных объектов, звезд, внегалактических объектов.

Ключевые слова: астрономические инструменты, спектрографы, ПЗС спектроскопия

DOI: 10.31857/S0004629923080054, EDN: HLYOJW

1. ОПИСАНИЕ СПЕКТРОГРАФА

Как известно, с началом применения ПЗС матриц в спектральных наблюдениях, учитывая компактные размеры светоприемника, во многих обсерваториях классические спектрографы были заменены эшелле спектрографами. При проектировании эшелле спектрографа в ШАО [1] основной целью было получение спектров с высоким разрешением. На 2 м телескопе такой спектрограф позволяет получить спектры только относительно ярких объектов. Для выполнения научных работ часто необходимо получение спектров слабых по блеску источников излучения. Выполнение спектроскопии слабых звезд и галактик на телескопах умеренного и среднего размера, с апертурой 1–2 м, всегда является актуальной наблюдательной задачей (см., напр., [2, 3]).

Для решения этой наблюдательной задачи в ШАО нами использован имеющийся в комплекте 2 м телескопа классический спектрограф UAGS (Karl Zeiss), раньше применявшийся для фотографической спектрофотометрии (см., напр., [4, 5]). Спектрограф был обновлен так, чтобы его можно было использовать для современных ПЗС светоприемников. Для адаптации ПЗС к спектрографу в камере спектрографа применялся светосильный объектив Canon EF ($f = 200$ mm, $f/2$). Остальные штатные части спектрографа были сохранены и адаптированы к данной камере. Об-

щий вид и оптическая схема спектрографа приводятся на рис. 1.

В качестве светоприемника применялась ПЗС камера Andor (ikonL-936-BEX2-DD), (матрица 2048×2048, размер пикселя 13.5 мкм). Спектрограф оснащен различными классическими дифракционными решетками, которые позволяют получить спектры в различных диапазонах с разным разрешением. Фокусное расстояние коллиматора $f_{\text{coll}} = 1100$ мм, камеры $f_{\text{cam}} = 200$ мм, углы падения α и дифракции β , соответственно, равны 27.5° и 20.5°. Тогда ширина монохроматического изображения щели на фокальной плоскости S' определится соотношением

$$S' = S \frac{f_{\text{cam}} \cos \alpha}{f_{\text{coll}} \cos \beta}.$$

Здесь S – ширина входной щели. Зная вышеуказанные параметры, в качестве рабочей формулы для входной ширины щели S можно получить следующее выражение:

$$S = 5.275S'.$$

Элемент разрешения приемника в фокальной плоскости равен размеру двух пикселей, поэтому для binning 1 × 1 максимальная ширина монохроматического изображения равна $S' = 2px = 0.027$ мм, и, соответственно, для ширины входной щели получим $S = 0.14$ мм. Эквивалентное

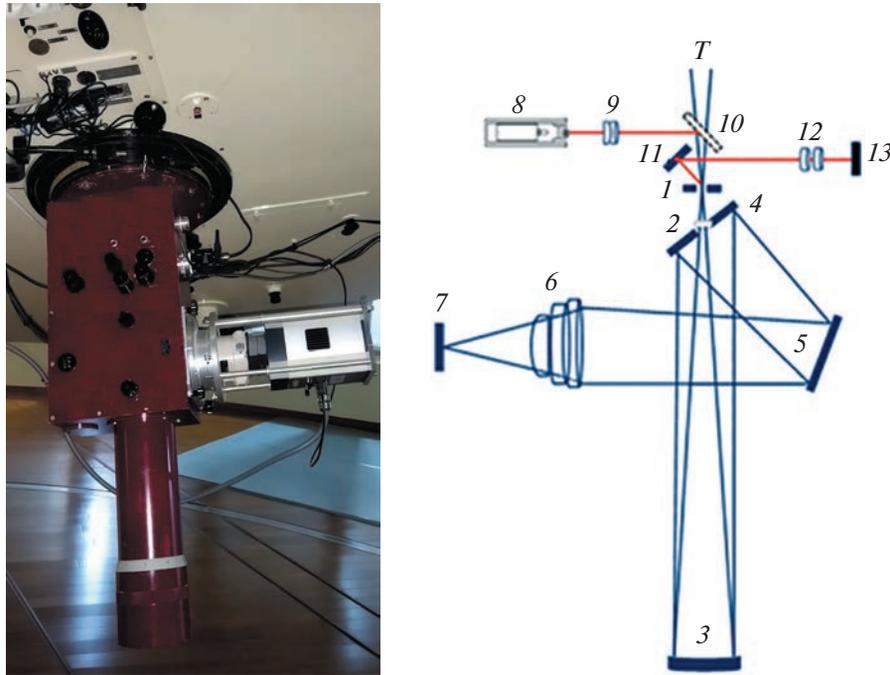


Рис. 1. Общий вид и оптическая схема спектрографа. Числами обозначены: 1 – входная щель, плоское зеркало 4 с отверстием 2, 3 – коллиматор, 5 – дифракционная решетка, 6 – камера Canon, 7 – окно ПЗС матрицы, 8 – лампа освещения щели, 9 – набор направляющих линз, 10, 11 – откидывающие зеркала, 12 – направляющие линзы для подмотки щели, 13 – монитор для слежения щели.

фокусное расстояние фокуса Кассегрена 2 м телескопа равно $F = 29\,500$ мм, масштаб в фокальной плоскости составляет $\mu = 6.99''/\text{мм}$. Тогда для угловой ширины входной щели получим значение $0.99''$, а при использовании режима объединения пикселей $2 \times 2 - 1.99''$. С целью одновременного получения спектра близлежащего фона и объекта высота щели устанавливалась около $10''$.

Применялась дифракционная решетка с 651 штр/мм, которая при угле блеска 20.5° в первом порядке дает спектр с линейной обратной дисперсией около $144 \text{ \AA}/\text{мм}$ в диапазоне λ 3600–8000 \AA . Это наиболее оптимальный вариант комбинации параметров для выполнения спектральных наблюдений объектов со слабым блеском. В табл. 1 приведены следующие параметры: размер входной щели S (мм); размер монохроматического изображения щели S' (мм) для данного

binning; обратная линейная дисперсия в пикселях d ($\text{ \AA}/\text{px}$); обратная линейная дисперсия D ($\text{ \AA}/\text{мм}$); соответствующее спектральное разрешение $R = \lambda/\Delta\lambda$ в области линии $H\alpha$ для данной комбинации параметров. Из табл. 1 видно, что наилучшее разрешение можно получить при комбинации binning 1×1 с обратной линейной дисперсией $d = 1.9 \text{ \AA}/\text{px}$. Другими словами, в области линии $H\alpha$ (λ 6562.816 \AA) в таком режиме мы получим умеренное спектральное разрешение, около $R = 3400$. С таким разрешением спектр звезды $V = 12$ mag величины можно получить за 15 мин с соотношением сигнала к шуму около 50.

2. НАБЛЮДЕНИЕ И ОБРАБОТКА

2.1. Первичная обработка наблюдательного материала

Нами получено множество спектрограмм стандартных звезд, а также спектры звезд типа Г Тельца и AeVe Хербига и др. Кроме того, на этом комплексе были получены спектры различных транзиентных объектов по программе Gaia (см., напр., [6, 7]). Во время наблюдений нужно получить по 3 спектра исследуемой звезды и стандартных звезд, а далее усреднить их. Были сняты вспомогательные кадры flat, bias, dark, а также спектр сравнения лампы ThAr для калибровки по длинам волн. Программа управления ПЗС ка-

Таблица 1. Некоторые параметры спектрографа

Binning	S (mm)	S' (mm)	d ($\text{ \AA}/\text{px}$)	D ($\text{ \AA}/\text{мм}$)	R ($H\alpha$)
1×1	0.142	0.027	1.94	144	3400
2×2	0.285	0.054	3.89	288	1700
3×3	0.427	0.081	5.60	415	1170
4×4	0.570	0.108	7.56	560	870

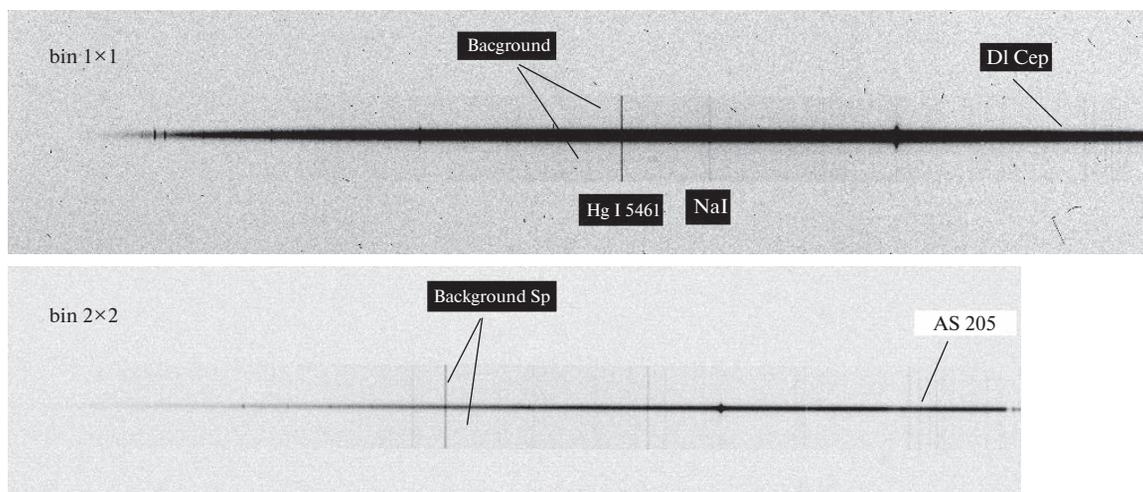


Рис. 2. Позитивные fits изображения спектров классических звезд типа Т Тельца DI Cep (binning 1×1) и AS 205 (binning 2×2). Отмечено положение линий Hg I и Na I от спектра фона.

мерой Andor Solis 4.31 позволяет в ходе наблюдений менять различные параметры, такие как режим объединения пикселей (binning), время экспозиции, режим работы и т.д. Полученные спектры далее обрабатывались с помощью программы DECH20 и ее модификаций (Galazutdinov G., <http://www.gazinur.com/DECH-software.html>).

Процедура первичной обработки спектрального материала состоит в следующем: медианное усреднение кадров dark, bias, flat, усреднение полученных трех изображений спектров программного объекта и спектров звезд-стандартов. При процессе усреднения программой одновременно устраняются следы частиц космических лучей, которые при больших экспозициях вносят немало искажений в спектр. Затем выполняется вычитание кадров dark и bias из кадров со спектрами наблюдаемых объектов, построение маски, определяющей положение спектра, его извлечение с помощью этой маски, т.е. получение файла в векторном формате *.200. Такая же процедура была выполнена для спектра плоского поля flat и калибровочной лампы ThAg, которая нужна для калибровки по длине волны. Если по каким-то причинам в ходе наблюдений получено не 3, а 2 спектра программной звезды, процедура извлечения ведется без усреднения, и лишь после того, как завершится извлечение файла и перевод в формат *.200, проводилось усреднение полученных спектров. При таком усреднении программа также очищает неповторяющиеся детали в спектре, которые в основном возникают от космических лучей.

2.2. Очищение спектров от фоновой засветки и рассеяния света спектрографа

Поскольку в последние годы наблюдается значительное световое загрязнение фона атмосферы в зоне расположения ШАО, то в спектрограммах, полученных с достаточно длительными экспозициями, наблюдаются детали этого загрязнения в виде эмиссионных линий от ртутных и других ламп и слабого континуума. К этому искажению также добавляется рассеяние света внутри спектрографа, которое сложным образом распределено по наблюдаемому диапазону длин волн и накладывается на спектр объекта наблюдений. Учет влияния спектра неба выполнен по участкам, не засвеченным светом наблюдаемой звезды, благодаря достаточной высоте щели (до 10 угловых секунд). В результате на одном изображении мы получаем спектр объекта и спектр фона снизу и сверху спектра объекта.

На рис. 2 показан пример инвертированных (негативных) fits изображений полученного спектра классических звезд типа Т Тельца DI Cep (binning 1×1) и AS 205 (binning 2×2), где выделяются спектр звезды по центру и широкий спектр фона по краям. По спектрам объектов хорошо видна яркая линия от ртутных ламп $\lambda 5461 \text{ \AA}$.

При извлечении такого fits изображения, помимо основного спектра объекта, также строится маска и для верхнего и нижнего фона с каждой стороны. По полученным отдельным маскам фона и спектра можно получить отдельные спектры фона и объекта в векторном формате *.200.

Из полученного спектра вычитывается усредненный спектр фона, что позволяет очистить фоновое загрязнение и рассеяние света в спектрографе. На рис. 3 приводится пример получен-

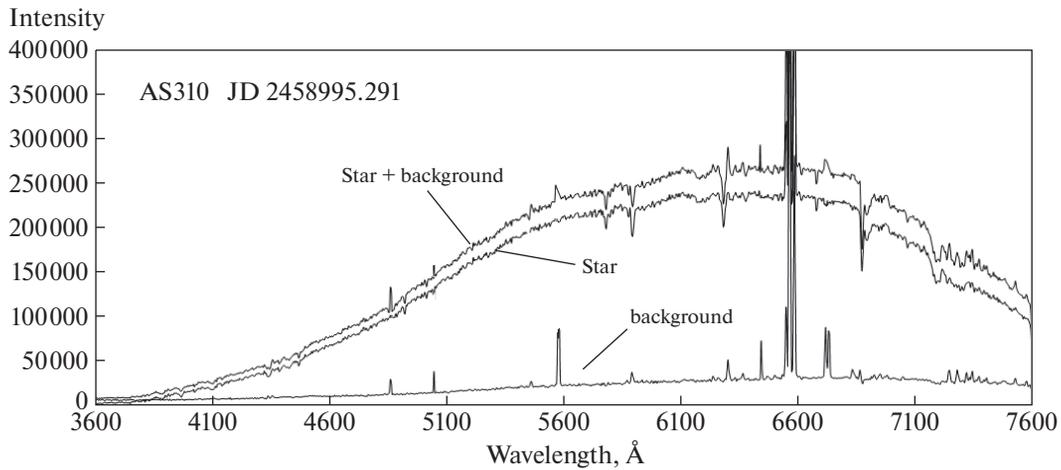


Рис. 3. Спектры при наблюдении звезды AS 310: (Star+background) звезды с фоном, (background) фона, (Star) звезды после очищения от паразитного фона.

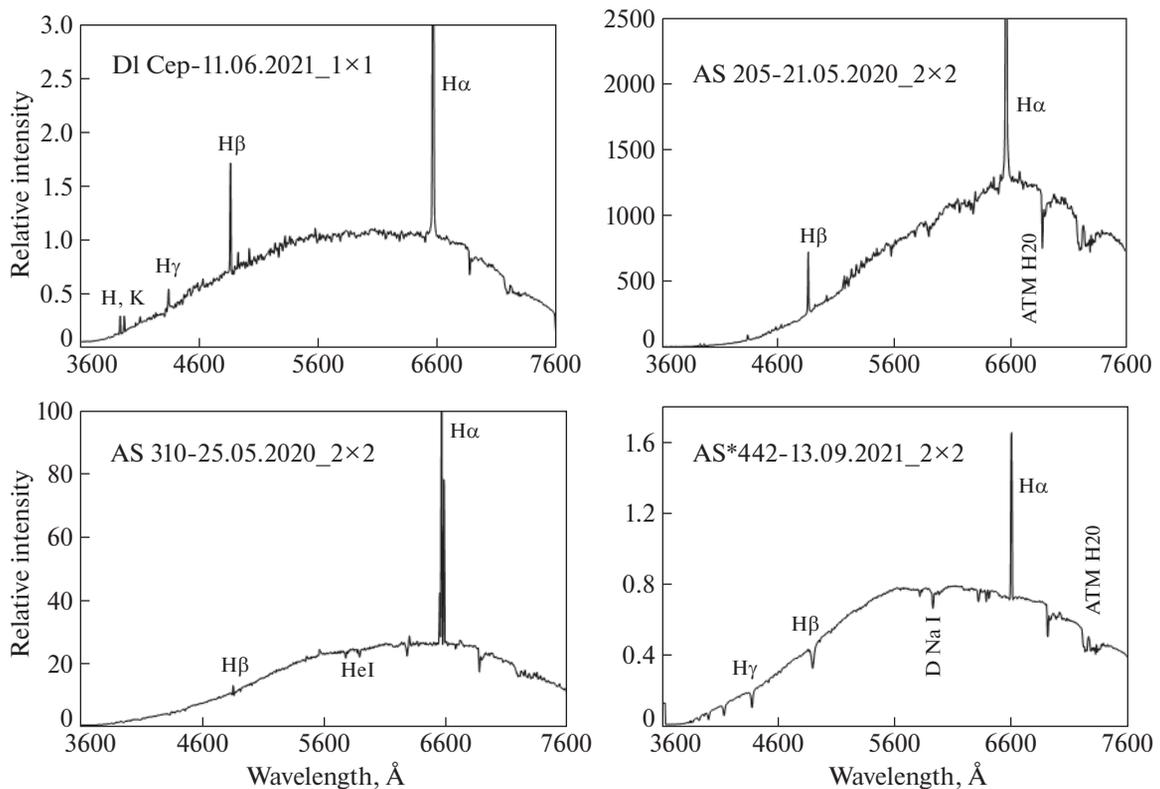


Рис. 4. Спектрограммы звезд типа Т Тельца DI Cep, AS 205 и звезд AeBe Хербига AS 310 и AS 442. Текстовые поля содержат названия объектов, даты получения спектра и binning.

ного *. 200 файла звезда+фон, фон и очищенный спектр у звезды типа Ве Хербига AS 310. Эта процедура позволяет практически полностью избавиться от фонового излучения и излучения рассеянного света спектрографа.

На рис. 4 показаны примеры полученных спектрограмм двух звезд типа Т Тельца DI Cep и AS205, и двух звезд типа AeBe Хербига AS310 и AS 442. По спектру отмечены наиболее интенсивные линии. На рис. 5 приводятся участки спектров

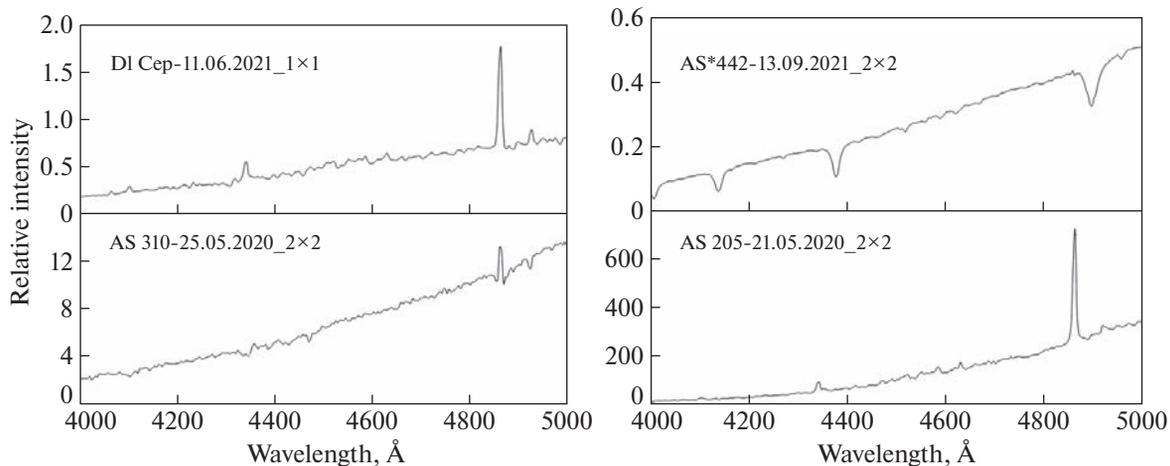


Рис. 5. Участок (λ 4000–5000 Å) спектров звезд из рис. 4.

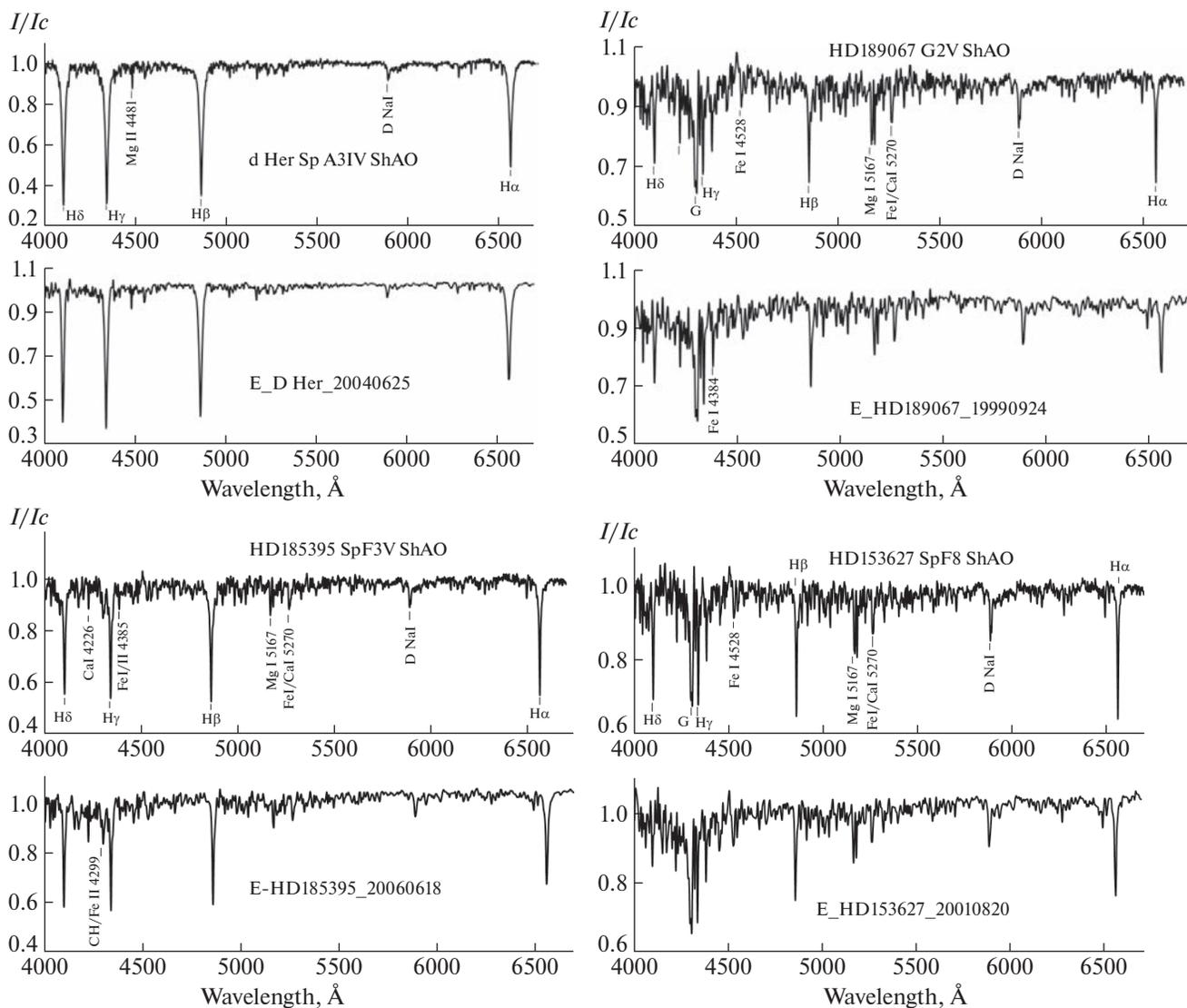


Рис. 6. Примеры сравнений нормированных участков λ 4000–6700 Å для спектров разных звезд, приведенных из каталога ELODIE [8] и полученные на нашем спектрографе. Спектры в ШАО получены со спектрографом UAGS при binning 1 × 1.

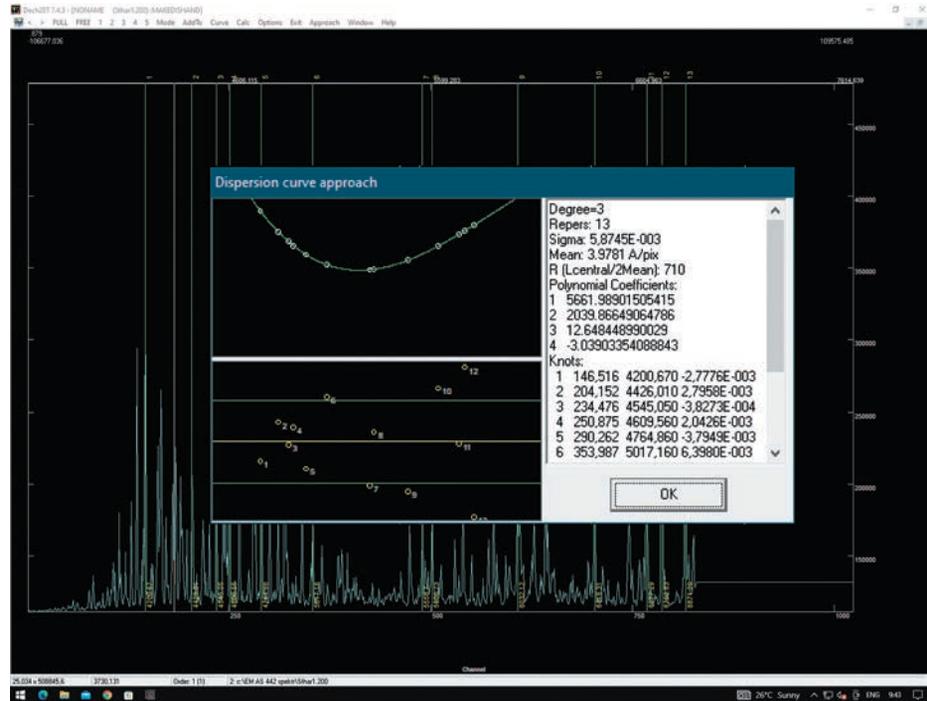


Рис. 7. Пример построенной кривой дисперсии по спектру лампы ThAr в окно программы DECH20.

этих звезд в области $\lambda 4000\text{--}5000 \text{ \AA}$. Как видно по спектру, можно измерить параметры отдельных деталей по спектрам.

2.3. Калибровка по длинам волн

Для калибровки по длинам волн использованы спектры лампы ThAr, а также спектры стандартных звезд с известными лучевыми скоростями. При калибровке по спектру стандартной звезды реперы устанавливались с учетом ее лучевой скорости и барицентрической скорости Земли.

Для оценки инструментального профиля спектрографа UAGS мы измерили полуширины наиболее чистых спектральных линий из спектра калибровочной лампы ThAr. Из отобранных около 10 линий для полуширины получено значение $2.20 \pm 0.18 \text{ px}$. При binning 1×1 такой инструментальный контур составляет $\delta\lambda = 4.27 \pm 0.34 \text{ \AA}$.

На рис. 6 для сравнения приводятся участки спектров ($\lambda 4000\text{--}6700 \text{ \AA}$) разных звезд, полученные на нашем спектрографе, а также спектры тех же звезд, полученные на 1.93 м телескопе обсерватории Haute Provence (архив ELODIE <http://atlas.obs-hp.fr/elodie/> [8]). Спектры этого архива можно свернуть с инструментальным профилем, который равен инструментальному профилю нашего спектрографа. Сравнение показало, что наши спектры демонстрируют хорошее согласие со сравниваемыми спектрами.

На рис. 7 показан пример кривой дисперсии, построенный в программе DECH20 по спектру лампы ThAr при аппроксимации полиномом 3-й степени. Среднеквадратичное отклонение позиций точек у линий реперов от полиномиальной кривой составляет $\pm 0.008 \text{ мм}$ ($\pm 1.115 \text{ \AA}$). При этом ошибки определения лучевых скоростей по отдельным линиям составляют $\pm 3\text{--}10 \text{ км/с}$.

2.4. Измерение некоторых спектрофотометрических параметров

Программа DECH позволяет провести континуум и выполнить нормировку спектра. После этой процедуры задается длина волны участка и производится нужное измерение спектрофотометрических параметров отдельных спектральных линий. Программа также позволяет вывести данные спектра в цифровом виде (ASCII), как длина волны-интенсивность, а также есть возможность сохранения отдельных участков спектра в виде файла в формате BMP.

Эквивалентные ширины наиболее сильных линий водорода у звезд спектрального класса A0–A6 можно определить со средней ошибкой $\pm 0.5\text{--}1.0 \text{ \AA}$. На рис. 8 демонстрируется пример результатов измерений эквивалентных ширин EW водородных линий $H_\alpha\text{--}H_8$ серии Бальмера по результатам 6 ночей наблюдений августа 2022 г. у звезды-стандарта 56 Cyg со спектром A6V. Среднеквадратичное отклонение от средне-

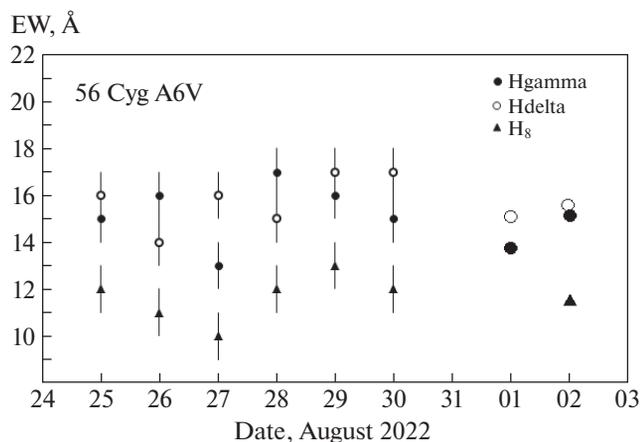


Рис. 8. Результат измерений эквивалентных ширин бальмеровских линий $H\gamma$, $H\delta$ и $H\delta$ по 6 ночам наблюдений у спектра стандартной звезды 56 Cyg. Вертикальными барами показан уровень средней ошибки измерений. Справа крупными по размеру отдельными символами приведены результаты, взятые из работ [9] и [10] звезд со спектрами A6V.

го EW не превышает 10%. Для сравнения, на рис. 8 справа крупными по размеру символами приведены результаты, взятые из работ [9] и [10] для стандартной звезды спектром A6V. Как видно, по отдельным шести ночам наблюдений спектра 56 Cyg наши результаты измерения линий $H\gamma$, $H\delta$ и $H\delta$ удовлетворительно согласуются с данными [9, 10].

2.5. Выражение спектра в абсолютных потоках

Поскольку весь спектр объекта получается на одном порядке в классической линейной форме, трансформация такого спектра в абсолютные потоки не составляет трудности. Для выражения спектра в абсолютных единицах нужно учитывать кривую реакции аппаратуры (DQE). Для получения инструментального искажения к данному спектру нужно получить спектр стандартной звезды с известным распределением спектра в абсолютных потоках. На рис. 9 для примера приводятся полученный инструментальный спектр стандартной звезды HR 0655 спектрального класса A0V и кривая реакции DQE аппаратуры в этом диапазоне. Когда известна кривая реакции аппаратуры, для трансформации спектра в абсолютные потоки нужно инструментальный спектр разделить на кривую реакции и учитывать спектральное поглощение из-за воздушной массы. Если при получении спектра исследуемого объекта одновременно получить спектр звезды с известным спектральным распределением в абсолютных потоках, которая расположена достаточно близко к звезде, то задача трансформации в абсолютный поток значительно упрощается.

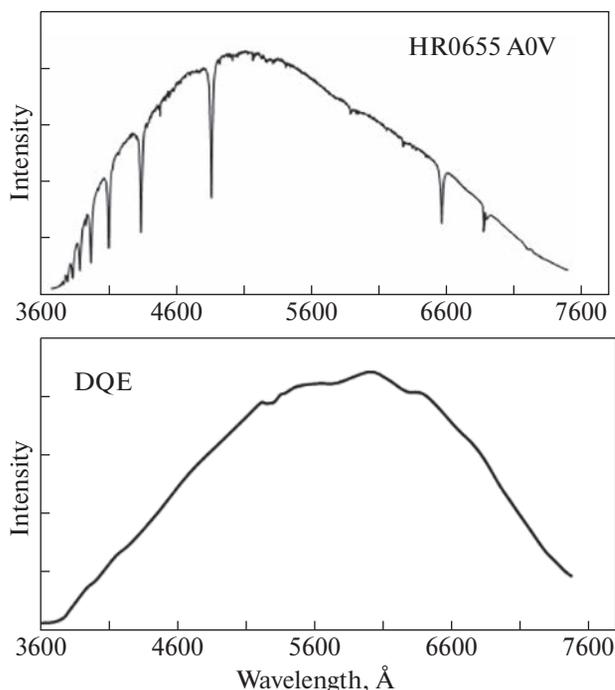


Рис. 9. Пример инструментального спектра стандартной звезды HR 0655 спектром A0V (верхняя панель) и аппаратная кривая DQE для данной области спектра.

На рис. 10 показаны примеры спектров разных транзиентных объектов, выраженных в абсолютных потоках. Предварительные результаты исследований этих звезд нами были опубликованы в сообщениях [6, 7].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе приведено описание модифицированного классического спектрографа UAGS в сочетании с ПЗС камерой Andor. Прибор позволяет получить спектры объектов с блеском до 18 величины с разрешением $R = 1200$ в спектральном диапазоне λ 3600–8000 Å за 60 мин экспозиции с отношением сигнала к шуму 20. Наилучшее разрешение в этой системе составляет $R = 3400$; при параметрах binning 1×1 и $R = 3400$ и при соотношении сигнала к шуму около 100 проникающая способность спектрографа на 2 м рефлекторе ШАО составляет около 15 величины при экспозиции 30 мин. Описана методика очищения паразитного излучения на спектре программного объекта. Выполнена оценка инструментального контура спектрографа и сравнены профили разных звезд, приведенные в литературе и полученные в ШАО.

Приводится методика получения спектра в абсолютных потоках, что важно при исследовании спектров галактик, квазаров, сверхновых звезд и

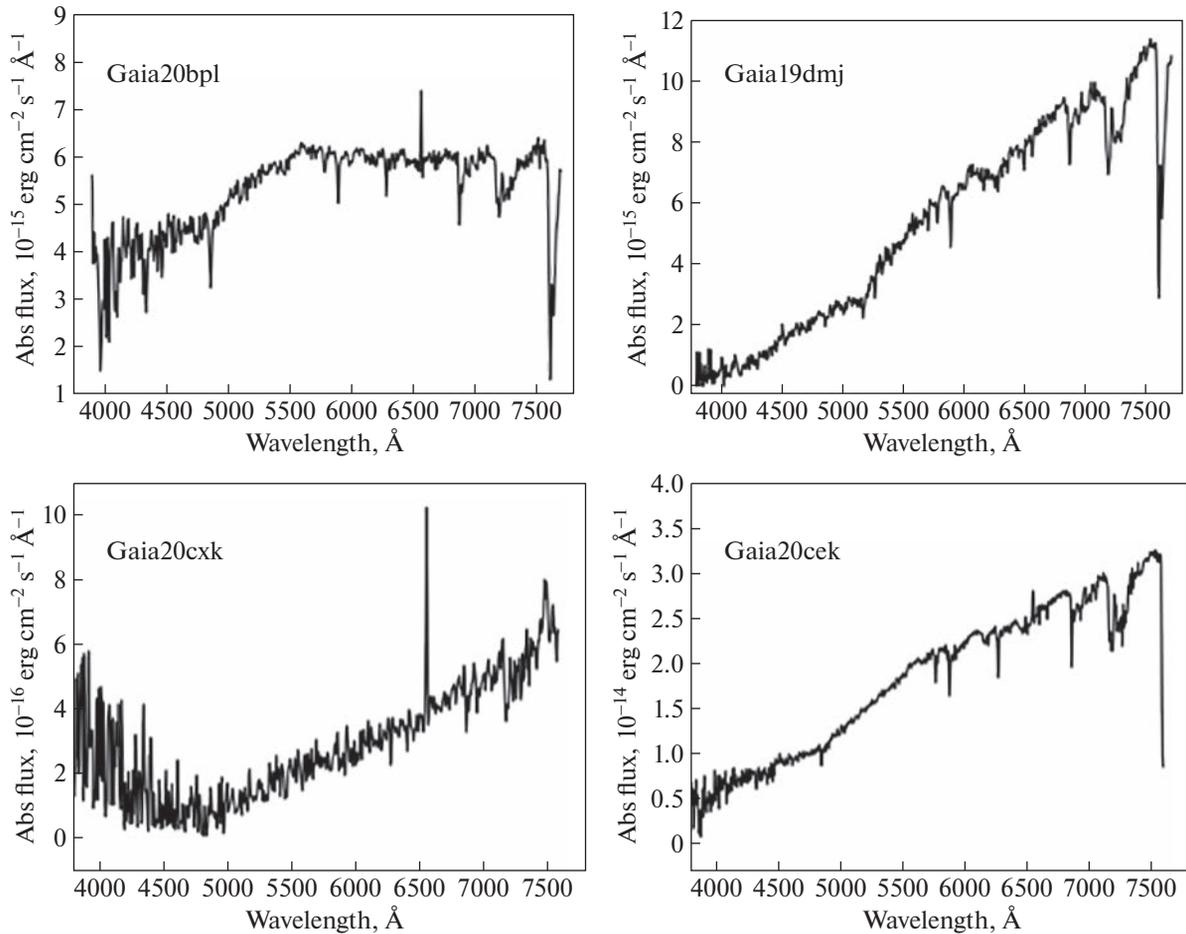


Рис. 10. Спектры разных транзиентных объектов Gaia, выраженные в абсолютных потоках.

других транзиентных объектов. Приведены примеры спектров некоторых эмиссионных звезд, выраженные в абсолютных потоках. По спектрам стандартных звезд показаны величины ошибок измерений эквивалентных ширин и лучевых скоростей. Спектрограф успешно может быть применен как для выполнения текущих плановых научных работ, так и при выполнении различных международных коопераций.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят инженеров технического состава 2 м телескопа А. Исмаилову, М. Шукюрову и И. Алекперову за помощь при выполнении технических задач по совершенствованию спектрографа. Авторы также благодарят анонимного рецензента за весьма ценные замечания и советы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Kh. M. Mikailov, F. A. Musaev, I. A. Alekberov, B. N. Rustamov, O. V. Khalilov*. Kinematics and Physics of Celestial Bodies **36**, 1, 22 (2020).
2. *V. L. Afanasiev, S. N. Dodonov, V. R. Amirkhanyan, A. V. Moiseev*, Astrophysical Bulletin **71**, 4, 479 (2016).
3. *M. A. Nalivkin, I. S. Savanov, S. A. Naroenkov, V. E. Shmagin*, INASAN Science Reports **3**, 72 (2019).
4. *И. А. Асланов, Г. Ф. Султанов*, Циркуляр ШАО № 2, 3 (1970).
5. *И. П. Салманов*, Циркуляр ШАО № 44, 7 (1975).
6. *I. Gezer, N. Z. Ismailov, Kh. M. Mikailov, O. V. Khalilov, I. A. Alekberov, S. Bagirli, S. A. Alishov, P. Zielinski, L. Wyrzykowski, M. Lam, K. Kruszynska, K. A. Rybicki, N. Ihanec, J. Zdanavicius, M. Maskoliunas, E. Pakstiene*, The Astronomer's Telegram 13992 (2020).
7. *P. Zielinski, L. Wyrzykowski, M. Lam, I. Gezer, K. Kruszynska, K. A. Rybicki, N. Ihanec, J. Zdanavicius, M. Maskoliunas, E. Pakstiene, N. Z. Ismailov, Kh. M. Mikailov, O. V. Khalilov, I. A. Alekberov, S. Bagirli, S. A. Alishov*, The Astronomer's Telegram 13907 (2020).
8. *J. Moultaqa, S. A. Ilovaisky, P. Prugniel, C. Soubiran*, Publ. Astron. Soc. Pacif. **116**, 693 (2004).
9. *K. Cananzi, R. Augarde, J. Legueux*. Astron. and Astrophys. Supple Ser. **101**, 599 (1993).
10. *R. M. Gonzalez Delgado, C. Leitherer*, Astrophys. J. Suppl. Ser. **125**, 479 (1999).

MODIFIED SHAO SPECTROGRAPH FOR SPECTRA WITH LOW RESOLUTION

N. Z. Ismailov^a, S. A. Alyshov^a, Sh. K. Ismailova^a, and F. S. Huseynova^b

^a*Shamakhy Astrophysical Observatory named after N. Tusi, Yu. Mammadaliyev settlement, Shamakhy, Azerbaijan*

^b*Batabat Astrophysical Observatory, Nakhichevan, Azerbaijan*

The paper describes an improved spectrograph of the Cassegrain focus of the 2 m ShAO reflector using a CCD camera. The classic Universal Astro Grid Spectrograph (UAGS) was adapted to use the Andor CCD camera to obtain spectra of objects with low brightness in the range of 3600–8000 Å. A spectrograph with a diffraction grating of 651 line/mm makes it possible to obtain the spectra of stars on the 2 m ShAO telescope up to 18 mag with a resolution of 1200, with a signal-to-noise ratio of about 50 for half an hour of exposure. The maximum allowable resolution is $R = 3400$ with binning 1×1 . The complex can be used for observations of various types of transient objects, variable stars, and extragalactic objects.

Keywords: astronomical instruments, spectrographs, CCD spectroscopy