

ISSN 0023-4206

Том 63, Номер 1

Январь–Февраль

КОСМИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ



СОДЕРЖАНИЕ

Том 63, номер 1, 2025

Сопоставление результатов теоретических расчетов интенсивности ночных свечения с данными измерений, полученными как наземными методами, так и с космических шаттлов

О. В. Антоненко, А. С. Кириллов

3

Наблюдения жесткого рентгеновского излучения солнечных вспышек на спутниках формата кубсат группировки Московского университета

А. В. Богомолов, В. В. Богомолов, А. Ф. Июдин, И. Н. Мягкова, С. И. Свертилов

13

Векторные графы, фазовые траектории и портреты магнитного поля и скоростей частиц солнечной плазмы в фазовом пространстве гелиосферы

Ю. А. Антонов, В. И. Захаров, И. Н. Мягкова, Н. А. Сухарева, Ю. С. Шугай

23

Статистика солнечных джетов ВУФ-диапазона

И. П. Лобода, С. А. Богачёв, А. С. Кириченко, А. А. Рева, А. С. Ульянов

38

Исследование красной корональной линии с высотой по внезатменным наблюдениям за 24-й солнечный цикл

С. А. Гусева, А. Д. Шрамко

50

Атмосферные потери N^+ и O^+ в экстремальных солнечных условиях во время геомагнитных инверсий

О. О. Царева, А. Каннелл, Н. Н. Левашов, Х. В. Малова, В. Ю. Попов, Л. М. Зеленый

59

Моделирование радиационной обстановки на Земле во время солнечных протонных событий в процессе геомагнитной инверсии

Н. Н. Левашов, О. О. Царева, В. Ю. Попов, Х. В. Малова, Л. М. Зеленый

71

Классификация изолированных суббуль при учете условий генерации и характеристик фаз

Н. А. Бархатов, С. Е. Ревунов, О. М. Бархатова, Е. А. Ревунова, В. Г. Воробьев, О. И. Ягодкина

79

Перспективы развития гелиогеофизических спутниковых наблюдений на малых космических аппаратах

А. А. Брагина, В. Т. Минлигареев, С. Д. Богодяж

89

Оценка уровня квазистатических микроускорений на борту космического аппарата в режиме орбитальной ориентации

А. И. Игнатов

99

Стендовая и натурная отработка оптической системы автономной припланетной навигации на окололунных орbitах

Б. С. Жуков, Г. А. Аванесов, А. С. Лискив, П. С. Сметанин

117

CONTENTS

Volume 63, Issue 1, 2025

Comparison of the Results of Theoretical Calculations of Night Glow Intensity with Measurement Data Obtained by both Ground-Based Methods and from Space Shuttles <i>O. V. Antonenko, A. S. Kirillov</i>	3
Observations of Hard X-Ray Emission of Solar Flares on the Cubsat Satellites of the Moscow University Group <i>A. V. Bogomolov, V. V. Bogomolov, A. F. Iyudin, I. N. Myagkova, S. I. Svertilov</i>	13
Vector Graphs, Phase Trajectories and Portraits of the Magnetic Field and Velocities of Solar Plasma Particles in the Phase Space of the Heliosphere <i>Yu. A. Antonov, V. I. Zakharov, I. N. Myagkova, N. A. Suhareva, J. S. Shugai</i>	23
Statistics of Solar EUV-Jets <i>I. P. Loboda, S. A. Bogachev, A. S. Kirichenko, A. A. Reva, A. S. Ulyanov</i>	38
Study of the Red Coronal Line with Altitude from Out-of-Eclipse Observations During Solar Cycle 24 <i>S. A. Guseva, A. D. Shramko</i>	50
Atmospheric Losses of N ⁺ and O ⁺ under the Extreme Solar Conditions during Geomagnetic Reversals <i>O. O. Tsareva, A. Cannell, N. N. Levashov, H. V. Malova, V. Yu. Popov, L. M. Zelenyi</i>	59
Simulation of Earth's Radiation during Solar Proton Events in the Process of Geomagnetic Reversal <i>N. N. Levashov, O. O. Tsareva, V. Yu. Popov, H. V. Malova, L. M. Zelenyi</i>	71
Classification of Isolated Substorms taking into account Generation Conditions and Phase Characteristics <i>N. A. Barkhatov, S. E. Revunov, O. M. Barkhatova, E. A. Revunova, V. G. Vorobjev, O. I. Yagodkina</i>	79
Prospects for the Development of Heliogeophysical Satellite Observations on Small Spacecraft <i>A. A. Bragina, V. T. Minligareev, S. D. Bogodyazh</i>	89
Estimation of the Level of Quasi-Static Microaccelerations on Board of the Spacecraft in Orbital Orientation Mode <i>A. I. Ignatov</i>	99
Stand and Real-Conditions Testing of an Autonomous Optical Navigation System for Operations in Circumlunar Orbits <i>B. S. Zhukov, G. A. Avanesov, A. S. Liskiv, P. S. Smetanin</i>	117

УДК 550.388

СОПОСТАВЛЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ТЕОРЕТИЧЕСКИХ РАСЧЕТОВ ИНТЕНСИВНОСТИ НОЧНОГО СВЕЧЕНИЯ С ДАННЫМИ ИЗМЕРЕНИЙ, ПОЛУЧЕННЫМИ КАК НАЗЕМНЫМИ МЕТОДАМИ, ТАК И С КОСМИЧЕСКИХ ШАТТЛОВ

© 2025 г. О. В. Антоненко*, А. С. Кириллов

Полярный геофизический институт (ПГИ), Анадырь (Мурманская обл.), Россия

*e-mail: antonenko@pgia.ru

Поступила в редакцию 07.04.2024 г.

После доработки 02.09.2024 г.

Принята к публикации 16.10.2024 г.

Рассчитаны значения интегральной светимости полос Герцберга I, Чемберлена и Атмосферных полос на средних широтах и в экваториальной зоне Земли. Обсуждается корреляция результатов теоретических расчетов интенсивности свечения возбужденного молекулярного кислорода на Земле с экспериментальными данными по ночному свечению O_2 , полученными с космических шаттлов, с наземной обсерватории Китт-Пик (США) для полос Герцберга I, Чемберлена. Для Атмосферных полос анализируется корреляция результатов теоретических расчетов с аналогичными расчетами по данным измерений с наземной обсерватории Кека (США). Рассчитаны значения интегральной светимости полос и Атмосферных полос для северных широт Марса.

DOI: 10.31857/S0023420625010013, EDN: HEXAMV

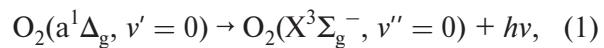
1. ВВЕДЕНИЕ

Осознание возможности существования излучения верхней атмосферы на средних и низких широтах в спокойных геомагнитных условиях не возникало до тех пор, пока не появилось стремление оценить освещенность земной поверхности в ночное время [1]. Первые такие работы показали, что излучение космического пространства (звезды, туманности, галактики, зодиакальный свет) в видимой области спектра составляет только часть общей интенсивности свечения ночного неба [2, 3]. Современные данные [4, 5] показывают, что для видимой области спектра величина суммарного звездного излучения составляет ~ 10 килорэлеев и ~ 7 килорэлеев для собственного излучения верхней атмосферы при спокойных геомагнитных условиях на средних широтах Земли.

Экспериментальные исследования дневного свечения атмосферы Марса начались в ходе полетов космических летательных аппаратов (КЛА) *Mariner-6* и *Mariner-7* [6]. Измерения ультрафиолетового спектра свечения показали наличие полос электронно-возбужденной молекулы

угарного газа CO и иона молекулы углекислого газа CO_2^+ [6]. В дальнейшем с помощью измерений на КЛА *Mars Express* были открыты ультрафиолетовые авроральные свечения в атмосфере Марса [7], которые аналогично были связаны с полосами CO и CO_2^+ .

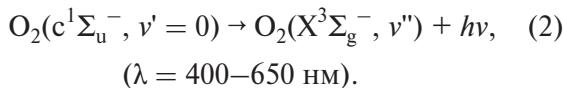
Регистрация свечения ночного неба атмосферы Марса на КЛА *Mars Express* в основном проходила в инфракрасном диапазоне [8–10]. Измерения проводились для Инфракрасной атмосферной полосы 1.27 мкм, излучаемой при спонтанном переходе



($\lambda = 1.27$ мкм).

Недавно были опубликованы результаты измерений ночного свечения атмосферы Марса, полученные на КЛА *Trace Gas Orbiter* в видимом диапазоне [11]. Как было показано авторами, регистрируемый спектр совпадает с измерениями, выполненными на КЛА “Венера-9” и “Венера-10” [12] и *Venus Express* [13] в ночной атмосфере Венеры. Свечение в видимом диапазоне связано с полосами Герцберга II

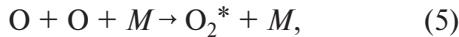
молекулярного кислорода, излучаемых при спонтанных переходах



Процессы диссоциации молекулярных газов солнечным ультрафиолетовым излучением в атмосферах планет земной группы протекают очень эффективно, что приводит к образованию довольно высоких концентраций атомарного кислорода O в верхних слоях атмосфер планет



В атмосфере Земли образование атомарного кислорода за счет процесса (3) происходит на высотах выше 80 км, в атмосфере Марса за счет процесса (4) на высотах выше 40 км. В дальнейшем образованные атомы кислорода участвуют в тройных столкновениях



где $M = \text{N}_2$, O_2 в атмосфере Земли и $M = \text{CO}_2$ в атмосфере Марса. В результате таких столкновений (5) образуются электронно-возбужденные молекулы кислорода O_2^* , способные излучать молекулярные полосы в различных спектральных диапазонах при спонтанных излучательных переходах на более низкие по энергии состояния. В табл. 1 приведены энергии двенадцати колебательных уровней $v = 0\text{--}11$ пяти электронно-возбужденных состояний молекулы кислорода. Из табл. 1 видно, что энергии колебательных уровней состояний $\text{A}^3\Sigma_u^+$ и $\text{A}^3\Delta_u$ имеют значения, близкие к энергии диссоциации молекулы O_2 ($\sim 41300 \text{ см}^{-1}$), а уровни состояний $\text{b}^1\Sigma_g^+$, $\text{a}^1\Delta_g$ имеют намного меньшие значения энергии. Электронно-возбужденные молекулы кислорода излучают фотоны, являясь источником свечения в различных диапазонах спектра в атмосферах планет.

Первые шесть электронных состояний O_2^* (пять из которых приведены в табл. 1,

Таблица 1. Энергии колебательных уровней пяти электронно-возбужденных состояний молекулы O_2

Состояние	Энергия E (см^{-1})
$\text{A}^3\Sigma_u^+ (v = 0 \div v = 11)$	$35010 \div 40926$
$\text{A}^3\Delta_u (v = 0 \div v = 11)$	$34387 \div 40873$
$\text{c}^1\Sigma_u^- (v = 0 \div v = 11)$	$32665 \div 39360$
$\text{b}^1\Sigma_g^+ (v = 0 \div v = 11)$	$13122 \div 27004$
$\text{a}^1\Delta_g (v = 0 \div v = 11)$	$7889 \div 22761$

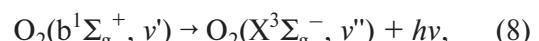
а шестое – квинтетное ${}^5\Pi_g$) являются метастабильными, переходы между ними обуславливают известные девять систем полос, шесть из которых находятся в ультрафиолетовой области спектра, а три – в инфракрасной [1]. В настоящей работе представлены расчеты интенсивностей полос, излучаемых в ночном небе атмосфер Земли и Марса при спонтанных переходах с электронно-возбужденных состояний $\text{A}^3\Sigma_u^+$, $\text{A}^3\Delta_u$, $\text{b}^1\Sigma_g^+$, то есть полосы Герцберга I (6), полосы Чемберлена (7) и Атмосферные полосы (8), соответственно



$$(\lambda = 300\text{--}370 \text{ нм}) A(A \rightarrow X) = 11 \text{ с}^{-1},$$



$$(\lambda = 360\text{--}440 \text{ нм}) A(A' \rightarrow a) = 0.89 \text{ с}^{-1},$$



$$(\lambda = 620\text{--}900 \text{ нм}) A(b \rightarrow X) = 0.087 \text{ с}^{-1},$$

причем первые две системы полос (6) и (7) располагаются в ультрафиолетовой области, а третья (8) – в инфракрасной. В уравнениях (6)–(8) $A(A \rightarrow X)$, $A(A' \rightarrow a)$, $A(b \rightarrow X)$ – характерные вероятности переходов (коэффициенты Эйнштейна) соответственно для процессов (6), (7), (8).

Цель настоящей работы – сопоставление теоретических расчетов интенсивности свечения полос, выполненных как для атмосферы Земли, так и для атмосферы Марса, с экспериментальными данными по интенсивностям ночного свечения молекулярного кислорода O_2^* , полученными с космических шаттлов и с наземных станций.

В работе рассматриваются как наземные измерения в Национальной обсерватории Китт-Пик (США, Аризона, 31° с.ш., 72% ясных ночей), обсерватории Кека (пик Мауна-Кеа, остров Гавайи, США, 19° с.ш.), так и измерения с шаттла “Дискавери” на протяжении его семидневной миссии STS53 в декабре 1992 г. и шаттла Индевор на протяжении его двенадцатидневной миссии STS69 в сентябре 1995 г. [14] в ходе эксперимента Arizona Airglow (GLO). GLO – гиперспектральный тепловизор, состоящий из пяти спектрографов для записи всего спектрального диапазона. В ходе Аризонского эксперимента GLO отслеживался слой ночного свечения на линии горизонта Земли [14].

2. ПРОФИЛИ КОНЦЕНТРАЦИЙ АТОМАРНОГО КИСЛОРОДА В АТМОСФЕРАХ ЗЕМЛИ И МАРСА

Для атмосферы Земли экспериментальные данные о характерных концентрациях О на средних

широтах (55.7° с.ш.; 36.8° в.д.), основанные на измерениях звенигородской обсерватории Института физики атмосферы (ИФА) им. А. М. Обухова РАН), представлены на рис. 1а для различных месяцев года (1 – января, 4 – апреля, 7 – июля, 10 – октября) в условиях низкой ($F_{10.7} = 75$, 1976

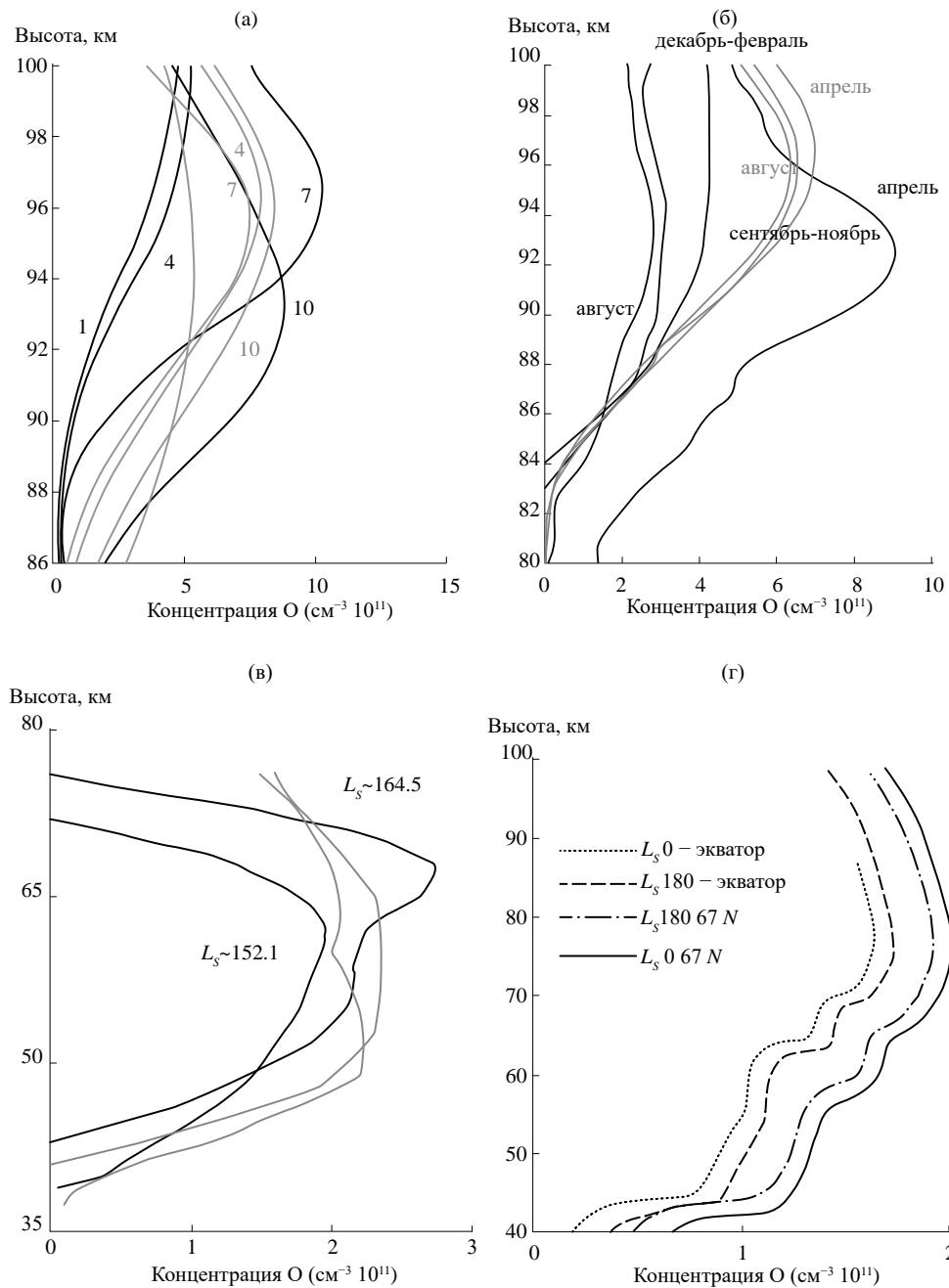


Рис. 1. Высотные профили концентраций О: Панель (а) – темные линии согласно измерениям [1] на средних широтах Земли для 1, 4, 7 и 10-го месяца; светлые линии – данные с NRLMSISE-00 для тех же условий; (б) – темные линии – данные, полученные со спутника *TIMED* в области экватора Земли (апрель, август) и на северных тропиках (осень, зима) [15]; светлые линии – данные с NRLMSISE-00; (в) – темные линии данные для атмосферы Марса, полученные с ИК-спектрометра *SPICAM* для орбит в точках $L_s \approx 152.1^\circ$, $L_s \approx 164.5^\circ$, 82° ю.ш. Марса [9]; светлые линии – данные с LMD-MGCM; (г) – данные LMD-MGCM, для области экватора и 67° с.ш. Марса, для точек $L_s \approx 180^\circ$ и $L_s \approx 0^\circ$ [16]

и 1986 гг.) солнечной активности [1]. Для сравнения на рис. 1а также приведены концентрации O , полученные согласно атмосферной модели NRLMSISE-00 для описанных выше условий.

Экспериментальные данные о характерных концентрациях O в области экватора и на северных тропиках (23.5° с.ш.) Земли (зимний, весенний, летний и осенний сезоны 1995 г.) представлены на рис. 1б. Данные были получены с помощью зондирования атмосферы на спутнике *TIMED* (*Thermosphere Ionosphere Mesosphere Energetics and Dynamics*) [15]. На спутнике использовался инструмент системы OSIRIS [15]. Также на рис. 1б для сравнения приводятся данные, полученные согласно атмосферной модели NRLMSISE-00 для тех же условий.

Как видно из рис. 1а и 1б, данные согласно модели *NRLMSISE-00* расходятся с экспериментальными значениями, и в расчетах они не используются. Для профилей температур использовались данные многолетних (1960–2000 гг.) измерений на высотах 30–110 км [1]. Для профилей концентраций N_2 , O_2 использовались данные из модели MSIS-90.

На рис. 1в показаны высотные профили O для атмосферы Марса, полученные с ИК-спектрометра *SPICAM* для орбит $L_s = 152.1^\circ$, $L_s = 164.5^\circ$ (месяц февраль, 82° ю.ш.) [9] и созданные с помощью модели LMD-MGCM для тех же условий (светлые линии) [16]. Для атмосферы Марса в расчетах воспользуемся профилями концентраций атомарного кислорода, полученными из модели общей циркуляции французской лаборатории LMD-MGCM, представленными на рис. 1г для широт экватора и для 67° с.ш. Марса,

причем для условий весеннего ($L_s \approx 0^\circ$) и осеннего ($L_s \approx 180^\circ$) равноденствий. Для профилей концентраций CO_2 и температур использовались данные согласно модели LMD-MGCM [16].

3. РАСЧЕТ КОНЦЕНТРАЦИЙ O_2^* В АТМОСФЕРЕ ЗЕМЛИ И МАРСА

Как упоминалось ранее [17], при расчете концентраций электронно-возбужденного кислорода O_2^* в атмосферах планет Земли и Марса используем следующую формулу:

$$[O_2^*] = q_{v'} \alpha k_1 [O]^2 ([M_1] + \dots + [M_n]) / (A_{v'} + k_2^{M1} [M_1] + \dots + k_2^{Mn} [M_n]), \quad (9)$$

где $q_{v'}$ – квантовый выход колебательного уровня v' электронно-возбужденного состояния и α – квантовый выход этого состояния молекулы O_2^* при тройных столкновениях (5); $[M_1] \dots [M_n]$ – концентрации преобладающих атмосферных газов; k_1 – константа скорости реакции рекомбинации при тройных столкновениях (5), которая рассчитывается в зависимости от температуры атмосферы планеты на рассматриваемых интервалах высот; $k_2^{M1} \dots k_2^{Mn}$ – константы скоростей гашения электронно-возбужденного состояния атмосферными составляющими $M_1 \dots M_n$ при бинарных столкновениях; $A_{v'}$ – сумма коэффициентов Эйнштейна для всех спонтанных излучательных переходов с колебательного уровня v' состояния O_2^* на все колебательные уровни нижележащих состояний молекулы. В табл. 2 приводятся значения коэффициентов формулы в зависимости от состояния O_2^* и от земных или марсианских условий.

Таблица 2. Коэффициенты для расчета концентраций электронно-возбужденного кислорода O_2^*

Коэффициенты		Земля	Марс
M_i		O_2 , N_2	CO_2
$k_1 (cm^6 c^{-1})$		$k_1 = 6 \cdot 10^{-34} (300/T)^{2.3}$	$k_1 = 2 \cdot 2.7^{-34} (300/T)^2$
$O_2^* A^3$	$k_2 (cm^3 c^{-1})$	$k_2^{O_2}$, $k_2^{N_2}$	$k_2^{CO_2}$
	$q_{v'}$	0.001 \div 0.09	–
	α	0.05	–
$O_2^* A'^3$	$A_{v'}^{A^3} (c^{-1})$	11	–
	$q_{v'}$	0.001 \div 0.09	–
	α	0.12	–
$O_2^* b^1$	$A_{v'}^{A'^3} (c^{-1})$	1.1 \div 1.9	–
	$q_{v'}$	0.001 \div 0.09	0.001 \div 0.09
	α	0.2	0.2
$A_{v'}^{b^1} (c^{-1})$		0.087	0.087

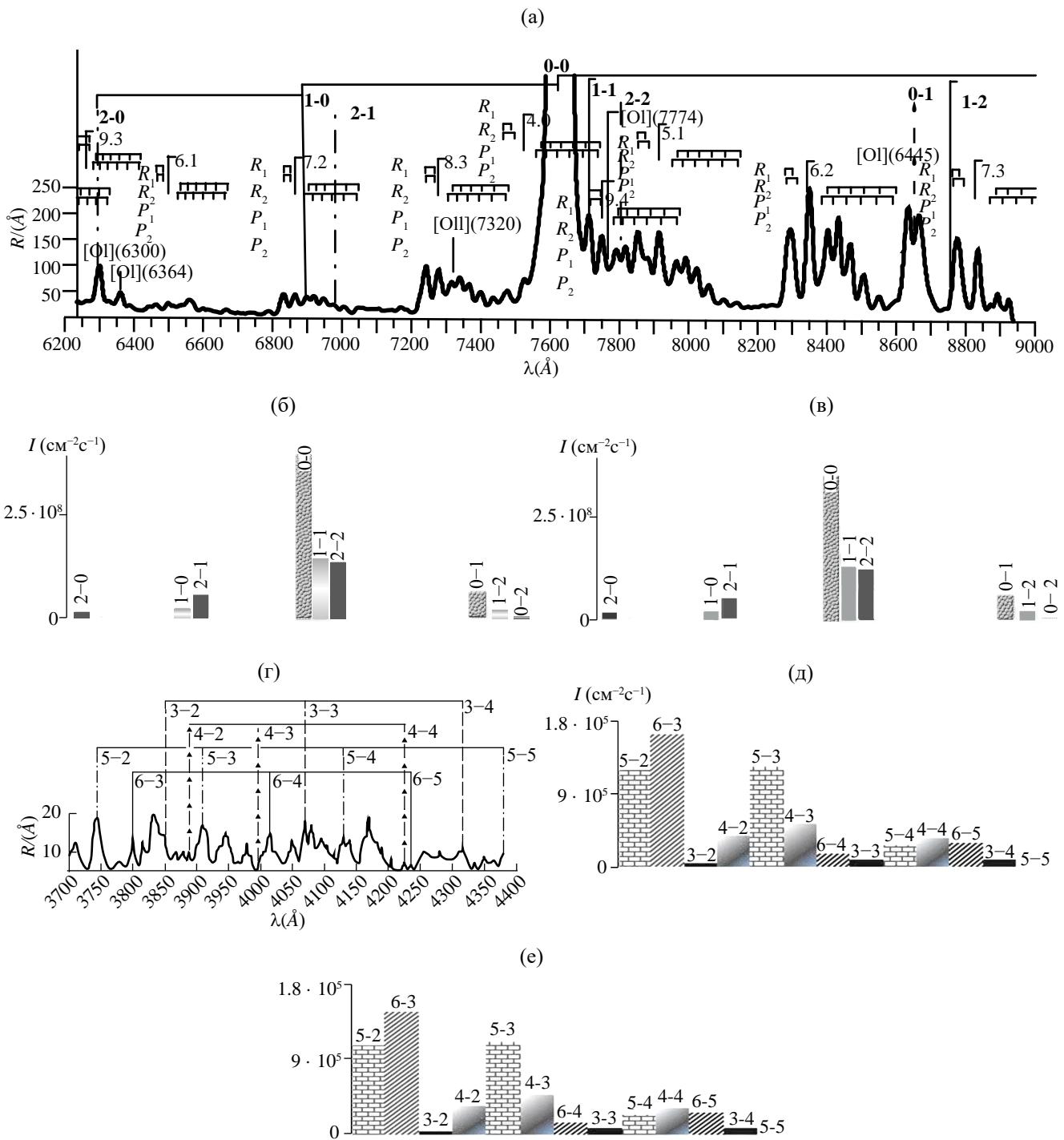


Рис. 2. Панель (а) – экспериментальные данные, полученные с космического шаттла “Индевор” [14] в диапазоне 620–900 нм (Атмосферные полосы); (б) – рассчитанные значения интегральной светимости Атмосферных полос для атмосферы Земли для средних широт (55.7° с.ш.) для 10-го месяца 1986 г.; (в) – рассчитанные значения для экваториальной зоны и северных тропиков Земли (23° с.ш.) для осеннеого периода 1995 г.; (г) – экспериментальные данные с шаттла “Дискавери”, декабрь 1992 г. в диапазоне 300–870 нм (полосы Чемберлена); (д) – рассчитанные значения интегральной светимости полос Чемберлена для атмосферы Земли для средних широт (55.7° с.ш.) для 10-го месяца 1986 г.; (е) – рассчитанные значения для экваториальной зоны и северных тропиков Земли (23° с.ш.) для осеннеого периода 1995 г.

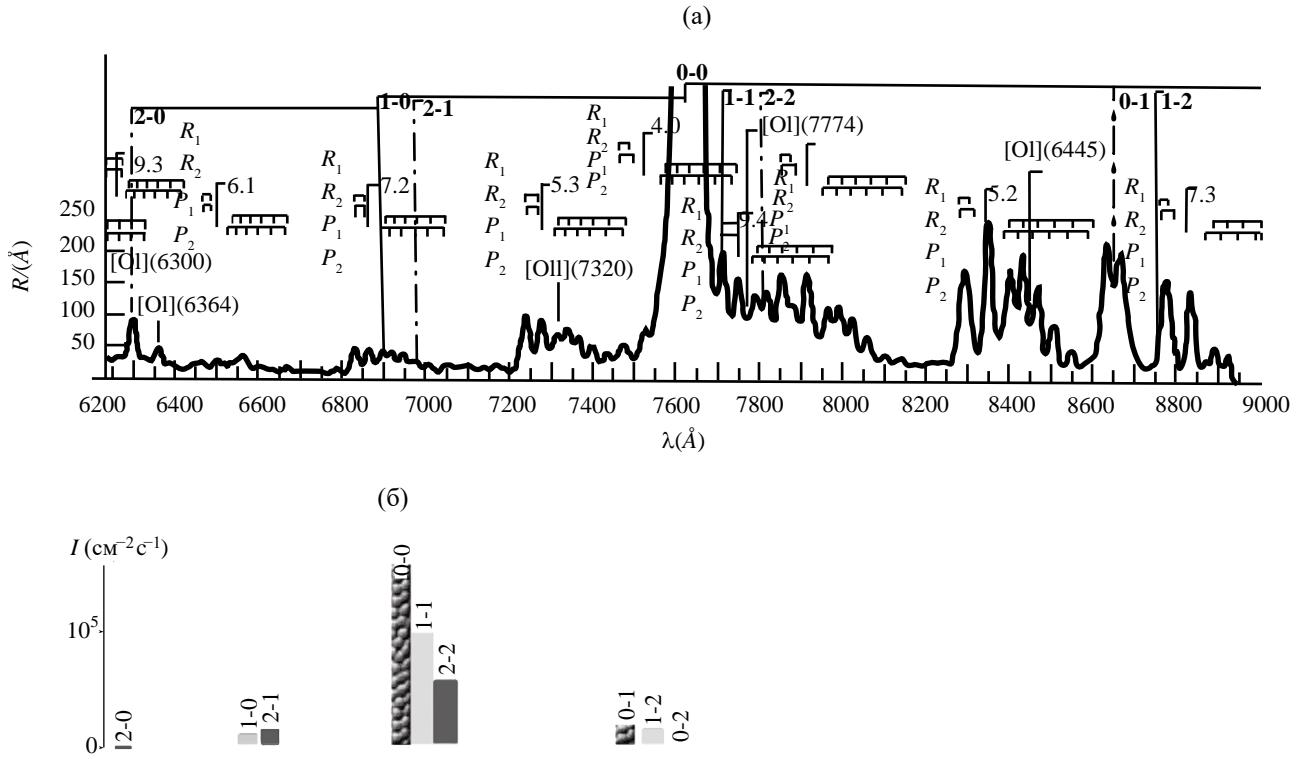


Рис. 3. Панель (а) – экспериментальные данные, полученные с космического шаттла “Индевор” [14] в диапазоне 620–900 нм (Атмосферные полосы); (б) – рассчитанные значения интегральной светимости Атмосферных полос для атмосферы Марса на широте 67° с.ш. при $L_s \approx 180^\circ$

Коэффициент $k_1(\text{см}^6 \text{с}^{-1})$ для атмосферы Земли берется согласно работе [1], для атмосферы Марса согласно работе [16]. Константы скоростей реакций электронно-возбужденного кислорода $k_2^{\text{O}_2}(\text{см}^3 \text{с}^{-1})$, $k_2^{\text{N}_2}(\text{см}^3 \text{с}^{-1})$ для атмосферы Земли и, соответственно, $k_2^{\text{CO}_2}(\text{см}^3 \text{с}^{-1})$ для атмосферы Марса, учитывались согласно исследованиям [18, 19]. Квантовые выходы для состояний $\text{A}^3\Sigma_u^+(\text{q}_v^{\text{A}^3})$ и $\text{A}^1\Delta_u(\text{q}_v^{\text{A}^3})$ учитывались согласно работам [20, 21], квантовые выходы для состояния $\text{b}^1\Sigma_g^+(\text{q}_v^{\text{b}})$ согласно работе [22]. Квантовый выход α^{A^3} и α^{A^3} – согласно работе [23], α^{b} согласно [22]. Сумма коэффициентов Эйнштейна $A_v^{\text{A}^3}(\text{с}^{-1})$ для всех спонтанных излучательных переходов с колебательного уровня v' состояния $\text{A}^3\Sigma_u^+$ на все колебательные уровни состояния $\text{X}^3\Sigma_g^-$ учитывалась согласно работе [24]. Аналогично сумма коэффициентов $A_v^{\text{A}^3}(\text{с}^{-1})$ для всех спонтанных излучательных переходов с колебательного уровня v' состояния $\text{A}^1\Delta_u$ на все колебательные уровни состояний $\text{a}^1\Delta_g$ и $\text{X}^3\Sigma_g^-$ учитывалась также согласно работе [24]. Для переходов с колебательного уровня v' состояния $\text{b}^1\Sigma_g^+$ на все колебательные уровни состояния $\text{X}^3\Sigma_g^-$ значения $A_v^{\text{b}}(\text{с}^{-1})$ учитывались согласно работе [1].

4. СОПОСТАВЛЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ, ПОЛУЧЕННЫХ КАК НАЗЕМНЫМИ ИЗМЕРЕНИЯМИ, ТАК И С КОСМИЧЕСКИХ ШАТЛЛОВ, С ТЕОРЕТИЧЕСКИМИ РАСЧЕТАМИ

В настоящей работе на рис. 2а и 3а представлен фрагмент усредненного спектра свечения ночного неба в диапазоне 620–900 нм, измеренного спектрографом с космического шаттла *Индевор* на протяжении его 12-дневной миссии STS69 в сентябре 1995 г. [14]. Значения интенсивности излучения $I_{v'v''}(\text{см}^{-2} \text{с}^{-1})$ (гистограммы) для Атмосферных полос, обусловленных переходом (8), были рассчитаны и представлены для этого диапазона длин волн для средних широт Земли на рис. 2б. Каждая двойка цифр над пиками свечения обозначает колебательные уровни $(v'-v'')$ при излучательном переходе (8). Также значения интенсивности излучения были рассчитаны для области экватора северных тропиков Земли (23.5° с.ш.) для осеннего сезона 1995 г. (рис. 2в). Для атмосферы Марса гистограммы для Атмосферных полос были рассчитаны для

широты 67° с.ш. при $L_s \approx 180^\circ$ т.е. для осеннего равноденствия (рис. 3б).

Как видно из сравнения рис. 2б и 3б, для атмосферы Марса происходит изменение

относительных населенностей колебательных уровней состояния $b^1\Sigma_g^+$ и их вклада в свечение Атмосферных полос по сравнению с атмосферой Земли. Так населенность колебательного уровня

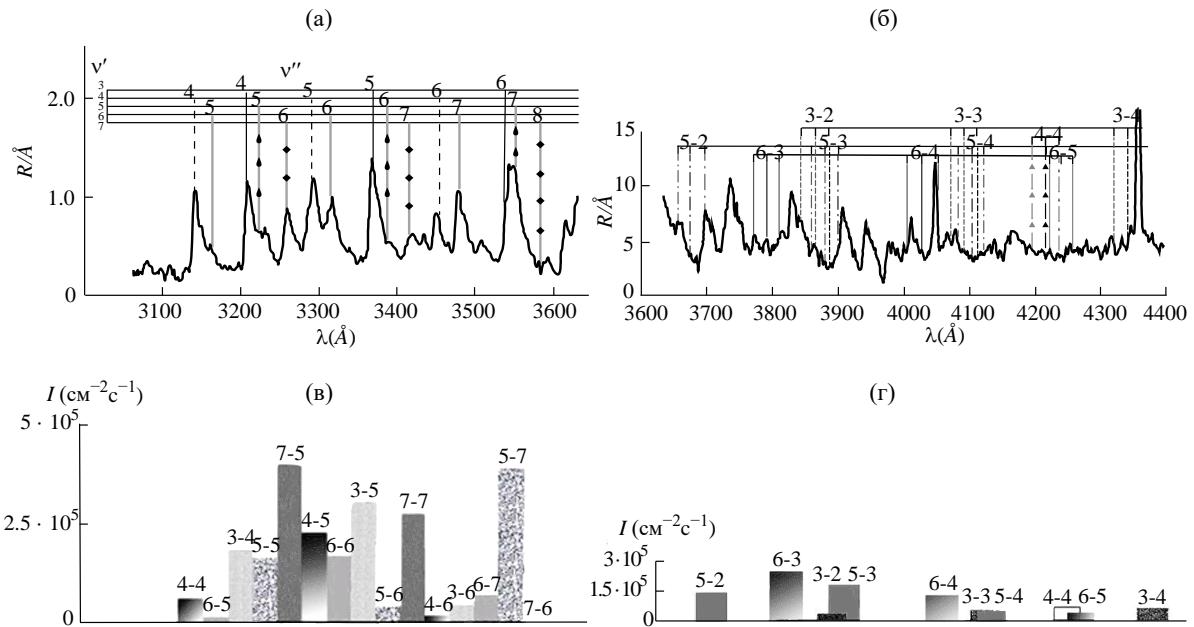


Рис. 4. Панель (а) – экспериментальные данные, полученные со спектрографа EbertFastie в диапазоне 300–370 нм (обсерватория Китт-Пик); (б) – экспериментальные данные, полученные со спектрографа EbertFastie в диапазоне 360–440 нм; (в) – рассчитанные значения интегральной светимости полос Герцберга I для средних широт Земли; (г) – рассчитанные значения интегральной светимости полос Чемберлена для средних широт Земли

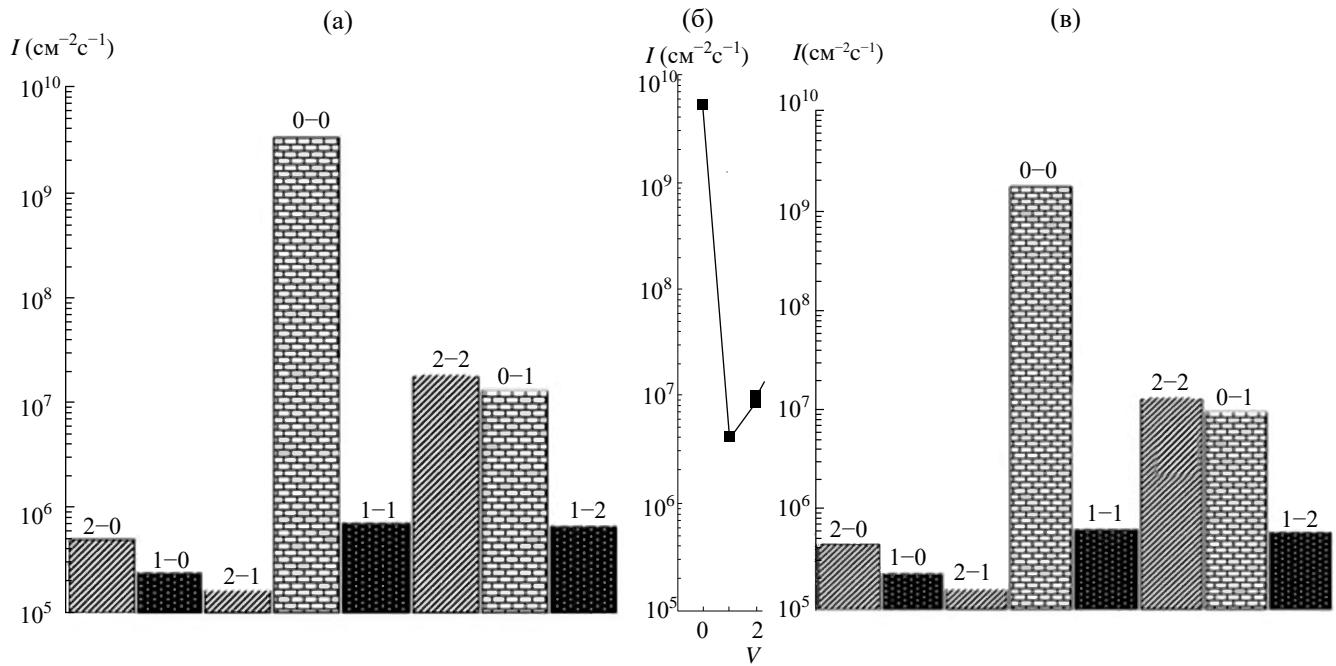


Рис. 5. Панель (а) – рассчитанные значения интенсивности Атмосферных полос для средних широт Земли (55.7° с.ш.) для 1-го месяца 1986 г.; (б) – данные измерений, выполненных спектрографом высокого разрешения (HIRES) на телескопе Keck I [28]; (в) – результаты расчетов для экваториальной зоны включая северные тропики (23° с.ш.), для зимнего периода 1995 г.

$v' = 1$ и $v' = 2$ относительно уровня $v' = 0$ значительно увеличивается по сравнению с атмосферой Земли. Объясняется это различным характером гашения этого состояния на молекулах N_2 , O_2 и CO_2 [19]. Основное гашение молекулы $O_2(b^1\Sigma_g^+, v' = 0)$ в атмосфере Земли происходит на молекулах N_2 , причем константа более чем на два порядка меньше, чем аналогичная константа для столкновений с CO_2 [19]. Для молекул $O_2(b^1\Sigma_g^+, v' = 1)$ и $O_2(b^1\Sigma_g^+, v' = 2)$ в атмосфере Земли гашение происходит на молекулах O_2 , а константы для этого процесса превосходят аналогичные константы для столкновений с CO_2 . При этом константа для столкновения $O_2(b^1\Sigma_g^+, v' = 1) + O_2$ на порядок больше, чем для $O_2(b^1\Sigma_g^+, v' = 2) + O_2$. Для столкновений $O_2(b^1\Sigma_g^+, v' = 1)$ и $O_2(b^1\Sigma_g^+, v' = 2)$ с молекулой углекислого газа константы близки по значению [19]. Поэтому наблюдается рост населения колебательного уровня $v' = 1$ относительно уровня $v' = 2$ для атмосферы Марса.

Также на рис. 2г представлен фрагмент усредненного спектра свечения неба в диапазоне 360–440 нм, измеренного спектрографом с космического шаттла “Дискавери” (STS-53) на протяжении его семидневной миссии в декабре 1992 г. [14]. Рассчитанные значения интегральной светимости полос Чемберлена в этом же диапазоне частот показаны на рис. 2д для средних широт Земли (55.7° с.ш.) для 1 месяца 1986 г. На рис. 2е аналогичные результаты показаны для экваториальной зоны и северных тропиков Земли (23° с.ш.) для зимнего периода 1995 г. При расчетах использовались модельные значения профилей концентраций атомарного кислорода [1, 25], полученные для среднеширотных полуночных условий на основе высотных профилей излучения $O(^1S)$ 557.7 нм, приведенных к средней солнечной активности ($F_{10.7} = 130$) и невозмущенной геомагнитной активности ($K_p = 0$). Сравнение результатов расчета с экспериментальными данными показывает, что и в эксперименте, и при расчетах наблюдается доминирование вклада в свечение полос Чемберлена, обусловленных спонтанными излучательными переходами (7) с колебательных уровней $v' = 3, 5, 6$. Однако остается неясным расхождение для полосы (3–4), для которой значения светимости в расчетах получаются завышенными по сравнению с экспериментальными данными.

Кроме того, наряду с экспериментальными данными, полученными с космических шаттлов, здесь представлены результаты наземных измерений. На рис. 4а приведены значения измерений

интенсивностей свечения полос Герцберга I, полученных со спектрографа EbertFastie в диапазоне 300–370 нм (Национальная обсерватория Китт-Пик, США, Аризона 32° с.ш.) на высоте 2080 м [26]. В УФ-длинах волн (310–450 нм) использовался ультрафиолетовый источник низкой яркости [27]. Обсерватория функционирует с 1958 г., однако авторы работы [26] описывают наблюдения, ссылаясь на измерения 1961–1964 гг. в период низкой солнечной активности. На рис. 4в приведены рассчитанные значения интегральной светимости полос Герцберга I в этом же диапазоне частот для средних широт Земли (55.7° с.ш.) для 1 месяца 1986 г. Аналогично данные измерений, полученные со спектрографа EbertFastie в диапазоне 360–440 нм, и рассчитанные значения интегральной светимости полос Чемберлена в том же диапазоне для средних широт Земли представлены на рис. 4в и 4г соответственно.

На рис. 5 представлены экспериментальные и рассчитанные значения интегральной светимости Атмосферных полос с первых трех колебательных уровней $v' = 0–2$ состояния $b^1\Sigma_g^+$. На рис. 5а приведены рассчитанные значения для средних широт Земли (55.7° с.ш.) для 1 месяца 1986 г.; на рис. 5б – аналогичные данные измерений, выполненных спектрографом высокого разрешения (HIRES) на крупнейшем оптическом телескопе Keck I (обсерватория Кека, пик Мауна-Кеа, 4145 м, Гавайи, США, 19° с.ш.) [28]; на рис. 5в отражены результаты расчетов для экваториальной зоны, включая северные тропики (23° с.ш.), для зимнего периода 1995 г. Авторы работы [28] отмечают, что с того времени, как вышеназванный телескоп впервые увидел свет, началась новая эра в исследованиях системы Атмосферных полос молекулярного кислорода O_2 . Измерения с помощью этого телескопа ведутся с 1993 г., более точного периода представленных на рисунке измерений не указано, однако автор описывает наблюдения, ссылаясь на труды 1994 г. [29], 1996 г. [30].

Как видно из сравнения результатов расчетов и экспериментальных данных, населенность колебательного уровня $v' = 0$ значительно превосходит населенности уровней $v' = 1$ и 2 , что связано с особенностями гашения этих уровней на молекулах N_2 и O_2 [19]. В свою очередь населенность $v' = 2$ превосходит населенность $v' = 1$ из-за меньшей константы гашения на молекулах O_2 [19].

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе на основании экспериментальных данных по профилям концентрации атомарного кислорода и температуры в атмосфере Земли на средних широтах (55.7° с.ш.) и в экваториальной зоне и в северных тропиках (23° с.ш.) для зимнего, весеннего, летнего и осеннего периодов проведены расчеты объемных и интегральных интенсивностей полос Герцберга I в диапазоне длин волн $300\text{--}370$ нм, полос Чемберлена в диапазоне $360\text{--}440$ нм, Атмосферных полос в диапазоне $620\text{--}900$ нм. Проведено сравнение рассчитанных значений со спектральными измерениями на космических шаттлах “Дискавери” (STS-53) и “Индевор” (STS-69) [14]. Также проведено сравнение рассчитанных значений с экспериментальными данными, полученными со спектрографа EbertFastie (Национальная обсерватория Китт-Пик, США, Аризона 32° с.ш.) [26], и с данными, полученными с помощью телескопа Keck I (обсерватория Кека, пик Мауна-Кеа, 4145 м, Гавайи, 19° с.ш.) [28].

Показано, что наблюдается хорошая корреляция результатов расчета с данными измерений с космических шаттлов и с результатами наземных измерений. Так излучательные переходы (7) с колебательных уровней $v' = 3, 5, 6$ состояния $A^3\Delta_u$ дают доминирующий вклад в свечение в диапазоне $300\text{--}870$ нм, что согласуется с экспериментальными данными. Излучательные переходы (8) с колебательных уровней $v' = 0\text{--}2$ состояния $b^1\Sigma_g^+$ дают доминирующий вклад в свечение в диапазоне $620\text{--}900$ нм. При этом учтены излучательные переходы с $b^1\Sigma_g$, $v' = 0$, что позволило идентифицировать полосы 762 и 865 нм, измеренные как на борту космического шаттла, так и с помощью телескопа. Показано, что результаты расчетов хорошо согласуются с данными, полученными с космического шаттла, но лучшее согласие достигается экспериментальными данными, полученными с телескопа Кеск I [28].

Расчеты интенсивностей свечения Атмосферных полос в диапазоне длин волн $620\text{--}900$ нм проведены для условий Марса для широты 67° при $L_s \approx 180^\circ$, т.е. осеннего равноденствия. Получено, что для условий Марса происходит изменение относительного вклада колебательных уровней состояния $b^1\Sigma_g^+$ в свечение Атмосферных полос. Так относительный вклад колебательного уровня $v' = 1$ значительно увеличивается по сравнению с условиями в атмосфере Земли. Объясняется это особенностями гашения молекул $O_2(b^1\Sigma_g^+, v' = 0\text{--}2)$ при столкновении

с основными составляющими N_2 и O_2 в атмосфере Земли и с CO_2 в атмосфере Марса.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Шефов Н.Н., Семенов А.И., Хомич В.Ю. Излучение верхней атмосферы – индикатор ее структуры и динамики. М.: ГЕОС, 2006. 741 с.
- Newcomb S. Is the Airship Coming? // McClure's magazine. 1901. V. 17(5). P. 432–435.
- Хвостиков И.А. Свечение ночного неба. М., Л.: Издательство академии наук СССР, 1937. 165 с.
- Шаров А.С., Липаева Н.А. Звездная составляющая свечения ночного неба // Астрон. журн. 1973. Т. 50. № 1. С. 107–114.
- Роч Ф., Гордон Дж. Свечение ночного неба. М.: Мир, 1977. 152 с.
- Barth C.A., Hord C.W., Pearce J.B. et al. Mariner 6 and 7 ultraviolet spectrometer experiment: Upper atmosphere data // J. Geophys. Res. 1971. V. 76. Iss. 10. P. 2213–2227.
- Bertaux J.L., Leblanc F., Witasse O. et al. Discovery of an aurora on Mars // Nature. 2005. V. 435. P. 790–794.
- Migliorini A., Altieri F., Zasova G. et al. Oxygen airglow emission on Venus and Mars as seen by VIRTIS/VEX and OMEGA/MEX imaging spectrometers // Planet. Space Sci. 2011. V. 59. Iss. 10. P. 981–987.
- Fedorova A.A., Lefevre F., Guslyakova S. et al. The O_2 nightglow in the Martian atmosphere by SPICAM onboard of Mars-Express // Icarus. 2012. V. 219. Iss. 2. P. 596–608.
- Bertaux J.L., Gondet B., Lefevre F. et al. First detection of O_2 $1.27\text{ }\mu\text{m}$ nightglow emission at Mars with OMEGA/MEX and comparison with general circulation model predictions // J. Geophys. Res. 2012. V. 117. Art.ID. E00J04.
- Gérard J.C., Soret L., Thomas I.R. et al. Observation of the Mars O_2 visible nightglow by the NOMAD spectrometer onboard the Trace Gas Orbiter // Nature Astronomy. 2024. V. 8. P. 77–81.
- Краснопольский В.А., Крысько А.А., Рогачев В.Н. и др. Спектроскопия свечения ночного неба Венеры на АМС “Венера-9” и “Венера-10” // Косм. исслед. 1976. Т. 14. № 5. С. 789–795.
- Migliorini A., Piccioni G., Gerard J.C. et al. The characteristics of the O_2 Herzberg II and Chamberlain bands observed with VIRTIS/Venus Express // Icarus. 1976. V. 223. Iss. 1. P. 609–614.
- Broadfoot A.L., Bellaire P.J.Jr. Bridging the gap between ground-based and space-based observations of the night airglow // J. Geophys. Res. 1999. V. 104. Iss. A8. P. 17127–17138.

15. Sheese P.E., McDade I.C., Gattinger R.L. et al. Atomic oxygen densities retrieved from Optical Spectrograph and Infrared Imaging System observations of O₂ A-band airglow emission in the mesosphere and lower thermosphere // *J. Geophys. Res.* 2011. V. 116. Art.ID. D01303.
16. Gagne M.E., Melo S.M.L., Lefevre F. et al. Modeled O₂ airglow distributions in the Martian atmosphere // *J. Geophys. Res.* 2012. V. 117. Art.ID. E06005.
17. Антоненко О.В., Кириллов А.С. Исследование влияния сезонных и широтных вариаций атомарного кислорода на интенсивность собственного излучения ночных атмосфер Земли и Марса // *Косм. исслед.* 2024. Т. 62. № 1. С. 51–59.
18. Kirillov A.S. Electronic kinetics of main atmospheric components in high-latitude lower thermosphere and mesosphere // *Ann. Geophys.* 2010. V. 28. Iss. 1. P. 181–192.
19. Kirillov A.S. The calculation of quenching rate coefficients of O₂ Herzberg states in collisions with CO₂, CO, N₂, O₂ molecules // *Chem. Phys. Lett.* 2014. V. 592. P. 103–108.
20. Антоненко О.В., Кириллов А.С. Моделирование спектра свечения ночного неба Земли для систем полос, излучаемых при спонтанных переходах между различными состояниями молекулы электронно–возбужденного кислорода // *Изв. РАН. Сер. физическая.* 2021. Т. 85. № 3. С. 310–314.
21. Антоненко О.В., Кириллов А.С. Моделирование интенсивности свечения полос Чемберлена и Герцберга I в ночном небе Земли и сравнение результатов расчетов с экспериментальными данными // *Геомагнетизм и аэрономия.* 2022. Т. 62. № 5. С. 661–670.
22. Yankovsky V. On how atmospheric temperature affects the intensity of oxygen emissions in the framework of the Barth's mechanism // *Advances in Space Research.* 2021. V. 67. P. 921–929.
23. Krasnopol'sky V.A. Excitation of the oxygen nightglow on the terrestrial planets // *Planet. Space Sci.* 2011. V. 59. Iss. 8. P. 754–756.
24. Bates D.R. Oxygen band system transition arrays // *Planet. Space Sci.* 1989. V. 37. Iss. 7. P. 881–887.
25. Перминов В.И., Семенов А.И., Шефов Н.Н. Дезактивация колебательных состояний молекул гидроксила атомарным и молекулярным кислородом в области мезопаузы // *Геомагнетизм и аэрономия.* 1998. Т. 38. № 6. С. 642–645.
26. Broadfoot A.L., Kendall K.R. The Airglow Spectrum, 3100–10,000 Å // *J. Geophys. Res.* 1968. V. 73. Iss. 1. P. 426–428.
27. Broadfoot A.L., Hunten D.M. Excitation of N₂ band systems in aurora // *Canadian. J. Phys.* 1964. V. 42. Iss. 6. P. 1212–1230.
28. Slanger T.G., Cosby P.P.C., Huestis D.L. et al. Vibrational level distribution of O₂ in the mesosphere and lower thermosphere region // *J. Geophys. Res.* 2000. V. 105. Iss. D16. P. 20557–20564.
29. Vogt S. The High Resolution Echelle Spectrometer on the Keck ten-meter telescope // *Opt. Eng.* 1994. V. 2198. P. 362–375.
30. Osterbrock D.E., Fulbright J.P., Martel A.R. et al. Night-sky high-resolution spectral atlas of OH and O₂ emission lines for echelle spectrograph wavelength calibration // *Publ. Astron. Soc. Pacific.* 1996. V. 108. P. 277–308.

COMPARISON OF THE RESULTS OF THEORETICAL CALCULATIONS OF NIGHT GLOW INTENSITY WITH MEASUREMENT DATA OBTAINED BY BOTH GROUND-BASED METHODS AND FROM SPACE SHUTTLES

© 2025 O. V. Antonenko*, A. S. Kirillov

Polar Geophysical Institute (PGI), Apatity, Russia

*e-mail: antonenko@pgia.ru

The integral luminosity values of the Herzberg I, Chamberlain and Atmospheric bands at mid-latitudes and in the equatorial zone of the Earth are calculated. The correlation of the results of theoretical calculations of the intensity of excited molecular oxygen glow on Earth with experimental data on the night glow of O₂ obtained from space shuttles, from the ground-based Kitt Peak Observatory (USA) for the Herzberg I and Chamberlain bands is discussed. For the Atmospheric bands, the correlation of the results of theoretical calculations with similar calculations based on measurement data from the ground-based Keck Observatory (USA) is analyzed. The integral luminosity values of the Herzberg I and Atmospheric bands for the northern latitudes of Mars are calculated.

УДК 523.98; 520.6.05

НАБЛЮДЕНИЯ ЖЕСТКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК НА СПУТНИКАХ ФОРМАТА КУБСАТ ГРУППИРОВКИ МОСКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА

© 2025 г. А. В. Богомолов^{1, *}, В. В. Богомолов^{1, 2}, А. Ф. Июдин¹,
И. Н. Мягкова¹, С. И. Свертилов^{1, 2}

¹Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,
Научно-исследовательский институт ядерной физики
имени Д.В. Скobelьцына, Москва, Россия

²Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,
физический факультет, Москва, Россия

*e-mail: aabboogg@srd.sinp.msu.ru

Поступила в редакцию 05.03.2024 г.

После доработки 03.05.2024 г.

Принята к публикации 15.05.2024 г.

В работе показаны возможности использованияnanoспутников формата кубсат для регистрации жесткого рентгеновского излучения (ЖРИ) солнечных вспышек. Приводятся результаты измерений ЖРИ нескольких вспышек в диапазоне энергий >30 кэВ приборами ДeКoР-1 и ДeКoР-3, установленными на спутнике *Авион*, а также таблица вспышек, наблюдавшихся в ЖРИ на кубсатах группировки МГУ с сентября 2023 г. по февраль 2024 г.

DOI: 10.31857/S0023420625010022, EDN: HEWOWK

1. ВВЕДЕНИЕ

Вспышки на Солнце являются одним из наиболее экстремальных проявлений солнечной активности. Во время вспышки за короткое время выделяется огромное количество энергии во всем спектре излучения – от радиоволн до рентгеновского гамма-излучения. Солнечные вспышки оказывают существенное влияние на космическую погоду в первую очередь за счет ионизации верхних слоев земной атмосферы на освещенной стороне Земли. Также они могут сопровождаться потоками заряженных частиц (протонов, электронов, ускоренных непосредственно во вспышке и доускоренных в межпланетном пространстве, в результате чего наблюдается ухудшение радиационной обстановки в околоземном космическом пространстве (ОКП). Другим явлением, связанным со вспышечными процессами на Солнце, выступают корональные выбросы массы (КВМ), которые в случае достижения ими орбиты Земли становятся причиной геомагнитных бурь.

Как известно, нетепловое излучение солнечных вспышек, жесткое рентгеновское излучение

(ЖРИ) и гамма-излучение, – результат взаимодействия заряженных частиц с солнечной атмосферой (например, [1] и ссылки там). Общепринятая классификация солнечных вспышек основана на энергии тепловой плазмы, которая является источником мягкого рентгеновского излучения (МРИ) солнечных вспышек. Класс вспышки принято определять по интенсивности МРИ излучения с длиной волны 1–8 Å (соответствует 1.5–12.5 кэВ) и 0.5–4 Å (соответствует 3–25 кэВ), измеренного на искусственном спутнике Земли (ИСЗ) серии *GOES*. Временная эволюция МРИ, ЖРИ и γ -излучения Солнца, а также их энергетический спектр в широком интервале энергий дают нам информацию о частицах, ускоренных непосредственно во вспышке на Солнце.

Современные экспериментальные исследования показывают, что в процессе солнечных вспышек происходит ускорение электронов до высоких энергий, приводящее к нагреву солнечной плазмы. Стандартная модель солнечной вспышки описана, например, в работе [2]. На предвспышечной фазе корональная плазма в области вспышки медленно нагревается,

происходит нарастание магнитной энергии. Затем, в импульсной фазе в результате магнитного пересоединения в вершине петли происходит ускорение электронов. Ускоренные электроны распространяются по магнитной петле к ее основаниям, где, в условиях толстой мишени, они производят ЖРИ посредством тормозного излучения и нагревают плазму до высоких температур, наблюдаемых в мягком рентгеновском излучении. Горячая плазма расширяется по петле в корону, этот процесс называется “испарением”. В фазе затухания корональная плазма возвращается в исходное состояние.

Данный сценарий может объяснить такие экспериментальные факты, как положение источников МРИ и ЖРИ, превышение энергии ускоренных электронов над тепловой энергией, содержащейся в источнике мягкого рентгеновского излучения, более жесткие спектры в основаниях петли по сравнению с верхними источниками.

Описанная выше модель не единственная. Например, в работе [3] была предложена модель коллапсирующей магнитной ловушки, для которой увеличение температуры приводит к росту на 6–8 порядков количества квазитепловых электронов, способных преодолеть “барьер кулоновских потерь”. В свою очередь это предполагает необходимость преднагрева фоновой плазмы до $\gtrsim 10$ МК, за которое может отвечать бетатронный механизм.

Физические свойства области ускорения частиц и процессы, происходящие в ней, требуют дальнейшего изучения. Открытым, в частности, остается вопрос о причине наличия или отсутствия во вспышках эффекта Ньюпорта [4] (корреляции потока мягкого рентгеновского излучения с кумулятивным потоком жесткого рентгеновского излучения) как результата нагрева плазмы ускоренными электронами.

Также данные по регистрации жесткого нейтрального излучения солнечных вспышек с энергией выше 100 кэВ представляют не только научный, но и практический интерес, поскольку жесткое рентгеновское излучение может быть использовано в качестве алерта появления потоков солнечных космических лучей (СКЛ). Авторы исследования [5] включили в число необходимых и достаточных наблюдательных условий для предсказания в реальном времени протонных вспышек генерацию жесткого рентгеновского излучения с энергией $E > 100$ кэВ длительностью более 5 мин.

Кроме того, в контексте задач космической погоды, интерес представляет регистрация на одном и том же космическом аппарате не только жесткого рентгеновского излучения солнечной вспышки, но и потоков СКЛ, образовавшихся после этой вспышки. Результаты измерений потоков СКЛ, выполненные в экспериментах на кубсатах НИИЯФ МГУ, представлены в публикациях [6, 7].

2. ИССЛЕДОВАНИЯ НА СПУТНИКАХ ФОРМАТА КУБСАТ

Целью настоящей работы является анализ возможности использовать для измерения жесткого рентгеновского излучения не “классические” спутники, а наноспутники формата кубсат. Этот формат был разработан как определенный стандарт малых искусственных спутников Земли, имеющих габаритные размеры в виде куба со стороной 10 см. Использование стандартов сделало значительно дешевле как разработку самих аппаратов (за счет установки полезной нагрузки на уже готовые платформы), так и их выведение на околоземную орбиту, чаще всего попутным запуском. Поэтому создание своего наноспутника стало реальным для многих организаций, в том числе для научно-исследовательских институтов и университетов. Статистика использования кубсатов отражена на сайте <https://www.nanosats.eu/>. Отметим, что для современных задач спутники размером $10 \times 10 \times 10$ см³ (этот размер обозначают 1U) часто оказываются малы и организации используют аппараты вдвое (2U), втрое (3U), вшестеро (6U) большие по размерам.

Помимо прикладных, коммерческих, образовательных проектов и т. п. все большее число кубсатов запускается для научных исследований различных космических явлений, в том числе связанных с космической погодой и солнечной активностью. Так, в статье [8] приводятся результаты работы трех поколений солнечных спектрометров мягкого рентгеновского излучения MinXSS, установленных на кубсатах. Во всех трех миссиях основным научным инструментом является кремниевый дрейфовый детектор с фильтром из бериллиевой фольги в диапазоне 0.5–20 кэВ. В работе [8] показаны спектры, по интенсивности линий были выполнены оценки температуры во время различных солнечных событий, что позволило получить важную информацию о процессах на Солнце. В работе [9] приводятся результаты еще одного эксперимента по наблюдению Солнца в мягком рентгеновском

диапазоне – на кубсате *SUNSTORM* 1 формата 2U. Из графиков сравнения *SUNSTORM* 1 с показаниями *GOES* следует, что мониторинг Солнца в мягком рентгеновском излучении можно осуществлять и с помощью группировки кубсатов, при условии обеспечения непрерывного режима наблюдений.

В МГУ имени М. В. Ломоносова разрабатывается программа “Универсат-СОКРАТ” [10], направленная на использование малых спутников для мониторинга космических угроз, в том числе радиации в околоземном пространстве и электромагнитных транзиентов. В рамках этой программы с 2019 г. был проведен успешный запуск нескольких кубсатов, среди результатов – наблюдение солнечных космических лучей и явлений космической погоды [6, 7, 10]. Наблюдение рентгеновского и гамма-излучения солнечных вспышек в круг задач этих экспериментов не входило, но принципиально это было возможно благодаря наличию сцинтиляционных детекторов достаточной эффективной площади.

Сейчас появляются проекты миссий кубсатов, направленные непосредственно на наблюдение солнечных вспышек в жестком рентгеновском излучении. Например, в публикации [11] рассказано о проекте Итальянского космического агентства CUSP, предполагающего создание группировки из двух кубсатов для измерения линейной поляризации солнечных вспышек в диапазоне энергий 20–100 кэВ с помощью поляриметров комптоновского рассеяния. В работе [12] говорится о первых результатах двух чешских кубсатов – *GRBAlpha* (1U) и *VZLUSAT2* (3U), научные задачи которых направлены, прежде всего, на наблюдение космических гамма-всплесков. Для этого на борту *GRBAlpha* (запуск состоялся в марте 2021 г.) был установлен детектор на основе CsI(Tl) размером $75 \times 75 \times 5$ мм, работающий в диапазоне ~ 30 –900 кэВ. На кубсате *VZLUSAT2*, запущенном в январе 2022 г., был размещен аналогичный детектор вдвое большего размера. Среди первых результатов *VZLUSAT2* помимо нескольких гамма-всплесков значатся две солнечные вспышки, произошедшие 21.IV.2022 и 20.V.2022, приведены их временные профили с временным разрешением 1 с. В работе [13] эксперимент *GRBAlpha* описывается подробнее, сообщается о 9 наблюдавшихся солнечных вспышках. На сайте <https://monoceros.physics.muni.cz/heal/GRBAlpha/> (дата просмотра 3.III.2024) приведен обновляющийся каталог наблюдавшихся этим кубсатом событий, включающий по состоянию на начало марта 2024 г. как

минимум, 36 солнечных вспышек. Для каждой из них доступны временные профили (кривые блеска) в четырех энергетических каналах, начиная с ~ 70 кэВ.

Таким образом, использование кубсатов, при должной организации эксперимента, позволяет получить качественные данные о потоках и спектрах жесткого рентгеновского излучения солнечных вспышек. Далее обсудим возможности наблюдения ЖРИ солнечных вспышек в более простых и не специализированных экспериментах, на примере группировки кубсатов МГУ имени М. В. Ломоносова, работающих с середины 2023 г. по настоящее время.

3. ЭКСПЕРИМЕНТ

В настоящей работе использовались данные о потоках жесткого рентгеновского излучения, полученные с нескольких кубсатов, выведенных 27.VI.2023 на солнечно-синхронную орбиту высотой ~ 550 км и наклонением 98° . Это спутники *Авион*, *Монитор-2, -3, -4* и *UTMN-2*, на которых в качестве полезной нагрузки установлены сцинтиляционные детекторы ДеКоР, ДеКоР-2 и ДеКоР-3 для регистрации жесткого рентгеновского и гамма-излучения и заряженных частиц, специально разработанные в НИИЯФ МГУ для подобных экспериментов.

Спутники *Авион* и *Монитор-2* наряду с традиционными радиопередатчиками в УКВ-диапазоне оснащены передатчиками в S-диапазоне, позволяющими проводить фактически непрерывные измерения.

Подробное описание приборов ДеКоР-1, ДеКоР-2 и ДеКоР-3 приведено в статье [14]. Жесткое рентгеновское излучение регистрируется с помощью сцинтиляционного кристалла CsI(Tl), геометрическая площадь и толщина которого для каждого прибора указана в табл. 1. Перед кристаллом CsI(Tl) располагается тонкий слой пластического сцинтиллятора, служащий одновременно детектором заряженных частиц (в основном, электронов) и активной защитой для канала CsI(Tl), использующей разделение событий в разных сцинтилляторах по форме светового импульса на выходе фотоприемников.

Основные параметры экспериментов приведены в табл. 1.

Основным типом передаваемых данных в рассматриваемых экспериментах является мониторинг с временным разрешением 1 с., причем имеется возможность в процессе полета изменить

Таблица 1. Параметры кубсатов группировки Московского университета, выведенных на орбиту 27.VI.2023, а также установленных на них детекторов

Название проекта	Формат	Частотный диапазон связи	Возможный объем передаваемой информации	Установленные приборы	Диапазон энергий ЖРИ (на 1.III.2024)	Площадь и толщина CsI(Tl)
<i>Авион</i>	6U	УКВ, S	~50 МБ/сут	ДеКоР-1	>40 кэВ	18 см ² × 1 см
				ДеКоР-2	>80 кэВ	64 см ² × 1 см
				ДеКоР-3	>30 кэВ	9 см ² × 3 см
<i>Монитор-2</i>	3U	УКВ, S	~50 МБ/сут	ДеКоР-2	>80 кэВ	64 см ² × 1 см
				ДеКоР-3	>100 кэВ	36 см ² × 4 см
<i>Монитор-3</i>	3U	УКВ	~0.3 МБ/сут	ДеКоР-2	>80 кэВ	64 см ² × 1 см
<i>Монитор-4</i>	3U	УКВ	~0.3 МБ/сут	ДеКоР-2	>80 кэВ	64 см ² × 1 см
<i>UTMN-2</i>	3U	УКВ	~0.3 МБ/сут	ДеКоР-2	>80 кэВ	64 см ² × 1 см

это значение в несколько раз, как в большую, так и в меньшую сторону. Нижний порог регистрации квантов составляет несколько десятков кэВ, он также может быть изменен в процессе полета, с учетом фоновых условий на околоземной орбите, при этом детекторы можно настроить неодинаково. Значения порогов для каждого детектора на момент 1.III.2024 указаны в табл. 1.

Отметим, что до этого момента, на этапе полетных испытаний, можно было использовать только интегральные каналы (сумма всех событий больше определенной пороговой энергии). В области высоких энергий каналы не ограничены насыщением электроники, поскольку приборы настроены так, что частица, вызвавшая насыщение, будет зарегистрирована. Согласно калибровкам насыщение электроники наступало при энергиях 1.5 МэВ для ДеКоР-1 спутника *Авион* и 3.5 МэВ для ДеКоР-3. Частицы с большими энергиями не вносят значимый вклад в скорость счета из-за их малых потоков.

Также заметим, что достаточно высокие пороги >80 кэВ для всех установленных приборов ДеКоР-2 вызваны тем, что в процессе летных испытаний в этот период на их кремниевые фотумножители (silicon photomultipliers, SiPM) подавался пониженный уровень напряжения по сравнению с наземными калибровками, в которых пороговые значения составляли ~30 кэВ.

В настоящее время этап полетной отработки фактически закончен, в дальнейшем на Землю со спутника *Авион* будут передаваться не только интегральные мониторинговые каналы. Например, для прибора ДеКоР-3 это будут

каналы, соответствующие энерговыделениям >30, 100–300 и 300–3000 кэВ.

В экспериментах также реализован режим “по-событийной записи”, при котором на Землю передается время регистрации каждого взаимодействия с микросекундной точностью, а также параметры сцинтиляции, позволяющие определить энергию и тип события (квант или частица).

Данные кубсатов группировки МГУ доступны в виде графиков и таблиц данных мониторинга на сайте космической погоды НИИЯФ МГУ по адресу <https://swx.sinp.msu.ru/tools/davisat.php>.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Список солнечных вспышек, во время которых было зарегистрировано жесткое рентгеновское излучение в экспериментах на кубсатах *Авион* и *Монитор-4* в период с сентября 2023 г. по февраль 2024 г. приведен в табл. 2.

На рис. 1 (средняя панель) приведена зависимость от времени скоростей счета прибора ДеКоР-3, установленного на спутнике *Авион*, во время вспышки класса M6.8 29.I.2024. Показан не только момент регистрации ЖРИ (на рис. 1 он отмечен желтым прямоугольником), а более широкий временной интервал (40 мин), включающий начало и максимум интенсивности МРИ по данным *GOES*. На верхней панели рис. 1 показаны данные *GOES* в каналах 0.1–0.8 и 0.05–0.4 нм, а также, для оценки производной в этих каналах, построены разности текущего значения и предыдущего, измеренного минутой ранее.

Таблица 2. Список солнечных вспышек, наблюдавшихся в жестком рентгеновском излучении на кубсатах группировки МГУ

№	Дата	Время МРИ GOES	Класс	Кубсат	Время ЖРИ	Длительность
1	19.IX.2023	20:01 – 20:14 – 20:21	M4.0	Авион	20:09 – 20:10	>1 мин (виден только конец)
2	1.X.2023	03:21 – 03:24 – 03:30	C9.3	Авион	03:23 – 03:23	10 с
3	2.XI.2023	12:18 – 12:22 – 12:26	M1.6	Авион	12:22 – 12:22	<20 с
4	15.XII.2023	07:03 – 07:15 – 07:23	M6.3	Монитор-4	07:09 – 07:16	7 мин
5	4.I.2024	01:10 – 01:16 – 01:22	M1.1	Авион	01:12 – 01:14	2 мин
6	29.I.2024	03:54 – 04:38 – 05:15	M6.8	Авион	04:16 – 04:21	5 мин
7	8.II.2024	18:56 – 19:02 – 19:06	M1.3	Авион	19:01 – 19:02	25 с
8	9.II.2024	12:53 – 13:14 – 13:32	X3.3	Авион	13:04 – 13:07	3 мин
9	22.II.2024	22:08 – 22:34 – 22:43	X6.3	Авион	22:25 – 22:42	17 мин

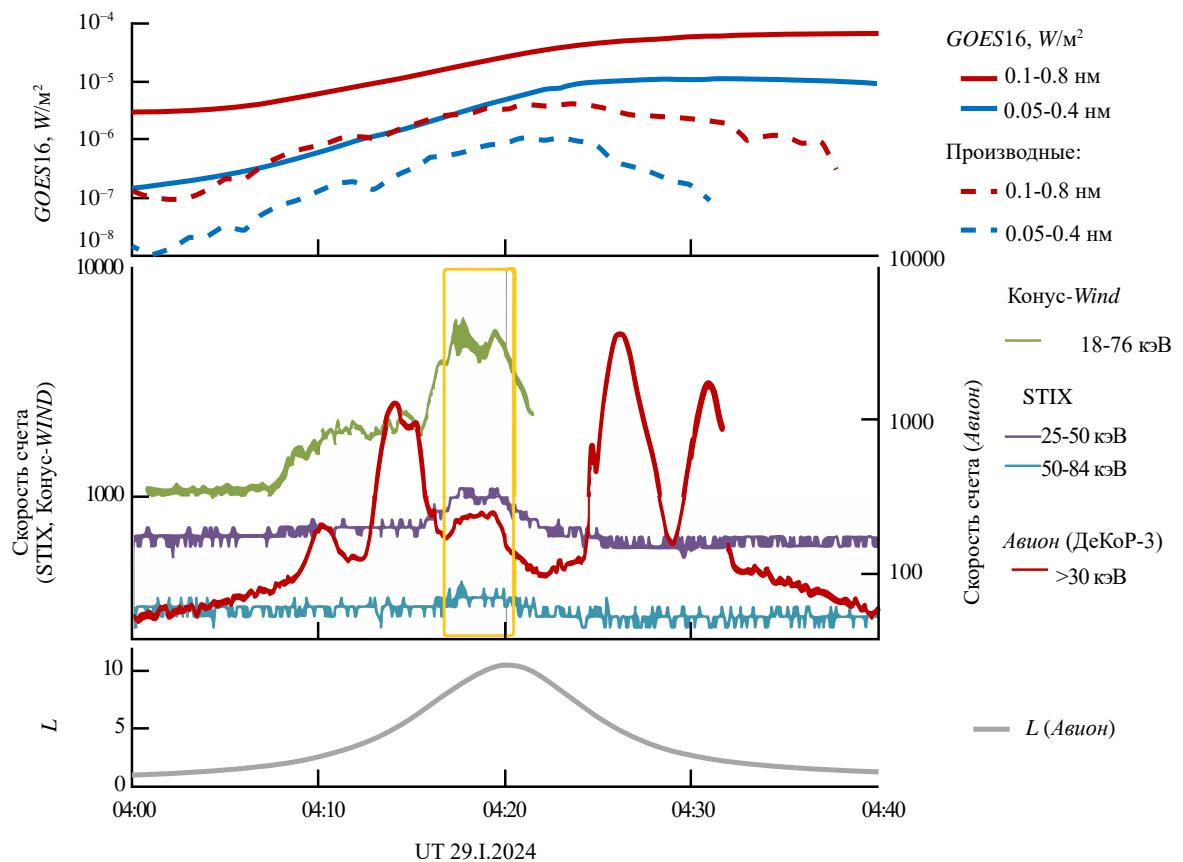


Рис. 1. Временной ход мягкого (GOES) и жесткого рентгеновского излучения (Авион, Konus-WIND, STIX) во время вспышки 29.I.2024 (начало 03:54 UT), а также параметр МакИллвайна L для кубсата Авион во время вспышки

За время с 04:00 до 04:40 Авион, совершил почти пол-оборота вокруг Земли, следовательно, дважды пересек внешний радиационный пояс планеты. Поэтому большинство возрастаний скоростей счета ДекоП-3 связаны не со

вспышечном излучением, а с тормозным излучением электронов внешнего радиационного пояса Земли (РПЗ). Тем не менее вспышку на кубсате Авион удалось зарегистрировать, поскольку во время наблюдения ЖРИ от вспышки спутник

находился в области полярной шапки, об этом свидетельствуют значения параметра МакИлвайна L [15], график которого представлен на нижней панели рис. 1. L – это параметр, принятый в физике магнитосферы, описывающий определенный набор силовых линий планетарного магнитного поля. Например, $L = 2$ описывает набор силовых линий магнитного поля Земли, которые пересекают магнитный экватор Земли на расстоянии двух земных радиусов от центра Земли. Можно сказать, что L это некий аналог магнитной широты, только в отличие от широты, положительный как для северного, так и для южного полушария.

Для подтверждения факта, что возрастание, наблюдавшееся в таких сложных фоновых условиях, действительно связано с вспышечным ЖРИ, было проведено сравнение данных, полученных в эксперименте на кубсате *Авион*, с результатами наблюдений вспышечного излучения, зарегистрированного в других экспериментах. На средней панели рис. 1 помимо данных *Авион* показаны также данные *Konus-WIND* [16] с сайта <https://ioffe.ru/LEA/Solar/index.ru.html> (дата просмотра 1.III.2024), выбран канал 18–76 кэВ. Также использовались данные эксперимента с прибором *STIX* [17] на *Solar Orbiter*, доступные на сайте <https://datacenter.stix.i4ds.net/view/ql/lightcurves> (дата просмотра 1.III.2024). Построены два канала, наиболее близкие к энергетическому диапазону ДeКoP-3, а именно: 25–50 и 50–84 кэВ. Отметим, что и *Solar Orbiter*, и *WIND* – спутники “классических” размеров, проводящие измерения за пределами радиационных поясов Земли. Спутник *Solar Orbiter* в момент вспышки 29.I.2024 находился на расстоянии ~ 0.9 а.е. от Солнца (на рис. 1 учтена задержка ~ 40.3 с). Угол, под которым прибор *STIX* видел Солнце, отличался от околоземных экспериментов на 25.4° .

То, что временной профиль ЖРИ, полученный на *Авион*, как видно из рис. 1, совпадает по времени, и имеет сходную форму с профилями, измеренным на *Konus-WIND* и *Solar Orbiter*, подтверждает факт наблюдение ЖРИ от этой вспышки, а также косвенно указывает на то, что энергетический порог прибора ДeКoP-3 соответствует калибровочному значению 30 кэВ.

Для выяснения того, связано ли в сложной фоновой обстановке то или иное возрастание с солнечной вспышкой, можно также использовать сопоставление временных профилей солнечных вспышек в ЖРИ с производной МРИ, определяемой по данным *GOES*, предполагая наличие эффекта Ньюперта [4]. Однако

этот способ работает только в случае совпадения профилей (т.е. при подтверждении), различия в профилях могут наблюдаться также когда эффект Ньюперта во вспышке не выполняется. Временные профили, приведенные на рис. 1, как раз показывают данную ситуацию для вспышки 29.I.2024, когда эффект Ньюперта не выполнен.

На рис. 2 приведен еще один характерный пример солнечной вспышки, наблюдавшейся в ЖРИ на спутнике *Авион*. Были использованы данные прибора ДeКoP-1.

Это вспышка 2.XI.2023 класса M1.6, наблюдавшаяся на *GOES* в мягком рентгеновском излучении с 12:18 по 12:26 с максимумом в 12:22. Данное вспышка была зарегистрирована при прохождении спутником *Авион* экваториальной области, что сняло проблему отделения вспышечного излучения от тормозного излучения электронов внешнего РПЗ. На верхней панели рис. 2 также приведены данные *GOES* по регистрации МРИ, на нижней панели вместе с данными *Авион* приведены данные экспериментов *Konus-WIND* и *STIX* (*Solar Orbiter*). Как видно из рис. 2, приведенные профили ЖРИ, измеренные во всех трех экспериментах хорошо совпадают между собою в каналах, близких по энергиям, но временного разрешения в экспериментах на *Авион* и *Konus-WIND* оказалось достаточно, чтобы разделить два пика в максимуме ЖРИ вспышки. Судя по совпадению временных профилей, полученных на *Авион* и *Konus-WIND*, несколько более мелких возрастаний, произошедших с 10-й по 20-ю секунду после начала вспышки, также являются значимыми.

Следует обратить внимание на то, что многие вспышки, приведенные в табл. 2, – очень короткие по длительности события, а треть из них, включая 2.XI.2023, наблюдалась в ЖРИ менее минуты. Форма импульса ЖРИ от таких вспышек близка к форме гамма-всплесков астрофизического происхождения, поэтому такие вспышки будут, подобно гамма-всплескам, вызывать в приборах для их наблюдения срабатывание всплескового режима, который, как правило, используется для подробной записи кривой блеска. Именно такое срабатывание позволило получить профиль вспышки 2.XI.2023 на *Konus-WIND* с временным разрешением 0.064 с. Данные эксперимента *Konus-WIND*, приведенные на рис. 2 (https://gcn.gsfc.nasa.gov/notices_k/auto/konus_20231102.44522, дата просмотра 23.IV.2024), взяты с сайта General Coordinates Network (GCN) – сетевого ресурса сообщества по изучению астрофизических

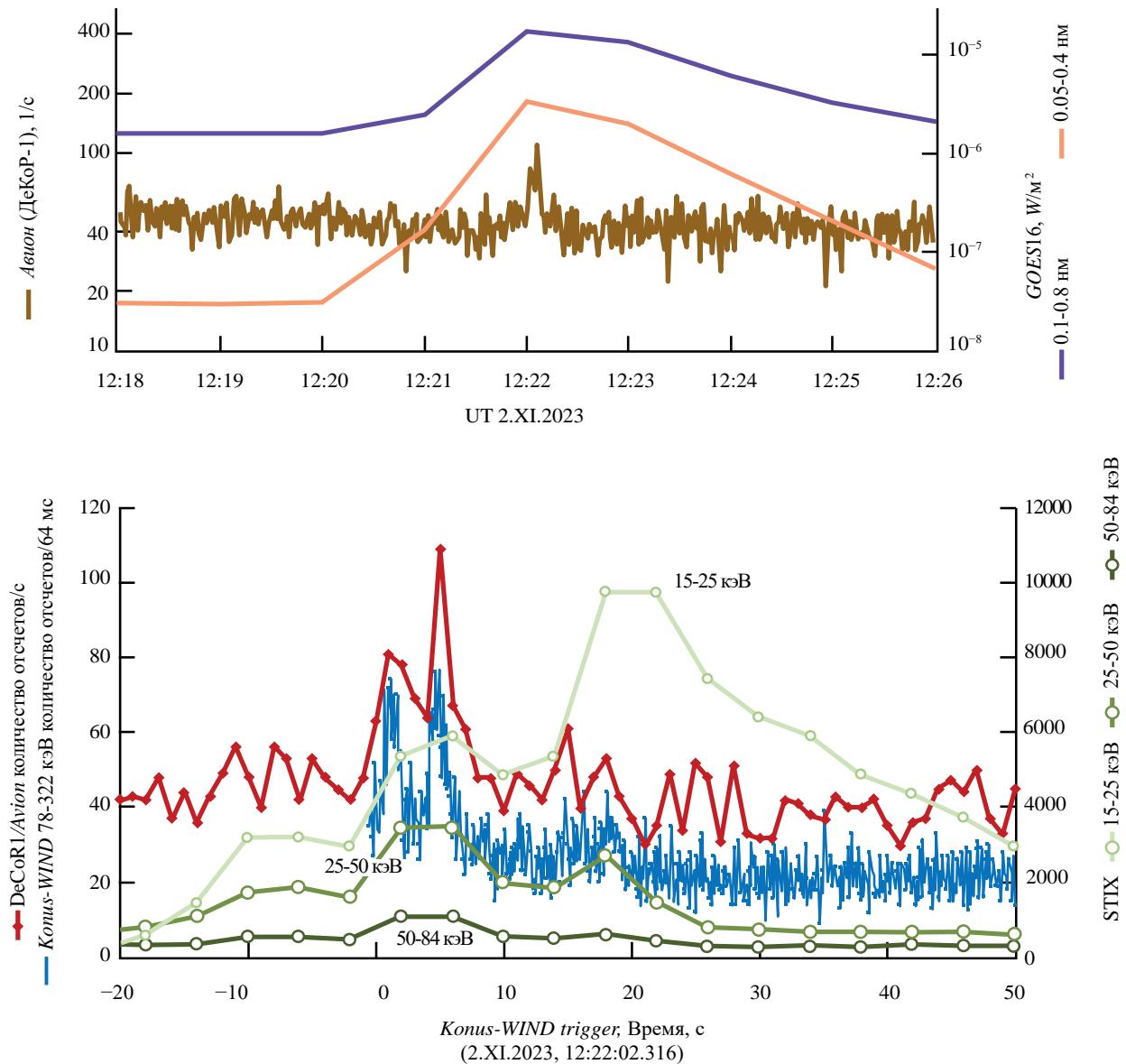


Рис. 2. Временной ход мягкого (GOES) и жесткого рентгеновского излучения (прибор ДеКоП-1 на спутнике *Авион*, Konus-WIND, STIX) во время вспышки 02.XI.2023 (начало 12:18 UT)

гамма-всплесков. Подобную практику использования всплескового режима для солнечных вспышек небольшой длительности можно осуществлять и в экспериментах на кубсатах. Однако в более длительных вспышках с медленным нарастанием ЖРИ триггер либо не сработает, либо его будет сложно настроить из-за ложных срабатываний от тормозного излучения частиц радиационных поясов. Кроме того, при использовании только триггерного режима вспышки большой длительности будут записаны не до конца. Это еще раз подчеркивает важность

совмещения непрерывных мониторинговых измерений с временным разрешением не хуже 1 с и записи отдельных событий с максимальной подробностью, ограниченной, прежде всего, возможностью передачи данных на Землю.

5. ОБСУЖДЕНИЕ

Результаты, полученные на спутнике *Авион*, продемонстрировали, что применение кубсатов для наблюдения жесткого рентгеновского излучения солнечных вспышек возможно, например,

если в качестве полезной нагрузки установить на кубсат сцинтиляционный детектор. Преимуществом становится то, что кубсат – достаточно простой и недорогой аппарат, подготовка эксперимента, как правило, проходит в более краткие сроки, требования к аппаратуре менее жесткие и т.п. Однако при постановке эксперимента на кубсате приходится решать многие технические вопросы, которые на “классических” спутниках оказываются уже решенными.

Во-первых, ограничено количество информации, которое возможно передать на Землю. Большинство кубсатов использует для этого УКВ-диапазон, позволяющий передавать менее 1 Мб/сутки. Это соответствует примерно одному витку в сутки мониторинговых измерений в нескольких каналах с частотой один раз в секунду. Естественно, рассчитывать на то, что именно во время этого витка произойдет солнечная вспышка, не приходится. Одним из способов решения данной проблемы является управление тем, за какой интервал времени требуется переслать данные. На кубсате может быть установлена внутренняя память, в которую непрерывно работающий детектор записывает показания. Если эта память обеспечит хранение данных в течение нескольких недель, то исследователь, зная время вспышки, может запросить по команде с Земли сброс информации именно за этот период.

Проблема с проведением непрерывных мониторинговых наблюдений стоит не так остро, если передача телеметрии с кубсата предусмотрена не в УКВ, а в S-диапазоне. Однако в любом случае для проведения непрерывных наблюдений нужно еще и обеспечение электроэнергией непрерывно включенного детектора.

В настоящее время непрерывные наблюдения Солнца в ЖРИ ведутся на многих космических аппаратах. Как правило, в этих экспериментах получают временные профили вспышек примерно с секундным разрешением, и кубсаты МГУ здесь не исключение. Сейчас частота кадров мониторинга на спутнике *Авион* уменьшена до 0.5 с. Для обеспечения еще более подробных профилей (с миллисекундным разрешением и даже лучше), а также многоканальных спектров излучения на всех кубсатах группировки МГУ, запущенных в 2023 г. (*Авион*, *Монитор-2, -3, -4*, *UTMN-2*) предусмотрен еще один режим записи информации с детекторов – “по-событийная запись”. Фиксируется время каждого взаимодействия кванта или частицы в детекторе с микросекундной точностью, а также амплитуда сцинтиляции в два момента времени, позволяющая

точно определить сорт частицы и ее энергию. Этую, по сути первичную, информацию предполагается также сбрасывать с последующей обработкой уже на Земле. Такая информация занимает гораздо больше места, чем мониторинговая, поэтому включение данного канала должно осуществляться в триггерном режиме (например, по моменту резкого возрастания скоростей счета, когда спутник находится в районе экватора). На данный момент “пособытийная запись” с кубсатов МГУ используется только в тестовом режиме для калибровок детекторов.

При регистрации рентгеновского излучения солнечных вспышек приходится учитывать не только сложные фоновые условия на околоземной орбите, но и вращение аппарата. Как правило, на небольших недорогих кубсатах системы, поддерживающие стабильную ориентацию, не предусмотрены, и аппарат испытывает вращение с периодом, который может составлять от нескольких секунд до минут. У кубсата *Авион* в феврале 2024 г. период вращения составлял несколько минут, это видно по вариациям скоростей счета в областях захваченной радиации, а также по показаниям магнитометров, входящих в состав полезной нагрузки спутника. По известным данным трехосного магнитометра, координатам спутника и модели геомагнитного поля можно определить направления осей кубсата, а следовательно, угол между детектором и Солнцем, необходимый для вычисления эффективной площади детектора в любой момент времени.

Один кубсат, работающий на околоземной полярной орбите высотой ~ 550 км, не может обеспечить непрерывный мониторинг Солнца. Во-первых, из-за экранирования Землей – так, в феврале 2024 г. спутник *Авион* находился в тени Земли примерно треть времени. Во-вторых, в зонах повышенной радиации наблюдения также невозможны как из-за величины фона, так и из-за его вариаций. Спутник *Авион*, а также другие кубсаты МГУ, имеющие сходную орбиту, ~ 30 % времени находится в радиационных поясах. Наблюдения возможны на экваторе (~ 50 % времени), а также в области полярных шапок (~ 20 % времени), где фон стабильный, хотя и повышенный. Проблему, связанную с невозможностью проводить непрерывные наблюдения как из-за нахождения в тени, так и из-за фоновых условий, может помочь решить использование группировки кубсатов, находящихся в различных точках околоземного космического пространства.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

За первые месяцы работы спутников *Авион*, *Монитор-2, -3, -4* и *UTMN-2*, выведенных на околоземную полярную орбиту 27.VI.2023, было зарегистрировано жесткое рентгеновское излучение с энергией >30 кэВ от девяти солнечных вспышек. Отметим, что эти кубсаты не разрабатывались специально для исследований Солнца, основные их задачи связаны с космической погодой – мониторингом радиации в околоземном космическом пространстве, и астрофизическими проблемами – регистрацией гамма-всплесков. Тем не менее, полученные временные профили вспышек, согласующиеся с данными *Konus-WIND*, *STIX (Solar Orbiter)* и других экспериментов, свидетельствуют о возможности использовать такие достаточно простые наноспутники, в том числе, для наблюдения солнечного жесткого рентгеновского излучения.

Все пять кубсатов группировки МГУ функционируют штатно, ведутся мониторинговые наблюдения. В настоящий момент проводится оптимизация настроек детекторов (энергетических порогов, временного разрешения каналов мониторинга, и т.п.), отработка режима “пособытийной записи” и использования магнитометров для определения направления осей спутника. Таблица зарегистрированных вспышек регулярно пополняется.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда, грант № 23-42-10005, <https://rscf.ru/project/23-42-10005/>, а также научно-образовательной школы Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова “Фундаментальные и прикладные исследования космоса”, проект №24-Ш01-05 “Созвездие 270”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Fletcher L., Dennis B.R., Hudson H.S. et al.* An Observational Overview of Solar Flares // *Space Sci. Rev.* 2011. V. 159. Iss. 19.
2. *Benz A.O.* Flare Observations // *Living Reviews in Sol. Phys.* 2017. V. 14. Iss. 2. <https://doi.org/10.1007/s41116-016-0004-3>
3. *Цап Ю.Т., Мельников В.Ф.* Температура бесстолкновительной плазмы и бетатронное ускорение кэзитепловых электронов в солнечных вспышках // Письма в Астрономический журнал: Астроно- мия и космическая астрофизика. 2023. Т. 49. № 4. С. 289–298.
4. *Neupert W.M.* Comparison of Solar X-Ray Line Emission with Microwave Emission during Flares // *Astrophys. J. Lett.* 1968. V. 153. Iss. L59.
5. *Григорьева И.Ю., Струминский А.Б.* О необходимых и достаточных условиях солнечных протонных вспышек // Сб. тез. Восемнадцатая ежегодная конференция “Физика плазмы в Солнечной системе”. ИКИ РАН, 2023. с. 126.
6. *Bogomolov A.V., Bogomolov V.V., Iyudin A.F. et al.* Space weather effects from observations by Moscow university cubesat constellation. // *Universe*. 2022. V. 8. Iss. 282. DOI: 10.3390/universe8050282
7. *Богомолов А.В., Богомолов В.В., Июдин А.Ф. и др.* Наблюдения солнечных космических лучей с помощью наноспутников формата кубсат // Известия Российской академии наук. Серия физическая. 2024. Т. 88. № 2. с. 314–318. <https://doi.org/10.31857/S0367676524020266>
8. *Woods T.N., Schwab B., Sewell R. et al.* First Results for Solar Soft X-Ray Irradiance Measurements from the Third-generation Miniature X-Ray Solar Spectrometer // *The Astrophysical J.* 2023. V. 956. Iss. 94. <https://doi.org/10.3847/1538-4357/acef13>
9. *Lehtolainen A., Huovelin J., Korpela S. et al.* SUNSTORM 1/X-ray Flux Monitor for CubeSats (XFM-CS): Instrument characterization and first results // *Nuclear Inst. and Methods in Physics Research*. 2022. Iss. A 1035. Art.ID. 166865. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2022.166865>
10. *Богомолов В.В., Богомолов А.В., Дементьев Ю.Н. и др.* Первый опыт мониторинга космической радиации в мультиспутниковом эксперименте Московского университета в рамках проекта “Универсат-СОКРАТ” // Вестник Московского университета. Сер. 3: Физика, астрономия. 2020. № 6. С. 135–141.
11. *Fabiani S., Baffo I., Bonomo S. et al.* CUSP: a two cubesats constellation for Space Weather and solar flares X-ray polarimetry // *arXiv:2208.06211v1 [astro-ph.SR]* 12 Aug 2022.
12. *Ripa J., Pal A., Ohno M. et al.* Early results from GRBAlpha and VZLUSAT-2 // *arXiv:2207.03272v2 [astro-ph.IM]* 15 Jul 2022.
13. *Pal A., Ohno M., Meszaros L. et al.* GRBAlpha: The smallest astrophysical space observatory // *Astronomy and Astrophysics*. 2023. V. 677. Iss. A40. <https://doi.org/10.1051/0004-6361/202346182>
14. *Bogomolov V., Svertilov S., Osedlo V. et al.* Advanced Instruments for Geo and Helio Environment Monitoring on the Cubesat Format Spacecraft // *Proc. XIII International Conference “Solar-Terrestrial Relations and Physics of Earthquake Precursors”*. Paratunka, Kamchatka, Russia. Springer, 2023.

- ISBN978-3-031-50247-7. P. 104–112. https://doi.org/10.1007/978-3-031-50248-4_11
15. *McIlwain C.E.* Coordinates for Mapping the Distribution of Magnetically Trapped Particles // *J. Geophys. Res.* 1961. V. 66. P. 3681–3691.
16. *Aptekar R.L., Frederiks D.D., Golenetskii S.V. et al.* Konus-W Gamma-Ray Burst Experiment for the GGS Wind Spacecraft // *Space Sci. Rev.* 1995. V. 71. Iss. 265.
17. *Krucker S., Hurford G.J., Grimm O. et al.* The Spectrometer/Telescope for Imaging X-rays (STIX) // *Astronomy & Astrophysics*. 2020. V. 642. Iss. A15.

OBSERVATIONS OF HARD X-RAY EMISSION OF SOLAR FLARES ON THE CUBSAT SATELLITES OF THE MOSCOW UNIVERSITY GROUP

© 2025 A. V. Bogomolov^{1, *}, V. V. Bogomolov^{1, 2}, A. F. Iyudin¹,
I. N. Myagkova¹, S. I. Svertilov^{1, 2}

¹*Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics of Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia*

²*Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics, Moscow, Russia*

*e-mail: aabboogg@srd.sinp.msu.ru

The possibilities of using cubesat nanosatellites to detect the hard X-ray radiation (HXR) from solar flares are shown. The results of HXR measurements of several flares in the energy range >30 keV using the DeCoR-1 and DeCoR-3 instruments installed on the *Avion* satellite are presented, as well as a table of flares observed in HXR on the MSU constellation cubesats from September 2023 to February 2024.

УДК 514.2, 519.1, 523.96 537.5

ВЕКТОРНЫЕ ГРАФЫ, ФАЗОВЫЕ ТРАЕКТОРИИ И ПОРТРЕТЫ МАГНИТНОГО ПОЛЯ И СКОРОСТЕЙ ЧАСТИЦ СОЛНЕЧНОЙ ПЛАЗМЫ В ФАЗОВОМ ПРОСТРАНСТВЕ ГЕЛИОСФЕРЫ

© 2025 г. Ю. А. Антонов¹, В. И. Захаров^{1, 2, 3}, И. Н. Мягкова⁴,
Н. А. Сухарева^{1, 4, *}, Ю. С. Шугай⁴

¹Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, Москва, Россия

²Институт физики атмосферы им. А. М. Обухова РАН, Москва, Россия

³Институт физики земли им. О. Ю. Шмидта РАН, Москва, Россия

⁴Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скobelцына, Москва, Россия

*e-mail: suhareva@phys.msu.ru

Поступила в редакцию 04.03.2024 г.

После доработки 24.04.2024 г.

Принята к публикации 01.05.2024 г.

Представленный в работе материал продолжает серию исследований по развитию применения метода векторных графов для анализа характеристик сложных полевых и плазменных структур, порождаемых Солнцем в межпланетном пространстве. При упрощенном подходе описания подобных систем статистическими методами коллективные процессы плазменных и полевых взаимодействий могут остаться не выявленными, в частности, пропущены сложные многокомпонентные структуры в пространственно-временных функциях распределения. Главная проблема статистических методов заключается в пренебрежении порядком следования состояния изучаемой системы и в потере информации, заключенной в этом порядке. На основе блоков данных, получаемых детекторами космического аппарата *Wind* в комплексе исследований CWE и предоставляемых базой Coordinated Data Analyses Web обсуждаются реконструированные на основе экспериментальных выборок реализации графов для векторов индукции магнитного поля и векторов скорости частиц солнечного ветра. Рассматриваются режимы магнитных бурь, формирование магнитных облаков, события, связанные с корональными выбросами массы, как ICME, так и CME. Представленный новый метод синхронизированных пар графов позволяет перейти от феноменологического описания процесса к классификации типов наблюдаемых и исследуемых мульти-процессов на основе структурных реализаций графов.

DOI: 10.31857/S0023420625010038, EDN: HETVZA

1. ВВЕДЕНИЕ

Солнечная активность – ключевой фактор космической погоды – оказывает значительное влияние на всю нашу планетарную систему. Среди различных событий космической погоды наиболее энергоемким и непосредственно воздействующим на Землю и околоземное пространство, являются корональные выбросы массы (CME), которые способны аккумулировать сотни миллионов тонн вещества солнечной плазмы. Огромные облака плазмы, пронизанные силовыми линиями доминирующего магнитного поля Солнца, выбрасываются с поверхности Солнца в окружающее пространство со скоростями

300–1500 км/с и более. Обычно выброс достигает орбиты Земли за 2–3 дня [1].

Сама Земля также имеет мощное магнитное поле, и корональные выбросы массы, будучи солнечной плазмой со своим магнитным полем, эффективно взаимодействуют с собственным магнитным полем Земли. Поток заряженных частиц, образующих корональный выброс, поступает в магнитосферу и приводит к возникновению компенсаторных процессов, противодействующих вторгшимся потокам солнечной плазмы. Последнее проявляется в возмущении кольцевого тока или авроральной области за счет инжекции ионосферного тока в высоких широтах. Это обстоятельство приводит к возникновению

геомагнитной бури (или серии суббури в зависимости от структуры выброса). Геоэффективность проявления возмущения зависит от множества факторов и отражается в различной силе бури, которая может привести к серьезным проблемам в работе электрооборудования, сбоям средств навигации и связи, представляет опасность для космических аппаратов и, иногда, для космонавтов. Межпланетные корональные выбросы массы (ICME), образующиеся на Солнце в результате спонтанной активности в виде вспышек и корональных выбросов массы (КВМ), — один из основных факторов космической погоды.

Корональные выбросы массы происходят в солнечной короне, которая очень разрежена и теряется на фоне регулярного излучения от «поверхности» Солнца. Поэтому эволюцию этих явлений можно наблюдать только с помощью специальных инструментов — коронографов, что и было осуществлено в проекте 1975 г. *OSO-7* [2]. Несмотря на необходимость космических наблюдений и созданий соответствующей аппаратуры, метод коронографии Солнца прост, широко распространен и позволяет определять энергетику крупного выброса по величине области затенения после или непосредственно во время затмения [3]. Однако указанный метод наблюдений не позволяет измерять концентрацию и состав облака солнечной плазмы, его магнитное поле. Эта задача была решена с созданием специализированных устройств, определяющих эти параметры наряду с проведением коронографических исследований Солнца.

В качестве примера можно привести Международную программу солнечно-земной физики, цель которой состоит в изучении взаимодействия солнечного ветра с магнитным полем Земли. В рамках проекта были запущены два космических аппарата *Wind* и *Polar*, получившие название в соответствии с областями околоземного пространства, в которых они должны провести исследования — область солнечного ветра и полярная область. Первый аппарат, данные с которого используются в настоящей работе, был выведен на позицию точки Лагранжа *L1* [4, 5]. На космическом аппарате *Wind* для измерения концентрации, энергии и скорости ионов и электронов в зоне солнечного ветра и ударной волны в комплексе прибора SWE были установлены два цилиндра Фарадея — прибора для анализа функции распределения ионов на 30 уровнях энергии в диапазоне от 150 эВ до 8 кэВ, число угловых отсчетов — до 20 на зарядные ячейки каждые 92 с. Каждый датчик имел наклон 15° к плоскости

вращения аппарата *Wind*. Круглая апертура ограничивала эффекты аберрации вблизи сетки мониторатора и определяла площадь сбора коллекционных пластин.

Эксперимент с магнитным полем на *Wind* предоставил данные для изучения широкого диапазона масштабов структур и флюктуационных характеристик межпланетного магнитного поля. Основным инструментом исследования (MFI) стал двойной трехосный ферророндовый магнитометр, установленный на выносной стреле, который обеспечивал номинально по одному вектору измерений поля за 92 с. Прибор имел широкий динамический диапазон измерений от ± 4 до ± 65536 нТл на каждую ось в восьми дискретных диапазонах, с ошибками в соответствующем диапазоне измерений от 0.001 до 16 нТл [6]. Верхний диапазон позволил провести полное тестирование в поле Земли.

Целью настоящей работы является развитие авторского подхода построения и анализа векторных графов применительно к магнитному полю и компонентам скорости частиц солнечного ветра. По сравнению с коронографией получаемые в эксперименте *Wind* данные позволяют рассматривать динамику параметров коронального выброса, проходящего через точку местоположения аппарата. Данные при использовании методов теории графов при их синхронизации дают возможность выявить и визуализировать динамику совместных вариаций магнитного поля и скоростей частиц, участвующих в наблюдаемом событии. Несколько известно, ранее совместная обработка параметров коронального выброса не проводилась, но она позволит более глубоко исследовать и интерпретировать колективные процессы, протекающие в магнитной, в кинетической подсистемах гелиосферы, в том числе надежно отметить переходы между состояниями указанных подсистем.

2. ФАЗОВЫЕ ТРАЕКТОРИИ И ФАЗОВЫЕ ПОРТРЕТЫ

Межпланетное магнитное поле во взаимодействии с потоками плазмы солнечного ветра представляет собой сложную стохастическую открытую систему, эволюция которой определяется множеством внешних и внутренних факторов, прежде всего потоком частиц солнечного ветра, энергетикой и диаграммой направленности космических лучей. Предметом проводимого исследования является пространственно-временная структура межпланетного магнитного поля,

динамика которого во многом связана с солнечным ветром. Нестационарность, неоднородность и анизотропия пространственных распределений вероятности для значений компонент магнитного поля и внешних действующих факторов практически исключает применение к описанию подобных систем классического аппарата неравновесной статистической механики. Для открытых нелинейных динамических систем типичны коллективные или групповые процессы, инициируемые неоднородностью и анизотропией пространственного распределения энергии; нестационарностью и неоднородностью концентрации температурных характеристик. В результате нелинейного взаимодействия в указанных процессах в исследуемой системе формируются глубокая память и пространственное дальнодействие в системе. Создание многопараметрических моделей подобных систем относится к задачам высокого уровня сложности, решаемым в условиях упрощений с принудительной иерархией протекающих в системе процессов [7–10]. Перспективен для подобных задач поиск решений в классическом фазовом пространстве или в обобщенном фазовом пространстве.

Классическое фазовое пространство использует координаты двух типов – пространственные и импульсные, и для консервативных гамильтоновых систем сохраняет фазовый объем. Поскольку рассматриваемые процессы диссипативны, требуется выход в обобщенное фазовое пространство, оперирующее с кинематическими переменными высших порядков. Определим конечномерное метрическое пространство Ω , элементами которого являются векторы $\vec{\xi} = \{\vec{r}, \vec{v}, \dot{\vec{v}}, \dots\}^T$. В пространстве Ω рассмотрим физическую систему, состоящую из N кинематических точек. Каждой кинематической точке системы можно в заданный момент времени t сопоставить ячейку обобщенного фазового пространства. После добавления к Ω оси времени T получим Ω_T , которое назовем обобщенным фазовым пространством-временем. Выберем временной интервал для анализа кинематики системы, предполагая известной систему динамических уравнений, начало отсчета времени $t_0 \in T$ и начальное состояние $\vec{\xi} = \{\vec{r}_0, \vec{v}_0, \dot{\vec{v}}_0, \dots\}^T \in \Omega$. В результате определим профиль обобщенной фазовой траектории следующим образом:

$$\vec{\xi}(t) = \{\vec{r}(t), \vec{v}(t), \dot{\vec{v}}(t), \dots\}^T. \quad (1)$$

Следует отметить, что в обобщенной фазовой траектории все векторные величины зависят,

что позволяет в ряде случаев исключить время и перейти к фазовому портрету:

$$\vec{v}_0 = \left. \frac{d\vec{r}}{dt} \right|_{t=t_0}, \quad \dot{\vec{v}}_0 = \left. \frac{d\vec{v}}{dt} \right|_{t=t_0} = \left. \frac{d^2\vec{r}}{dt^2} \right|_{t=t_0}. \quad (2)$$

Отметим также некоторые важные свойства фазовых траекторий, позволяющие отследить недопустимые состояния и конфигурации:

- обобщенная фазовая траектория существует не для любой физической системы;
- через каждую точку обобщенного пространства с непрерывным временем проходит только одна фазовая траектория;
- обобщенные фазовые траектории в пространстве, где ряды кинематических переменных сходятся, не пересекаются.

Сказанное до сих пор относилось к неразрывным во времени системам. Иная ситуация с дискретными системами, отображения которых в форме временных рядов для комбинации скалярных и векторных величин регистрируются аппаратурой мониторинга. Поскольку в настоящей работе обсуждаются векторные графы для векторных характеристик, обсудим реконструкцию подобных пространственных распределений. Определим декартову систему координат, орты которой совпадают с ортами GSE-системы координат.

Для заданной модели процесса возможно построение фазовой траектории на основе дискретно-разностной модели динамической системы. Представим регистрируемые значения отсчетов 3D временных рядов для компонент вектора индукции межпланетного магнитного поля и вектора скорости плазмы солнечного ветра в форме:

$$B_{i, j, k} [n], V_{i, j, k} [n], \quad (3)$$

где ijk определяет пространственные координаты, n – номер такта.

Производные по времени в дискретном представлении заменяются разностными отношениями и для используемых в работе первых порядков имеют вид:

$$\begin{aligned} \Phi_{ijk} [n] &= B_{ijk} [n] - B_{ijk} [n - 1], \\ \Psi_{ijk} [n] &= V_{ijk} [n] - V_{ijk} [n - 1]. \end{aligned} \quad (4)$$

Доступна вариация шага дискретизации и синтез дискретно-разностной модели исследуемой системы произвольного порядка. Синтезировать фазовые портреты для кинематических характеристик высших порядков, информативных при описании процессов с дальнодействием,

глубокой памятью или коллективными степенями свободы можно по аналогичной схеме.

Развиваемый аппарат векторных графов включает в анализ полную информацию как о значениях, так и о порядке следования реализаций. Исходный формат данных – дискретизированный и квантованный многомерный сигнал или цифровой многомерный сигнал. Граф строится на основе экспериментальных выборок для проекций векторов полей \vec{B}, \vec{V} и их комбинаций. В узлах графа сходятся и расходятся векторы полей, ребра графа позволяют контролировать профиль траектории системы в фазовом подпространстве и восстанавливать дерево переходов для конкретного векторного поля. Выполнив отображение зависимости первой кинематической переменной от значения аргумента – текущего значения вектора поля, получим искомую 3D-фазовую траекторию в магнитном подпространстве. Аналогично можно синтезировать фазовые портреты для кинематических характеристик высших порядков, информативных при описании процессов с дальнодействием, глубокой памятью или коллективными степенями свободы.

Выбранные параметры при синтезе графов:

- источник данных – аппарат *Wind*, расположенный в точке либрации $L1$;
- анализируемый интервал времени событий – 2023 год;
- использованы временные ряды, представленные в базе Coordinated Data Analysis Web (CDAWeb);
- шаг дискретизации – 60 с;
- шаг квантования проекций индукции поля – 0.01 нТл (шаг квантования связан с точностью работы датчиков, методикой регистрации и слаживания значений, аппаратными погрешностями регистратора, логикой защиты от перегрузок);
- шаг квантования проекций скорости частиц плазмы – 0.1 нТл или 0.1 км/с, в зависимости от представления;
- интервалы накопления отсчетов при синтезе графов – 1440, 5000, 7200 и 32000 тактов. Масштаб времени накопления определяет целевой масштаб отображения динамического процесса с помощью графа.

Зададим масштабную сетку 3D фазового подпространства, в котором отображаются графы допустимых состояний межпланетного

магнитного поля. Узел масштабной сетки может быть стоком или истоком в описании разрешенных переходов, ребра, соединяющие пары узлов в общем случае не ограничены по длине и ориентации. Особенность вводимых векторных графов допускает два направления ребер между любой парой узлов и вырождение узлов, соответствующее наличию множественности стоков и истоков для каждого из узлов [11–15].

Переход между дискретными отсчетами и непрерывным описанием регистрируемых сигналов возможен с привлечением билинейного преобразования или преобразования Мебиуса, линейные разностные методы не могут быть использованы из-за сильных систематических погрешностей в подобных отображениях. В дальнейшем подпространства состояний магнитной и кинетической подсистем будем считать однородными и изотропными. Число доступных состояний в фазовых подпространствах связано с устанавливаемой верхней границей значений наблюдаемого параметра и разрешающей способностью регистрирующего устройства.

3. КОМБИНИРОВАННЫЕ ВЕКТОРНЫЕ ГРАФЫ МАГНИТНОЙ И КИНЕТИЧЕСКОЙ ПОДСИСТЕМ

Как правило, теоретический аппарат описания кинематики и динамики нелинейной, нестационарной, и неравновесной системы оперирует единым фазовым пространством, в котором анализируется исследуемая физическая система. Если такой подход избыточно сложен, применяются иерархические модели расщепления исходной системы на группы подсистем, каждая из которых имеет собственную размерность фазового подпространства, обладает собственным временем релаксации, гарантирующим переход к равновесию в рассматриваемых подсистемах до наступления равновесия в системе в целом. Реконструкция фазового портрета и запись цепочки уравнений, описывающей динамику эквивалентны нахождению решения в выбранных подпространствах.

Еще один математический метод анализа сложных структур в фазовом пространстве основан на анализе маргинальных проекций фазового портрета на набор из образующих пространственную систему координат плоскостей. В зависимости от корреляционных характеристик, степени пространственной когерентности и геометрии волновых структур магнитного поля, становится доступным пространственно-временное

отображение вероятностных распределений и их пространственных моментов от первого до высших порядков. Такое отображение имеет аналогию с отображением Вигнера в фазовом пространстве для волновых пучков и импульсов и ряда квантовомеханических задач.

В работе использован третий подход, допускающий разделение единого фазового пространства исследуемой системы гелиосферы на два подпространства — магнитного поля и плазмы солнечного ветра. Процесс измерений значений для проекций вектора индукции магнитного поля и проекций вектора скорости дрейфа заряженных частиц солнечного ветра аппаратно синхронизирован единым тактированием отсчетов, и соответствующие им графы могут быть объединены в согласованную во времени пару распределений. Примеры таких пар представлены на рис. 1.

Верхняя строка объединяет графы для вектора магнитного поля и вектора скорости частиц солнечного ветра, построенные для четырехсурточного интервала с 15 до 19 апреля 2023 г., соответствующего невозмущенному режиму межпланетного магнитного поля, аппарат находился в Θ секторе магнитного поля Солнца [16]. Определение знака сектора было выполнено на основе анализа недельного временного ряда для B_x -компоненты, прошедшего через фильтр низких частот с окном усреднения в 6000 отсчетов при шаге дискретизации в 60 с. Нижняя группа графов относится к режиму магнитной бури в интервале 20–24 апреля 2023 г., аппарат сместился в положительный сектор магнитного поля Солнца \oplus .

Многокомпонентная структура потока частиц солнечного ветра усложняет методы синтеза и анализа фазовых траекторий, прежде всего

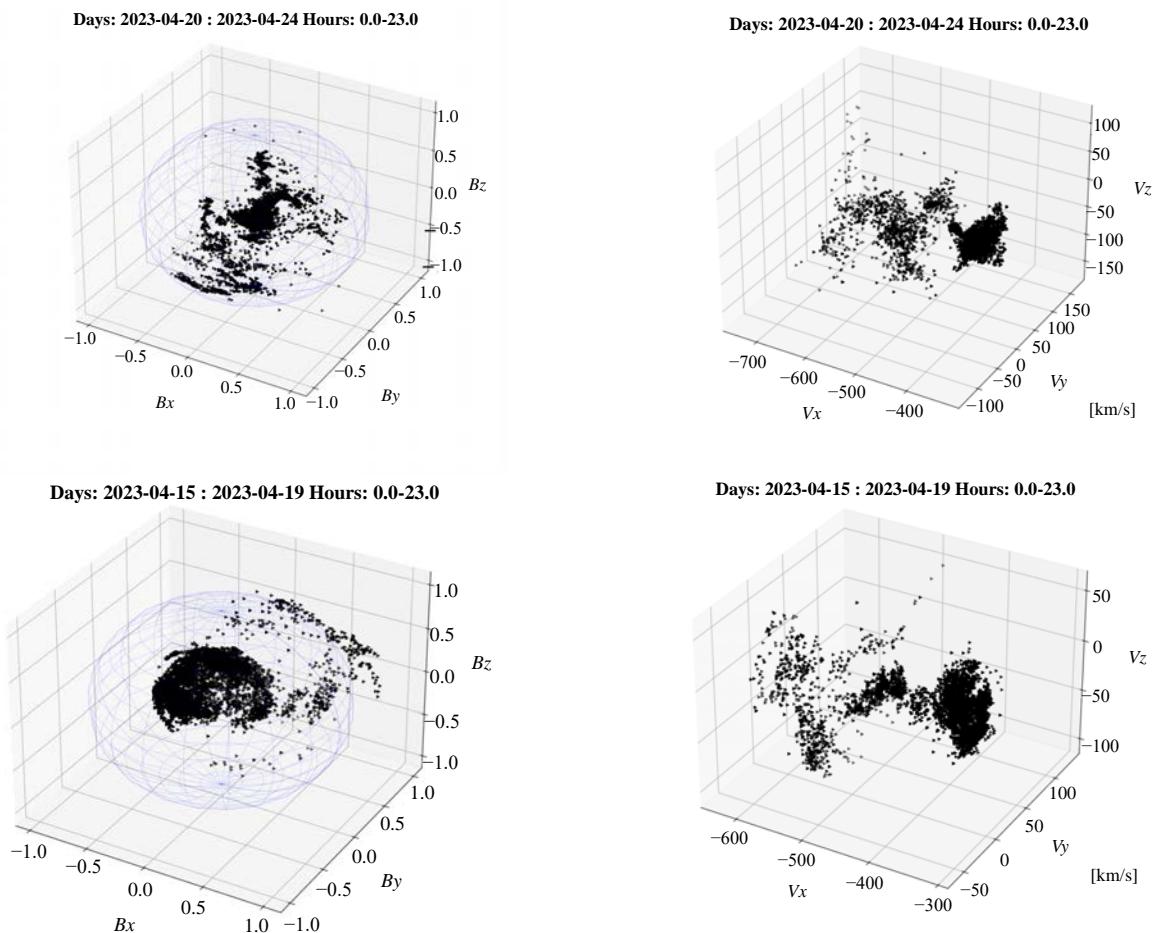


Рис. 1. Образцы векторных графов межпланетного магнитного поля (левый столбец) и скорости частиц солнечного ветра (правый столбец) для спокойного магнитного поля (верхняя строка) и режима магнитной бури (нижняя строка)

за счет разнесения областей фазового пространства, доступных для быстрой и медленной компонент солнечного ветра. Помимо разнесения в фазовом пространстве кинематических переменных первого, второго и более высоких порядков, для каждой из компонент создается собственный фазовый портрет, определяемый физическими процессами источников массового выброса, зарождающих магнитные бури, магнитные облака, как наиболее распространенные объекты переноса высокоэффективных возмущений гелиосферы.

Корректное сравнение структуры нескольких графов одного типа возможно при выравнивании пространственных масштабов регистрации компонент. Упрощение сравнения количественных характеристик реконструированных графов для магнитного поля предложено выполнять с использованием нормированной опорной поверхности, определяющей энергетический масштаб и ориентацию главных осей для опорной поверхности в эллипсоидальной аппроксимации [17]. Иная ситуация развивается при выборе доминирующих ориентаций для подсистемы потока частиц солнечного ветра. В зависимости от полярности магнитного поля гелиосферы трасса частиц солнечного ветра принимает форму спирали с направлением, зависящим от полярности проходящего сектора магнитного поля Солнца. При этом каждая из компонент формирует собственную фазовую траекторию, объединяя ее с другими парциальными фазовыми траекториями графов скорости, создавая в процессе эволюции коллективные структуры.

4. ВЕКТОРНЫЕ ГРАФЫ МАГНИТНЫХ БУРЬ 2023 ГОДА

Рассмотрим серию магнитных бурь, зарегистрированных в течение 2023 г. и связанных со вспышечной активностью. При отборе анализируемых процессов значимы два параметра:

- временной интервал захвата и анализа данных;
- отсутствие значимых потерь данных в выбранном интервале как для компонент вектора магнитного поля, так и компонент вектора скорости частиц плазмы.

Собственным масштабом времени в анализе фазовых траекторий и графов принято выбирать минимальное время автокорреляции из парциальных временных рядов. Для сильно анизотропных стохастических процессов собственные

времена различных компонент композитного временного ряда могут различаться или изменяться в процессе появления новых действующих факторов. Рассмотрим свойства графа в интервале времени, существенно превышающем времена автокорреляции и включающим не более 5000 отсчетов с интервалом следования в 60 с, что соответствует четырехдневному интервалу. Условие на долю потерянных записей, ограниченную сверху значением 0.15, выполняется для четырех событий, двух в первой и двух во второй половине 2023 г. Расположение отобранных интервалов на линейке дней года составляет [050, 070], [100, 120], [230, 250] и [300, 320].

На рис. 2 и 3 представлены изображения парных векторных графов, временные интервалы указаны на подписях рисунков в верхней строке каждого из графов. Если не рассматривать детали структуры графов, можно выделить ряд общих признаков синтезированных распределений:

- все наблюдаемые распределения плотности населения имеют доминирующую ориентацию вдоль оси X ;
- “накопительные графы” для вектора магнитной индукции в “разрезе” представляют собой систему квазиконцентрических эллипсоидов (это изображение не представлено на рисунках, его следует наблюдать в процессе послойного синтеза графа для вектора ММП);
- графы для вектора скорости частиц плазмы многокомпонентны с областями “холодной” и “горячей” зон солнечного ветра, число областей может быть и больше, например, при прохождении магнитного облака через зону контроля состояния гелиосферы;
- в отличие от опорной поверхности для вектора \vec{B} , имеющей форму эллипсоида, профиль графа для \vec{V} подобен спирали, ось которой близка к направлению X . Исследование свойств опорной спирали графов вектора скорости солнечного ветра может быть выполнено методом маргинальных проекций, рассмотренным в разделе “Динамические и статистические меры векторных графов” статьи.

В целом векторные графы в условиях магнитной бури имеют много общих структурных признаков, позволяющих оценить тип и геометрию производимых внешними факторами возмущений состояния гелиосферы.

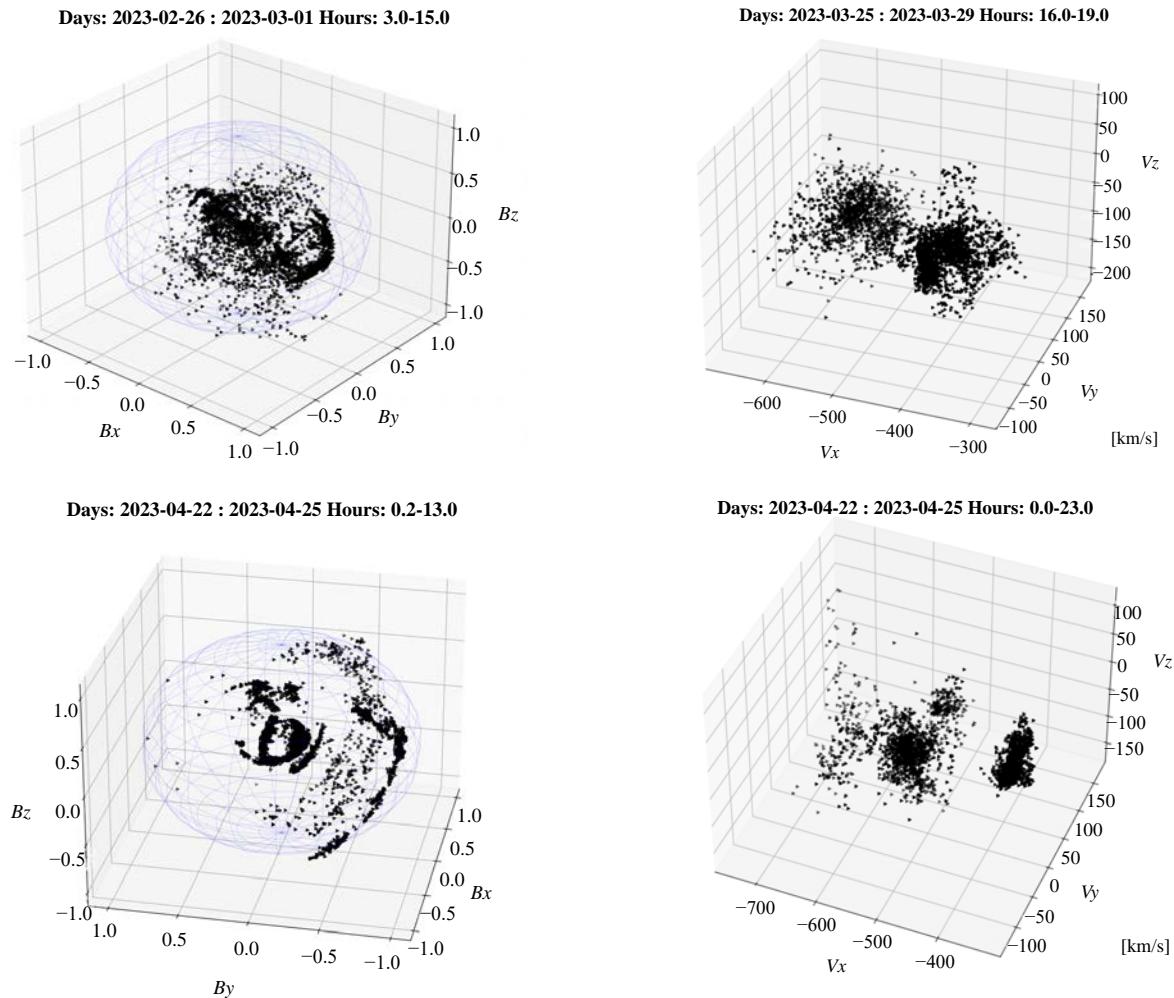


Рис. 2. Графы векторов первой половины 2023 г. в интервалах дней [050, 070] и [100, 120]

5. ВЕКТОРНЫЕ ГРАФЫ МАГНИТНЫХ ОБЛАКОВ ПЕРВОЙ ПОЛОВИНЫ 2023 ГОДА

Изучению магнитных облаков и их связи с ICME посвящен ряд работ [18, 19], исследуется геоэффективность подобных структур, их роль в формировании буревых событий [20–22], создаются динамические и статистические модели, позволяющие прогнозировать этапы зарождения, развития и разрушения магнитных облаков в межпланетном пространстве [23, 24]. В настоящей работе рассмотрим набор событий, имеющих отношение к формированию магнитных облаков и сопровождающих их структур. Эпизоды анализируемого процесса отобраны из каталогов [25, 26] с датой обновления 1 февраля 2024 г. В табл. 1 представлено время регистрации возмущения, породившего событие, время начала и время завершения наблюдаемого события.

Кроме временных параметров, получаемых из наблюдений, используется качественная типизация событий по соответствию развития процесса модели магнитного облака [26].

Крайний справа столбец определяет “выявленность” магнитного облака на основе регистрируемых количественных параметров по трехуровневой шкале в присутствии ICME-события.

Тип 0 – ICME не порождает магнитное облако, формируемой структуре не хватает большей части признаков магнитного облака, таких как медленное вращение и локальное увеличение магнитного поля.

Тип 1 – ICME демонстрирует признаки ротации направления поля, но ему не хватает некоторых других характеристик магнитного облака, например усиления значения поля в области магнитного облака.

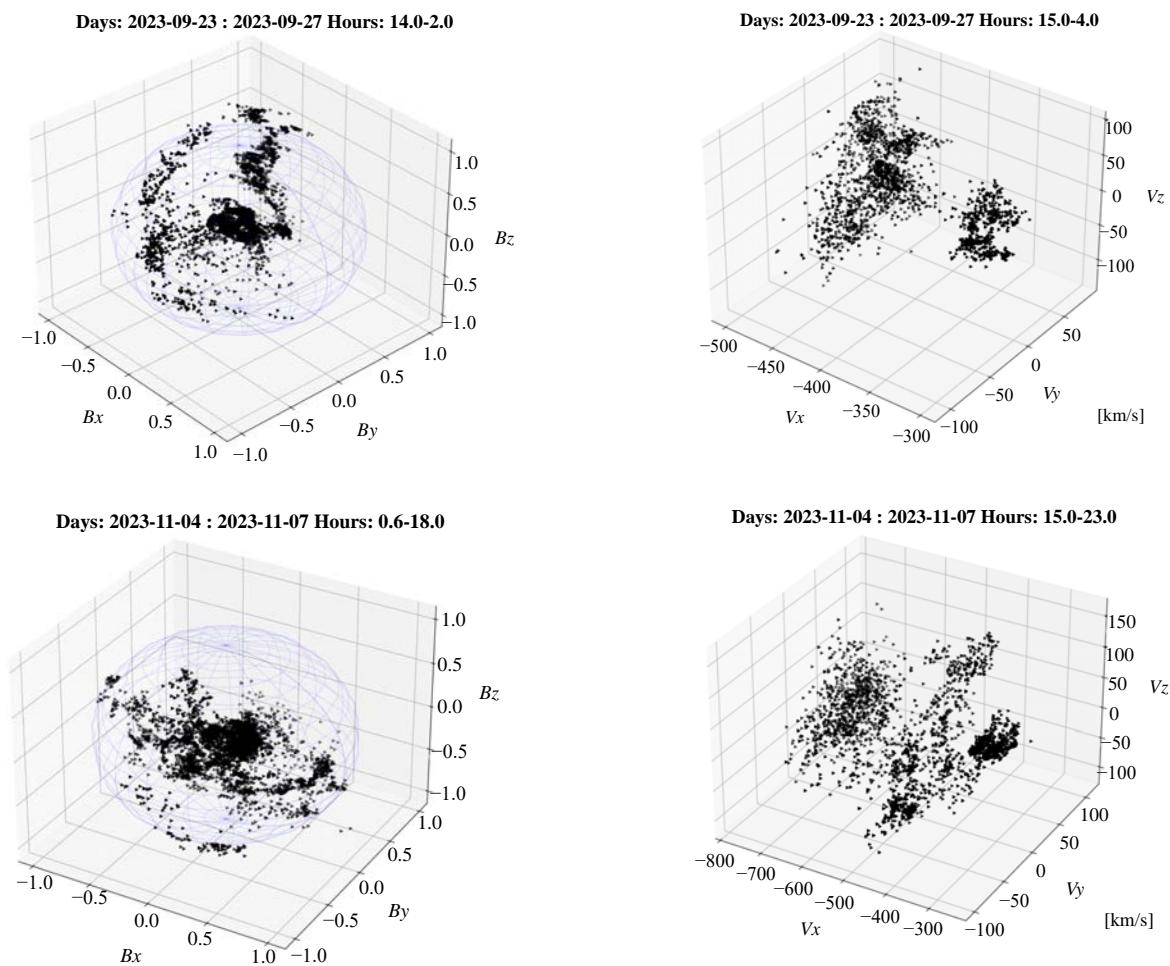


Рис. 3. Графы векторов второй половины 2023 г. в интервалах дней [230, 250] и [300, 320]

Таблица 1. Перечень событий с 03.I.2023 по 20.V.2023, имеющих связь с процессом формирования магнитных облаков

Регистрация возмущения, чч:мм	Начало ICME	Окончание ICME	Тип
03.I.2023, 21:00	04.I.2023, 02:00	05.I.2023, 22:00	2
27.II.2023, 10:00	27.II.2023, 20:00	28.II.2023, 17:00	0
01.II.2023, 00:00	01.III.2023, 09:00	01.III.2023, 21:00	1
02.III.2023, 09:00	02.III.2023, 09:00	02.III.2023, 22:00	1
12.III.2023, 06:00	12.III.2023, 09:00	14.III.2023, 02:00	1
15.III.2023, 04:27	15.III.2023, 21:00	17.III.2023, 07:00	0
23.III.2023, 05:00	23.III.2023, 14:00	24.III.2023, 07:00	2
18.IV.2023, 14:02	19.IV.2023, 08:00	21.IV.2023, 02:00	2
23.IV.2023, 17:38	24.IV.2023, 01:00	25.IV.2023, 19:00	2
09.V.2023, 22:50	10.V.2023, 12:00	12.V.2023, 06:00	0
12.V.2023, 06:33	12.V.2023, 12:00	13.V.2023, 21:00	0
20.V.2023, 10:00	20.V.2023, 10:00	21.V.2023, 16:00	1

Тип 2 – ICME имеет явные черты магнитного облака.

Указанные в табл. 1 временные интервалы содержат недопустимо большой процент пропусков, для исключения ошибочной деформации векторных графов как магнитного поля, так и солнечного ветра были оставлены для анализа 5 событий из 12 рассмотренных. Ниже представлены сопряженные пары векторных графов событий.

Представленные на рис. 4–8 структуры графов следует рассматривать как качественную демонстрацию возможностей метода. Строгий количественный подход требует помимо аппаратной синхронизации согласование масштабов характерных времен протекания магнитогидродинамических процессов в магнитной и кинетической подсистемах. Авторы ранее проводили анализ подобных характеристик компонент вектора

индукции магнитного поля и скорости частиц солнечного ветра, используя топологический анализ временных рядов. Было выявлено двукратное различие в масштабах собственных времен магнитной и кинетической подсистем [27]. Подобные коррекции масштабов времени могут понадобиться при реконструкции разностных или непрерывных уравнений процесса на основе формы фазовых портретов, и ни в коей степени не уменьшают значения результатов реконструкции графов в условиях аппаратной синхронизации.

6. ДИНАМИЧЕСКИЕ И СТАТИСТИЧЕСКИЕ МЕРЫ ВЕКТОРНЫХ ГРАФОВ

Количественные меры синтезируемых векторных графов должны быть согласованы с их геометрией и предоставлять объем информации,

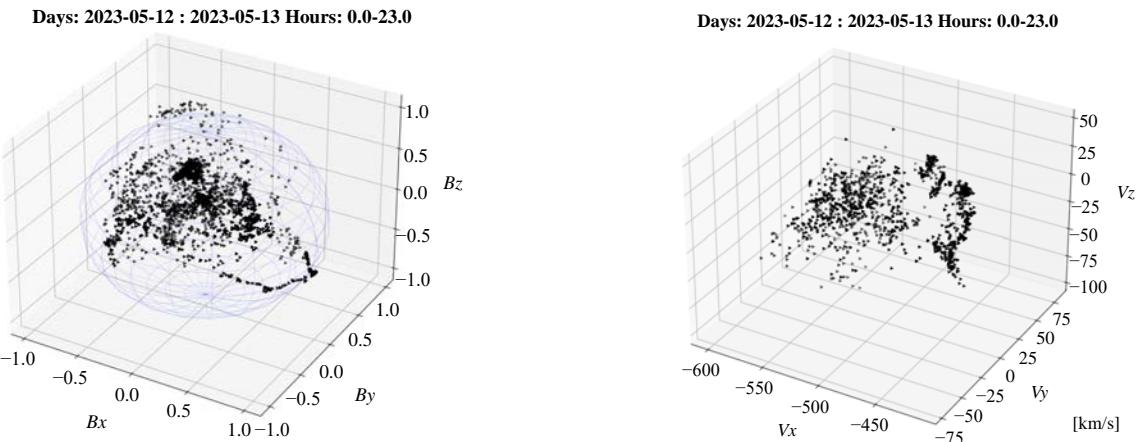


Рис. 4. Событие Типа 0. Граф скорости потока плазмы не сложился из-за парциальной потери данных. На графике магнитного поля присутствуют множественные фрагменты медленного вращения

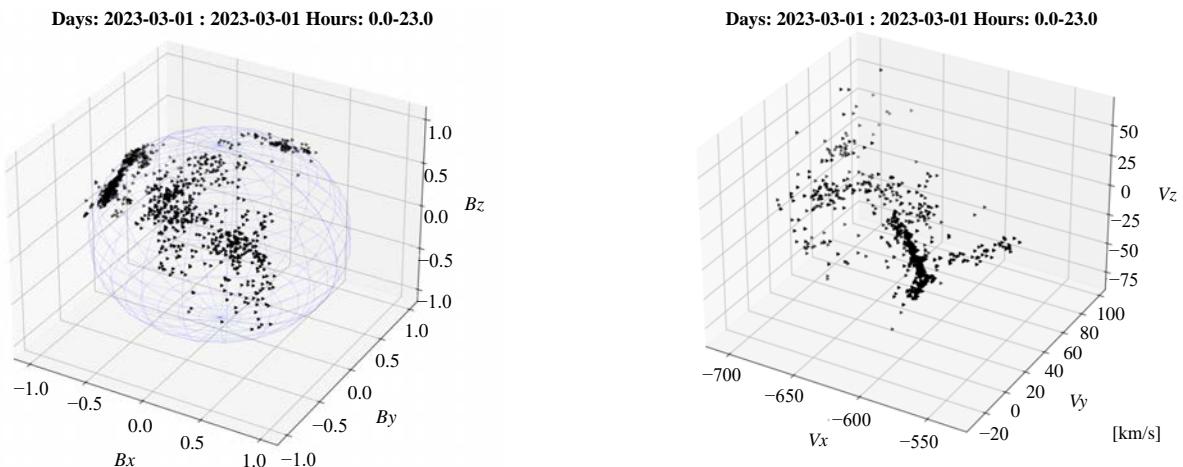
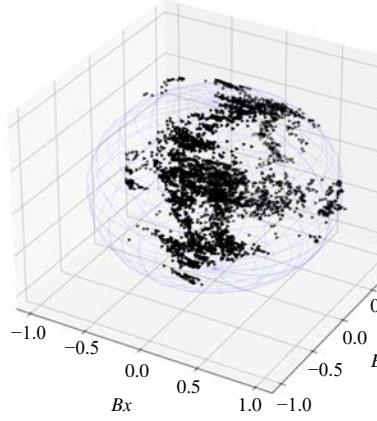


Рис. 5. Событие Типа 1. Граф скорости потока плазмы не сложился из-за частичной потери данных. На графике магнитного поля присутствует выраженное медленное вращение магнитного поля

Days: 2023-01-03 : 2023-01-05 Hours: 0.0-23.0



Days: 2023-01-03 : 2023-01-05 Hours: 16.0-23.0

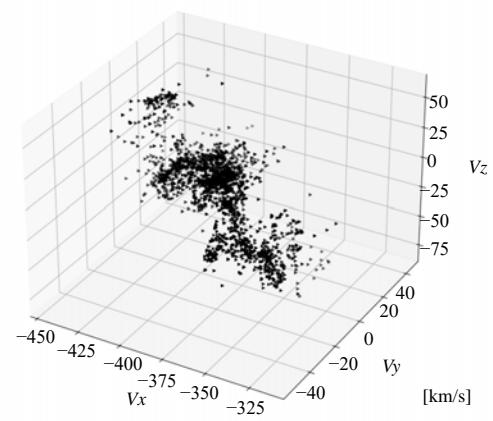
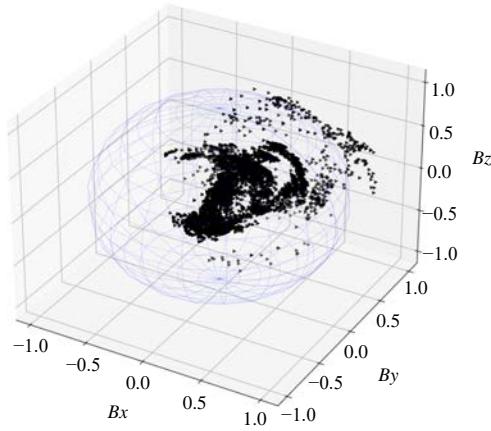


Рис. 6. Событие Типа 2 от 5 января 2023 г. Присутствуют все признаки магнитного облака

Days: 2023-04-18 : 2023-04-21 Hours: 0.0-23.0



Days: 2023-04-18 : 2023-04-21 Hours: 0.0-23.0

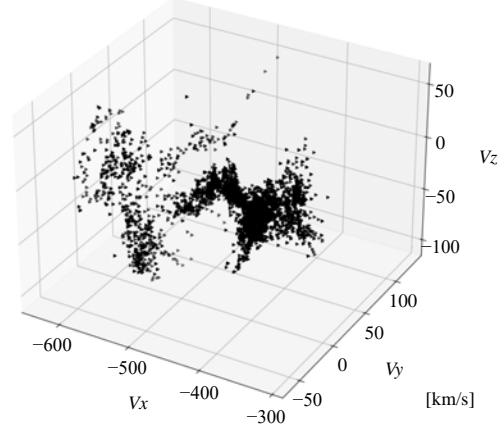
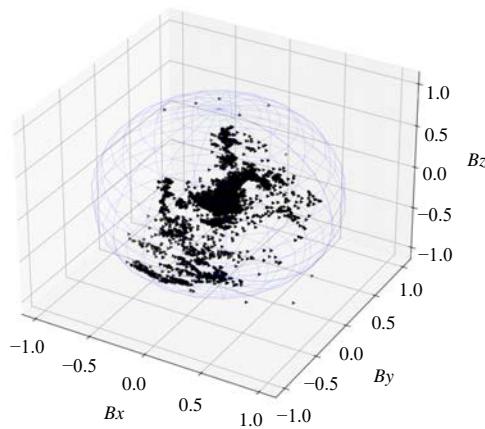


Рис. 7. Событие Типа 2 от 21 апреля 2023 г. Присутствуют все признаки магнитного облака

Days: 2023-04-20 : 2023-04-24 Hours: 0.0-23.0



Days: 2023-04-20 : 2023-04-24 Hours: 0.0-23.0

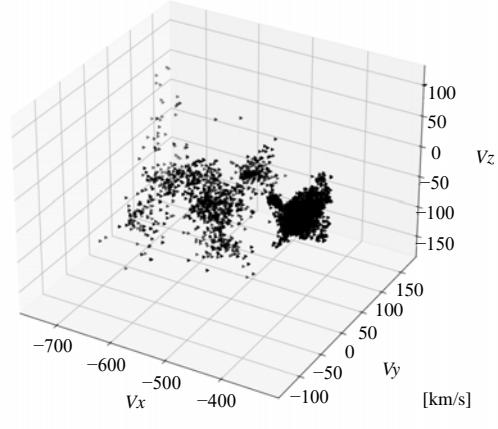


Рис. 8. Событие Типа 2 от 24 апреля 2023 г. Присутствуют все признаки магнитного облака

достаточный для однозначного описания свойств графа и типа процесса, который ему соответствует. В зависимости от решаемой задачи используется различный набор мер векторного графа. Рассмотрим два типа параметров: **динамические**, описывающие общую геометрию синтезированного графа и законы его эволюции в фазовом пространстве, и **статистические**, описывающие распределения плотности вероятности прохождения фазовой траектории через узлы графа в заданном интервале времени наблюдения.

Тензор распределения населенности узлов векторного графа

Определим количественные меры для реконструированных на основе экспериментальных выборок векторных графов, опираясь на структуру графа и соответствующие ему опорные поверхности фазовых портретов или аттракторы фазовых траекторий. Для графов векторов магнитного поля физически обоснованы тензорные методы, позволяющие получить детальную информацию о геометрии фазового портрета в эллиптическом приближении, о направлении главных осей, инвариантах тензора второго ранга. Задачу будем рассматривать в GSE-системе координат. Координаты каждой из ячеек фазового пространства проиндексируем тремя значениями квантовых чисел, определяющих значения интервала проекций вектора магнитного поля на оси X, Y, Z системы координат. Населенность каждого из узлов графа определяется числом реализаций состояний, соответствующих выбранной ячейке — $N_{x,y,z}$, независимо от направления прохода через каждый из узлов. Строго говоря, помимо указанных метрик для ячеек фазового пространства следует учесть значения начального и конечного временных интервалов для исследуемого процесса, введя пределы суммирования в выражении (5).

Введем по аналогии с описанием движения твердого тела тензор второго ранга для населенности состояний или узлов I_b [28, 29]:

Здесь (i, j, k) — переменные суммирования; (x, y, z) — координаты ячейки фазового пространства; $N_{x,y,z}$ — число реализаций для ячейки фазового пространства (x, y, z) .

Диагональные элементы записанного тензора I_{xx}, I_{yy}, I_{zz} зачастую называют моментами относительно осей X, Y, Z . Для анализа количественных характеристик рассматриваемого тензора важно свойство аддитивности, позволяющее выделять компоненты фазового портрета, относящиеся к параллельно протекающим процессам. Свойство симметрии построенного тензора распределения населенности второго ранга допускает приведение его к диагональному виду в главных осях исследуемой фигуры — X_1, X_2, X_3 . Записанные в таких осях значения компонент тензора определяют главные моменты, связанные друг с другом группой неравенств:

$$I_1 + I_2 \geq I_3, \quad I_2 + I_3 \geq I_1, \quad I_1 + I_3 \geq I_2. \quad (6)$$

В аналитической геометрии принята классификация анализируемых пространственных распределений на основе сравнения значений главных моментов:

- асимметричный волчок — $I_1 \neq I_2 \neq I_3 \neq I_1$;
- симметричный волчок — $I_1 = I_2 \neq I_3$;
- шаровой волчок — $I_1 = I_2 = I_3$.

Оперируя ориентацией главных осей и значениями главных моментов можно определить ряд количественных мер, связанных с симметрией анализируемой фигуры, поскольку свойства симметрии, присущие исследуемому графу, должны наследоваться его тензорными мерами.

Маргинальные проекции для распределения населенности узлов векторного графа

При работе со сложными 3D-профилями векторного графа результативны методы, оперирующие маргинальными отображениями графа на набор плоскостей, образуемых ортами GSE-системы координат или какими-либо дополнительными направлениями, информативными для исследуемого процесса. Рассмотрим пример

$$\begin{aligned} & \left(y^2 + z^2 \right) \sum_i N_{i,y,z} - xy \sum_k N_{x,y,k} - xz \sum_j N_{x,j,z}; \\ & \widehat{I(x,y,z)} = -xy \sum_k N_{x,y,k} \left(x^2 + z^2 \right) \sum_j N_{x,j,z} - yz \sum_i N_{i,y,z}; \\ & -xz \sum_j N_{x,j,z} - yz \sum_i N_{i,y,z} \left(x^2 + y^2 \right) \sum_k N_{x,y,zk}. \end{aligned} \quad (5)$$

отображения на плоскости, ортогональной осям X, Y, Z , которые определим по парам принадлежащих им ортов – $(YZ), (XZ), (XY)$. Пусть задано распределение числа реализаций для каждого из узлов регистрируемого графа $N_{x, y, z}$ и выполнено проецирование вдоль направления Z на плоскость (XY) . В результате получим 2D-распределение числа реализаций в проекции на три выбранных взаимно ортогональных плоскости:

$$\begin{aligned} P_Z(x, y) &= \sum_k N_{x, y, k}, P_Y(x, z) = \\ &= \sum_j N_{x, j, z}, P_X(y, z) = \sum_i N_{i, y, z}. \end{aligned} \quad (7)$$

На каждой из плоскостей проецирования определим компоненты вектора первого пространственного момента для 2D-распределения следующим образом [30]:

$$M_x^{(1)} = \frac{\sum \sum_{ij} i P_z(i, j)}{\sum \sum_{ij} P_z(i, j)}, \quad (8)$$

$$M_x^{(1)} = \frac{\sum \sum_{ij} j P_z(i, j)}{\sum \sum_{ij} P_z(i, j)}. \quad (9)$$

Здесь и далее вводимые метрики будут записываться лишь для одной проекции $Z: (XY)$, распределения для проекций $Y: (XZ)$ и $X: (YZ)$ могут быть получены при циклической перестановке переменных суммирования. Первый пространственный момент определяет значения координат геометрического центра распределения населения узлов векторного графа. Профиль маргинальной проекции распределения населения в эллиптической или квадратичной аппроксимации описывается симметричным тензором второго ранга второго центрального пространственного момента с компонентами [31]:

$$M_{xx}^{(2)} = \frac{\sum \sum_{ij} (i - M_x^{(1)}(k))^2 P_z(i, j)}{\sum \sum_{i, j} P_z(i, j)}, \quad (10)$$

$$M_{xy}^{(2)} = \frac{\sum \sum_{ij} (i - M_x^{(1)}(k))(j - M_y^{(1)}(k)) P_z(i, j)}{\sum \sum_{i, j} P_z(i, j)}, \quad (11)$$

$$M_{yy}^{(2)} = \frac{\sum \sum_{ij} (j - M_y^{(1)}(k))^2 P_z(i, j)}{\sum \sum_{i, j} P_z(i, j)}. \quad (12)$$

Различные комбинации из трех параметров второго пространственного момента позволяют

определить набор метрик профиля маргинальных проекций, таких как:

- углы наклона большей оси аппроксимирующего эллипса;
- диаметры аппроксимирующего эллипса;
- значение элонгации;
- значение эксцентриситета.

Угол наклона большей оси аппроксимирующего эллипса определяется так:

$$2\theta = \arctan \left(\frac{2M_{xy}^{(2)}}{M_{xx}^{(2)} - M_{yy}^{(2)}} \right). \quad (13)$$

Для диаметров аппроксимирующего эллипса справедливо представление через центральные пространственные моменты второго порядка в следующем виде:

$$\begin{aligned} D_{1,2} &= 2\sqrt{2} \sqrt{M_{xx}^{(2)} + M_{yy}^{(2)} \pm} \\ &\pm \text{sign}(M_{xx}^{(2)} - M_{yy}^{(2)}) \sqrt{(M_{xx}^{(2)} - M_{yy}^{(2)})^2 + 4(M_{xy}^{(2)})^2}. \end{aligned} \quad (14)$$

Диаметры совпадают лишь при равенстве диагональных моментов и обнулении недиагонального.

Эксцентриситет:

$$\begin{aligned} Ext &= \frac{D_1^2 - D_2^2}{D_1^2 + D_2^2} = \\ &= \text{sign}(M_{xx}^{(2)} - M_{yy}^{(2)}) \frac{\sqrt{(M_{xx}^{(2)} - M_{yy}^{(2)})^2 + 4(M_{xy}^{(2)})^2}}{M_{xx}^{(2)} + M_{yy}^{(2)}}. \end{aligned} \quad (15)$$

Элонгация:

$$Elong^2 = \frac{D_{max}^2 - D_{min}^2}{D_{max}^2}, \quad (16)$$

$$\begin{aligned} Elong^2 &= \\ &= 2 \frac{\sqrt{(M_{xx}^{(2)} - M_{yy}^{(2)})^2 + 4(M_{xy}^{(2)})^2}}{M_{xx}^{(2)} + M_{yy}^{(2)} + \sqrt{(M_{xx}^{(2)} - M_{yy}^{(2)})^2 + 4(M_{xy}^{(2)})^2}}. \end{aligned} \quad (17)$$

Помимо описанных метрик на основе центральных моментов второго порядка для исследуемых 2D маргинальных проекций могут быть использованы центральные моменты высоких порядков, асимметрия (третий порядок,

9 элементов), эксцесс (четвертый порядок, 16 элементов). Количественные соотношения между моментами высоких порядков позволяют определить не только конкретные параметры, но и тип реализованного статистического распределения. Однако следует иметь в виду потерю точности при повышении порядка вычисляемых моментов и нарастающие систематические погрешности при оценке их отношений.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Метод синхронизованных векторных графов впервые применен для согласованного анализа состояний межпланетного магнитного поля и потока солнечного ветра. Структура и сложность графа зависят от длительности выборки значений компонент векторных полей, что позволяет управлять информационной емкостью графа и менять значение временного разрешения исследуемого процесса для более полного изучения его деталей. Интерпретация синтезируемого векторного графа как фазовой траектории, а в ряде случаев – фазового портрета, позволяет привлекать аппарат статистической физики, теории динамических систем [32–35].

Определение эволюционных уравнений для состояния исследуемой системы предполагает синхронный анализ фазовых траекторий в фазовых подпространствах магнитного поля и векторов потока частиц солнечного ветра. Однако обсуждение правил объединения дискретных фазовых подпространств на сегодняшний день продолжается. В подобных условиях предлагаемый эмпирический подход реконструкции фазовых траекторий может стать хорошим правилом отбора предлагаемых теоретических моделей. Применение векторных графов физически обосновано в задачах реконструкции динамики процессов в межпланетном пространстве и по информативной емкости сравнимо с фазовой траекторией исследуемой системы.

Точность регистрации и шаг дискретизации доступных первичных временных рядов спутникового мониторинга достаточны для реконструкции фазовых траекторий вектора индукции магнитного поля и вектора скорости частиц солнечного ветра в соответствующих им подпространствах. Основная доля систематических погрешностей реконструкции связана с “выпаданием” серий значений в используемых рядах. Выпадание может быть синхронным по обоим векторам, но в основном потери данных наблюдаются для \vec{V} -компонент. Отобранные меры

количественного описания структуры векторных графов и их маргинальных отображений имеют одинаковую вычислительную сложность, наследуемые от графа типы симметрии, и, важное для решаемых задач, свойство суперпозиции структурных компонент распределения населенности узлов графа. Указанное обстоятельство делает возможным детальное изучение структуры коронарного выброса и ставит на повестку дня предсказание его эволюции в межпланетном пространстве.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках Госзадания МГУ и при частичном финансировании Программы развития МГУ, проект № 23-Ш03-03.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Maiewski E.V., Malova H.V., Popov V.Y., Zelenyi L.M. Ulysses flyby in the heliosphere: Comparison of the solar wind model with observational data // Universe. 2022. V. 8(6). Art.ID. 324. <https://doi.org/10.3390/universe8060324>
2. Koomen M., Detwiler C., Brueckner G. et al. White light coronagraph in OSO-7 // Applied Optics. 1975. V. 14(3). P. 743–751.
3. Chikunova G., Dissauer K., Podladchikova T. et al. Coronal dimmings associated with coronal mass ejections on the solar limb // Astrophysical J. 2020. V. 896(1). Art.ID. 17. <https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab9105>
4. Wilson L.B. III, Brosius A.L., Gopalswamy N. et al. A quarter century of wind spacecraft discoveries // Reviews of Geophysics. 2021. V. 59(2). Art.ID. e2020RG000714. <https://doi.org/10.1029/2020RG000714>
5. Wilson L.B. III. Wind 2020 senior review proposal. https://wind.nasa.gov/docs/Wind_SR2020_proposal.pdf
6. Lepping R., Acuna M., Burlaga L. et al. The wind magnetic field investigation // Space Science Reviews. 1995. 71. P. 207–229.
7. Adhikari L., Khabarova O., Zank G.P. et al. The role of magnetic reconnection–associated processes in local particle acceleration in the solar wind // Astrophysical J. 2019. V. 873(1). Art.ID. 72. <https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab05c6>
8. Bale S., Badman S., Bonnell J. et al. Highly structured slow solar wind emerging from an equatorial coronal hole // Nature. 2019. V. 576(7786). P. 237–242. <https://doi.org/10.1038/s41586-019-1818-7>
9. Alberti T., Consolini G., Carbone V. et al. Multifractal and chaotic properties of solar wind at MHD and kinetic domains: An empirical mode decomposition approach // Entropy. 2019. V.21(3). Art.ID. 320. <https://doi.org/10.3390/e21030320>

10. *Prasad P.K., Gowrisankar A., Saha A. et al.* Dynamical properties and fractal patterns of nonlinear waves in solar wind plasma // *Physica Scripta*. 2020. V. 95(6). Art. ID. 065603. <https://doi.org/10.1088/1402-4896/ab833c>
11. *Godsil C., Royle G.F.* Algebraic graph theory. Part of the book series: Graduate Texts in Mathematics. V. 207. Springer Science & Business Media, 2001.
12. *Kalofolias V.* How to learn a graph from smooth signals // *Artificial intelligence and statistics*. P. 920–929. PMLR, 2016.
13. *Pal M., Samanta S., Ghorai G.* Modern trends in fuzzy graph theory. Springer, 2020.
14. *Cheng S.-W., Cheong O., Lee T. et al.* Fitting a graph to one-dimensional data // *Theoretical Computer Science*. 2021. Iss. 867. P. 40–49.
15. *Daitch S.I., Kelner J.A., Spielman D.A.* Fitting a graph to vector data // Proc. 26th Annual International Conference on Machine Learning. Montreal, Canada. 2009. P. 201–208.
16. *Shugay Y., Slemzin V., Veselovsky I.* Magnetic field sector structure and origins of solar wind streams in 2012 // *J. Space Weather and Space Climate*. 2014. V. 4. Art.ID. A24.
17. *Antonov Y., Zakharov V., Myagkova I. et al.* Structure and dynamics for graphs of interplanetary magnetic field vectors // *Cosmic Research*. 2024. V. 62(2). P. 147–161. <https://doi.org/10.1134/S0010952523600336>
18. *Kilpua E., Isavnin A., Vourlidas A. et al.* On the relationship between interplanetary coronal mass ejections and magnetic clouds // *Annales Geophysicae*. 2013. V. 31(7). P. 1251–1265.
19. *Shaikh Z.I., Raghav A.N.* Statistical plasma properties of the planar and nonplanar ICME magnetic clouds during solar cycles 23 and 24 // *Astrophysical J.* 2022. V. 938(2). Art.ID. 146. <https://doi.org/10.3847/1538-4357/ac8f2b>
20. *Wu C.-C., Gopalswamy N., Lepping R.P. et al.* Characteristics of magnetic clouds and interplanetary coronal mass ejections which cause intense geomagnetic storms // *Terrestrial, Atmospheric & Oceanic Sciences*. 2013. V. 24(2).
21. *Ghag K., Sathe B., Raghav A. et al.* Statistical study of geo-effectiveness of planar magnetic structures evolved within ICME's // *Universe*. 2023. V. 9(8). Art.ID. 350. <https://doi.org/10.3390/universe9080350>
22. *Thalmann J., Dumbović M., Dissauer K. et al.* Tracking magnetic flux and helicity from the Sun to Earth: Multi-spacecraft analysis of a magnetic cloud and its solar source // *Astronomy & Astrophysics*. 2023. V. 669. Art.ID. A72. <https://doi.org/10.1051/0004-6361/202244248>
23. *Manchester W. IV, Kozyra J., Lepri S. et al.* Simulation of magnetic cloud erosion during propagation // *J. Geophysical Research: Space Physics*. 2014. V. 119(7). P. 5449–5464.
24. *Li L., Chen T., Shen C. et al.* Near-surface atmospheric electric field changes through magnetic clouds via coronal mass ejections // *Geoscience Letters*. 2023. V. 10(1). Art.ID. 45. <https://doi.org/10.1186/s40562-023-00299-2>
25. *Cane H., Richardson I.* Interplanetary coronal mass ejections in the near-earth solar wind during 1996–2002 // *J. Geophysical Research: Space Physics*. 2003. V. 108(A4).
26. *Richardson I.G., Cane H.V.* Near-earth interplanetary coronal mass ejections during solar cycle 23 (1996–2009): Catalog and summary of properties // *Solar Physics*. 2010. Iss. 264. P. 189–237.
27. *Antonov J.A., Tsygannov M.V., Suhareva N.A.* Topological properties of satellite monitoring time series for the interplanetary magnetic field // 29th International Symposium on Atmospheric and Ocean Optics: Atmospheric Physics. Moscow, Russia. 2023. V. 12780. P. 1491–1497. <https://doi.org/10.1117/12.2690853>
28. *Landau L.D., Lifshits E.M.* Mechanics. V. 1. CUP Archive, 1960.
29. *McConnell A.J.* Applications of tensor analysis. Courier Corporation, 2014.
30. *Goodman J.W.* Statistical optics. John Wiley & Sons, 2015.
31. *Xie C., Zhong W., Mueller K.* A visual analytics approach for categorical joint distribution reconstruction from marginal projections // *IEEE Transactions on Visualization and Computer Graphics*. 2016. V. 23(1). P. 51–60.
32. *Sadovnikov B., Inozemtseva N., Perepelkin E.* Generalized phase space and conservative systems // *Doklady Mathematics*. 2013. V. 88. P. 457–459.
33. *Perepelkin E.E., Sadovnikov B.I., Inozemtseva N.G. et al.* Universal density matrix for the phase space // arXiv preprint. 2019. <https://doi.org/10.48550/arXiv.1904.04950>
34. *Perepelkin E.E., Sadovnikov B.I., Inozemtseva N.G. et al.* Exact time-dependent solution of the Schroedinger equation, its generalization to the phase space and relation to the gibbs distribution // *Physica Scripta*. 2022. V. 98(1). Art.ID. 015221.
35. *Perepelkin E.E., Sadovnikov B.I., Inozemtseva N.G. et al.* Dispersion chain of quantum mechanics equations // *J. Physics A: Mathematical and Theoretical*. 2023. V. 56(14). Art.ID. 145202. <https://doi.org/10.1088/1751-8121/acbd71>

VECTOR GRAPHS, PHASE TRAJECTORIES AND PORTRAITS OF THE MAGNETIC FIELD AND VELOCITIES OF SOLAR PLASMA PARTICLES IN THE PHASE SPACE OF THE HELIOSPHERE

© 2025 Yu. A. Antonov¹, V. I. Zakharov^{1, 2, 3}, I. N. Myagkova⁴,
N. A. Suhareva^{1, 4, *}, Yu. S. Shugai⁴

¹*Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia*

²*Institute of Atmospheric Physics named after A. M. Obukhov RAS, Moscow, Russia*

³*Schmidt Institute of Physics of the Earth of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

⁴*Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia*

*e-mail: suhareva@phys.msu.ru

The material presented in the paper continues a series of studies on the development of the use of the vector graph method for analyzing the characteristics of complex field and plasma structures generated by the Sun in interplanetary space. With a simplified approach to describing such systems using statistical methods, the collective processes of plasma and field interactions may remain undetected, in particular, complex multicomponent structures in the spatiotemporal distribution functions may be missed. The main problem of statistical methods is the neglect of the order of the states of the system being studied and the loss of information contained in this order. Based on the data blocks obtained by the detectors of the WIND apparatus in the CWE research complex and provided by the Coordinated Data Analyzes Web database, implementations of graphs for magnetic field induction vectors and solar wind particle velocity vectors reconstructed on the basis of experimental samples are discussed. The regimes of magnetic storms, the formation of magnetic clouds, and events associated with coronal mass ejections, both ICME and CME, are considered. The presented new method of synchronized pairs of graphs allows us to move from a phenomenological description of the process to a classification of the types of observed and studied multi-processes based on the structural implementations of graphs.

УДК 523.9

СТАТИСТИКА СОЛНЕЧНЫХ ДЖЕТОВ ВУФ-ДИАПАЗОНА

© 2025 г. И. П. Лобода*, С. А. Богачёв, А. С. Кириченко,
А. А. Рева, А. С. Ульянов

Институт космических исследований Российской академии наук, Москва, Россия

*e-mail: ivan.loboda@cosmos.ru

Поступила в редакцию 04.03.2024 г.

После доработки 12.08.2024 г.

Принята к публикации 12.08.2024 г.

Струеобразные выбросы вещества, иначе называемые джетами, в большом количестве наблюдаются в хромосфере и нижней короне, и представляют значительный интерес с точки зрения их возможной роли в переносе вещества и энергии в атмосфере Солнца. При этом наблюдается несколько групп солнечных джетов, вероятно, имеющих различный механизм формирования и существенно различающихся по своим характеристикам. С целью выделения отдельных групп джетов и отождествления их с различными физическими механизмами, в настоящей работе проводится статистическое исследование полного ансамбля джетов, наблюдавшихся в диапазоне вакуумного ультрафиолета (ВУФ) при помощи *Обсерватории Солнечной Динамики (SDO)* в каналах 171, 193 и 304 Å. Всего было зарегистрировано 212 событий, из которых 26 % отнесены к подмножеству линейных джетов, с вероятным механизмом ускорения магнитоакустическими ударными волнами, и 30 % – к подмножеству спиральных, представляющих собой выбросы мелкомасштабных филаментов. Показано, что указанные группы джетов существенно различаются по своим основным динамическим характеристикам (высота подъёма, начальная скорость движения и время жизни), а также по ширине, связанной с исходной структурой магнитного поля; при этом спиральные джеты также значительно чаще ассоциированы с наличием горячей корональной компоненты. В то же время, обнаруживается третий класс джетов, имеющий промежуточные характеристики, механизм формирования которых остаётся неясным и требует дальнейшего изучения.

DOI: 10.31857/S0023420625010042, EDN: HEFSTI

1. ВВЕДЕНИЕ

В хромосфере и нижней короне Солнца наблюдается большое число сравнительно мелкомасштабных транзиентных явлений, известных под общим названием солнечных джетов и представляющих собой быстрые струеобразные направленные потоки вещества, поднимающиеся над фотосферой [1]. Соответственно, солнечные джеты традиционно вызывают значительный исследовательский интерес с точки зрения их возможной роли в процессах переноса массы и энергии в солнечной атмосфере, однако до сих пор остаётся немало вопросов касательно их детального вклада в эти процессы, а также собственного механизма формирования [2, 3].

Солнечные джеты наблюдаются повсеместно, как в активных областях, так и в областях спокойного Солнца и корональных дырах, значительно

различаясь при этом по масштабу, структуре и динамике. В то же время их изучение во многом усложняется тем, что солнечные джеты обладают значительным разнообразием, как по своим размерам и динамическим характеристикам (рис. 1), так и по температуре и, соответственно, наблюдаются в разных спектральных диапазонах. Вследствие этого возникает сложность в отождествлении структур, наблюдавшихся во множестве спектральных каналов с помощью различных инструментов [4, 5]. При этом, само определение солнечных джетов и их отдельных подвидов остается достаточно широким и связано в первую очередь с видимыми на изображениях Солнца морфологическими структурами без привязки к конкретным физическим механизмам. Таким образом, под это определение потенциально попадает широкий класс процессов в атмосфере Солнца, имеющих, вероятно, различную физическую природу и механизм формирования.

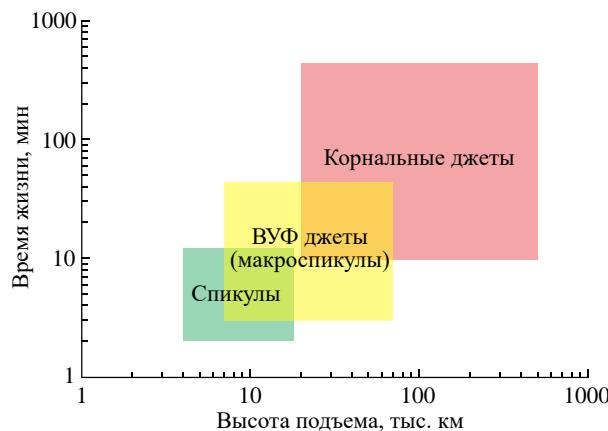


Рис. 1. Различие основных типов солнечных джетов по высоте подъема и времени жизни

Среди основных групп солнечных джетов наиболее мелкомасштабной и в то же время многочисленной разновидностью являются хромосферные спикаулы, имеющие характерные продольные размеры 4–18 тыс. км, поперечные – от 300 до 2500 км, и время жизни в диапазоне 2–12 мин. При этом вещество спикаул является по своим характеристикам преимущественно хромосферным, имеет температуру 7000 до 16000 К и плотность в диапазоне $4 \cdot 10^{10}$ – 10^{12} см⁻³. Скорость их движения сравнительно невелика и составляет 20–60 км/с [6]. Вероятным механизмом формирования спикаул считается вынос хромосферного вещества ударными магнитоакустическими волнами, образующимися при переходе фотосферных звуковых колебаний через резкую (в терминах градиента плотности) границу хромосферы и короны [7, 8].

На противоположном конце спектра находятся значительно более крупные корональные джеты, наблюдаемые преимущественно на рентгеновских изображениях Солнца, что обусловлено высокой температурой их вещества от $4 \cdot 10^5$ до $2.8 \cdot 10^7$ К, в то время как плотность корональных джетов существенно ниже и составляет порядка $7 \cdot 10^8$ – $5 \cdot 10^{10}$ см⁻³. Характерное время жизни корональных джетов находится в диапазоне от 10 мин до 7 ч и более, скорость – от 90 до 1100 км/с, высота подъема составляет порядка 20–500 тыс. км, а ширина – около 6–10 тыс. км [9]. При этом сравнительно недавно был выделен особый подкласс корональных джетов – так называемые джеты-выбросы (blowout jets), для которых характерно спиралевидное движение вещества вокруг центральной оси джета,

порождаемое эruptionью мелкомасштабного волокна (минифиламента) в результате пересоединения удерживавшей его скрученной магнитной трубы с окружающей, преимущественно униполярной, структурой магнитного поля [10]. При такого рода джеты часто имеют существенную более холодную компоненту, которая хорошо видна в спектральных линиях вакуумного ультрафиолета (ВУФ) [11].

Промежуточное положение между хромосферными спикаулами и корональными джетами, как по пространственному и временному масштабу, так и по характерной температуре плазмы, занимают джеты, наблюдаемые в ВУФ-диапазоне. Исторически подобные джеты называются макроспикаулами в связи с тем, что на первых ВУФ-изображениях солнца, полученных космической обсерваторией *Skylab* и имевших сравнительно невысокое угловое разрешение, они были идентифицированы как хромосферные спикаулы, имеющие, однако, существенно больший размер [12]. Таким образом, данный термин отражает в первую очередь визуальное сходство джетов ВУФ-диапазона со спикаулами без привязки к конкретной структуре и вероятному механизму формирования, который остается достоверно не установленным. Часто макроспикаулами называются любые джеты, наблюдаемые в линиях ВУФ, безотносительно их морфологической структуры, что еще больше размывает значение данного термина и усложняет идентификацию джетов.

Также, имеются основания полагать, что по крайней мере часть из наименее крупных ВУФ-джетов действительно представляют собой горячую компоненту наиболее масштабных хромосферных спикаул [13, 5]. Ранее авторами было выделено подмножество джетов ВУФ-диапазона, представляющих собой узкие, коллимированные выбросы вещества, которые в контексте настоящей работы удобно называть линейными. Характерная особенность динамики таких джетов – параболические (т.е. имеющие квадратичную зависимость от времени) профили движения их вершин, не являющиеся, однако, баллистическими и, по всей видимости, возникающие в результате ускорения вещества в соответствии с линейным профилем скорости восходящей магнитоакустической ударной волны аналогично механизму формирования хромосферных спикаул более мелкого масштаба [14, 15]. Соответственно, можно говорить, что именно данная разновидность джетов ВУФ-диапазона больше всего заслуживает наименования макроспикаул.

Джеты ВУФ-диапазона, также как и солнечные джеты в целом, обладают широким разбросом наблюдаемых характеристик. В частности, как уже отмечалось выше, наиболее крупные из них часто идентифицируются с холодными компонентами рентгеновских джетов-выбросов [11]. Соответственно, можно выделить по крайней мере два существенно различных механизма формирования джетов, наблюдаемых в ВУФ-диапазоне: один связан с эruptionью минифиламентов, сопровождающейся существенной перестройкой исходной структуры магнитного поля, другой формируется в результате чисто гидродинамического процесса, в котором роль магнитного поля остается преимущественно пассивной. В результате возникает вопрос об исследовании границы между этими двумя группами джетов и их взаимного отношения – можно ли однозначно разделить эти группы по наблюдаемым характеристикам, и может ли подобное разделение описать все множество джетов, наблюдаемых в ВУФ.

Для ответа на данный вопрос необходимо масштабное статистическое исследование, в котором одинаково хорошо будут представлены все группы джетов, наблюдаемые в ВУФ-диапазоне. В литературе как правило представлены лишь отдельные наблюдения таких джетов, часто побочные к наблюдениям других явлений солнечной активности, а единичные попытки статистического исследования этой разновидности солнечных джетов во всех случаях были существенно ограничены критериями отбора событий для упрощения их идентификации и измерения характеристик [16, 17]. Настоящее исследование направлено на изучение всей популяции солнечных джетов, наблюдаемых в ВУФ-диапазоне, с целью унифицированной регистрации и измерения характеристик наблюдаемых за лимбом событий и выделения всех существующих групп джетов для установления механизмов их формирования и взаимного отношения.

2. ДАННЫЕ И МЕТОДЫ

Наилучшую возможность для подобных статистических исследований в настоящее время предоставляет комплекс телескопов AIA *Обсерватории Солнечной Динамики (SDO)*, проводящей регулярные наблюдения диска и нижней короны Солнца в 7 узких спектральных каналах ВУФ-диапазона [18]. Отличительной особенностью этих наблюдений является их высокое пространственное (1.2 угл. сек, или около 870 км) и временное (от 6 с) разрешение при непрерывно

наблюдаемом полном диске Солнца в поле зрения 41×41 угл. мин.

Для надежной и однозначной идентификации джетов удобнее всего использовать залимбовую область изображений. В настоящем исследовании для идентификации отдельных событий используется канал 304 Å, в котором доминирует линия переходного слоя He II 304 Å, высвечивающая тонкую границу между, как правило, более холодным веществом внутри джета и корональным веществом снаружи. Важно отметить, что за лимбом существенный вклад в этот канал дает также корональная линия иона Si XI, что затрудняет идентификацию тусклых структур за лимбом. Для ее устранения была использована полуэмпирическая модель, предложенная в работе [19].

Для исследования “горячей” (корональной) и “холодной” (хромосферной) компонент джетов дополнительно использовались наблюдения AIA в каналах 171 и 193 Å. В этих каналах может наблюдаваться как горячее вещество джета, видимое в излучении, если его дифференциальная мера эмиссии (ДМЭ) становится сравнимой с ДМЭ спокойной короны по лучу зрения, так и холодное, хромосферное вещество, включающее значительное количество нейтрального водорода, и, видимое в поглощении вследствие его фотоионизации, а также за счет отсутствия коронального вещества в соответствующей области пространства. Соответственно, подобные наблюдения можно интерпретировать либо как признак нагрева части вещества джета за счет мелкомасштабного пересоединения магнитосиловых линий, либо как наличие в составе джета концентрации плотного холодного вещества, обычно – выбрасываемого минифиламента. Помимо этого, в каналах 171 и 193 Å была проведена независимая идентификация событий, не показавшая, однако, наличия джетов, не зарегистрированных в канале 304 Å. Пример одновременного наблюдения джета ВУФ-диапазона в указанных спектральных каналах представлен на рис. 2.

Для исследования было выбрано 4 трехчасовых интервала с 9:00 до 12:00 UT, каждый 14 мая с 2010 по 2014 г., в которых шаг наблюдений AIA по времени во всех используемых спектральных каналах был равномерным и составлял 12 с. Несмотря на то, что *SDO* продолжает работу до настоящего момента, более поздние периоды наблюдения не рассматривались из-за существенной деградации канала 304 Å [20], которая существенно снизила эффективность и, главное, единообразие регистрации джетов за лимбом. На соответствующих изображениях была выделена

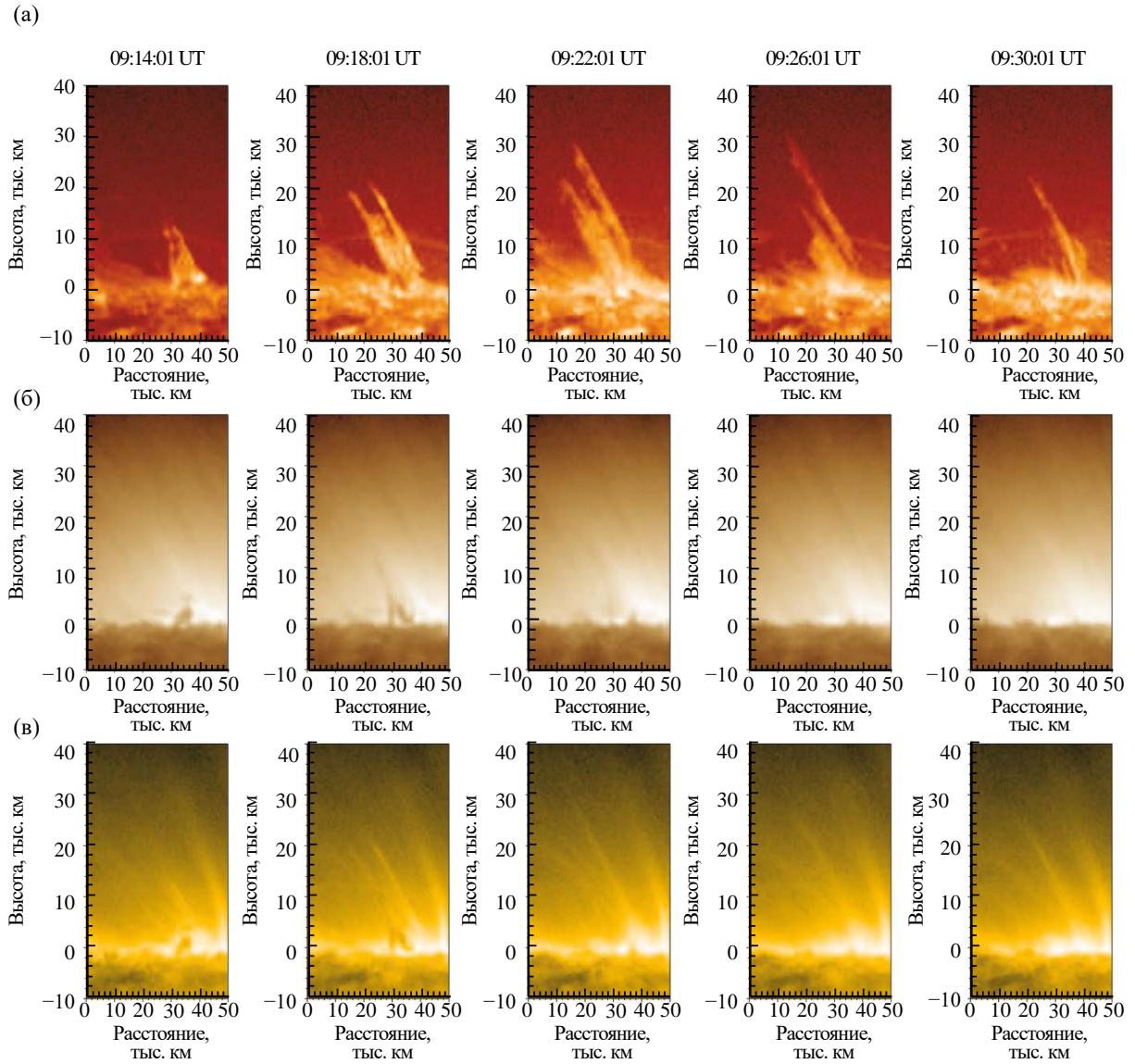


Рис. 2. Пример наблюдений джета-выброса, сформированного эruptionей минифиламента, в каналах 304 Å (а), 171 Å (б) и 193 Å (в) *SDO/AIA*. В каналах 171 и 193 Å (б, в) видно движение холодного вещества минифиламента на начальной стадии движения джета, в то время как в канале 193 Å (в) одновременно виден выброс горячего коронального вещества

залимбовая область, находящаяся от 10 тыс. км ниже лимба до 80 тыс. км над ним, достаточная для наблюдения оснований и полной длины ВУФ-джетов. При этом исключались области, занятые крупномасштабными явлениями активности — активными областями и протуберанцами. Для удобства обработки данных производилось полярное преобразование указанной области, после чего из отдельных изображений составлялись трехмерные массивы (кубы данных)

$$D[\phi, h, t] = \frac{1}{\Delta t} I_t [(R + h) \cos \phi - x_0, (R + h) \sin \phi - y_0],$$

где $I_t[x, y]$ — исходное изображение, полученное в момент времени t ; Δt — время экспозиции; x_0 и y_0 — координаты центра Солнца на изображении; R и h — радиус Солнца и высота над лимбом; ϕ — полярный угол, отсчитываемый от северного полюса Солнца; при этом шаг интерполяции по ϕ и h выбирался в соответствии с угловым разрешением AIA. Последующая обработка подготовленных таким образом наблюдательных данных производилась в полуавтоматическом режиме.

Для надежной регистрации всех наблюдаемых событий за лимбом использовались

синоптические карты на различных высотах h_s , представляющие собой срезы $S[\phi, t] = D[\phi, h_s, t]$. Для сканирования по высоте, а также идентификации и каталогизации отдельных событий на таких картах, был разработан графический интерфейс, позволяющий за короткое время обрабатывать большое количество наблюдательных данных, и, соответственно, набирать статистически значимую выборку событий. После выделения с помощью таких карт области $C = D[\phi_1 : \phi_2, h, t_1 : t_2]$, изолирующей каждое событие по времени и положению на лимбе, строилась карта наибольших по времени интенсивностей $M[\phi, h] = \max C[\phi, h, t]$. Это позволило с хорошей точностью обозначить ось джета и магнитосиловую трубку, в которой заключено его вещество в течение всего наблюдаемого времени жизни, даже в случае интенсивных внутренних движений вещества джета в ходе его развития. Таким образом определялось положение оси джета и ее наклон к нормали, а также ширина самого джета; положение джета на лимбе регистрировалось как точка пересечения его оси с видимым лимбом Солнца.

После этого для изучения продольной динамики движения вещества джета строились пространственно-временные карты, полученные путём усреднения наблюдаемой интенсивности по горизонтальным слоям в пределах магнитосиловой трубы, заключающей в себе вещество джета:

$$T[h, t] = \frac{1}{2\Delta\phi} \sum_{\phi_a - \Delta\phi}^{\phi_a + \Delta\phi} C[\phi, h, t],$$

где $\phi_a = \phi_a(h)$ – положение оси джета; $2\Delta\phi$ – его ширина. Из-за относительно слабой интенсивности излучения джетов по сравнению с излучением спокойной короны было необходимо дополнительно повысить контраст наблюдений. Для этого перед усреднением интенсивности производилось вычитание медианного по времени сигнала в соответствующем спектральном канале, вычисленного в каждой точке короны (ϕ, h) для полного периода наблюдений. С помощью таких пространственно-временных карт измерялись другие основные характеристики джета – высота его подъема, начальная скорость движения и наблюдаемое время жизни, характеризующие общую динамику движения вещества джета вдоль его оси.

Поскольку данное исследование было направлено на статистическое, по возможности наиболее единообразное изучения всего ансамбля ВУФ-джетов, а не на детальное изучение отдельных явлений, регистрировались только указанные выше основные параметры,

характеризующие пространственный масштаб и динамику джетов. Для отождествления наблюдаемых событий с основными известными механизмами формирования, отдельно регистрировалось наличие параболических (по времени) профилей движения вершины джета при общем коллимированном характере движения его вещества – как индикатор механизма ускорения при помощи ударных волн, – и наличие осевого, спиралевидного вращения джета одновременно с выбросом минифиламента в его основании. Соответственно, такие джеты классифицировались как джеты-выбросы. Из-за слабого наблюдаемого поглощения и излучения джетов в “горячих” каналах 171 и 193 Å их динамика в этих каналах не исследовалась детально, регистрировалось только наличие в пределах магнитосиловой трубы джета значимого по сравнению с шумами фонового сигнала снижения или усиления излучения в этих каналах.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

В течение выбранного периода наблюдений было идентифицировано 212 отдельных событий, 65% из которых наблюдались в области спокойного солнца и 35% – в корональных дырах. При этом широтное распределение имеет выраженный пик вблизи полюсов (рис. 3а) за счет большей концентрации джетов в корональных дырах, являвшихся в исследованный период преимущественно полярными. Таким образом, несмотря на меньшее абсолютное число зарегистрированных событий, темп появления джетов в всех возможных классах существенно выше в корональных дырах, что компенсирует сравнительно малую площадь последних относительно областей спокойного Солнца. При этом наклон оси всех зарегистрированных джетов находился, как правило, в пределах $\pm 40^\circ$, что указывает на их связь с преимущественно вертикальной, униполярной конфигурацией магнитного поля вблизи фотосферных концентраций магнитного потока. Помимо этого, полученные данные подтвердили наличие существенной разницы в высоте подъема джетов, наблюдавшихся в корональных дырах и на спокойном солнце (рис. 4б), аналогично обнаруженной ранее зависимости для спикул и макроспикул [8, 21]. При этом данная закономерность одинакова для всех типов зарегистрированных событий, что говорит о равной роли для развития различных классов ВУФ-джетов преимущественно униполярной конфигурации магнитного поля и меньшего гидродинамического

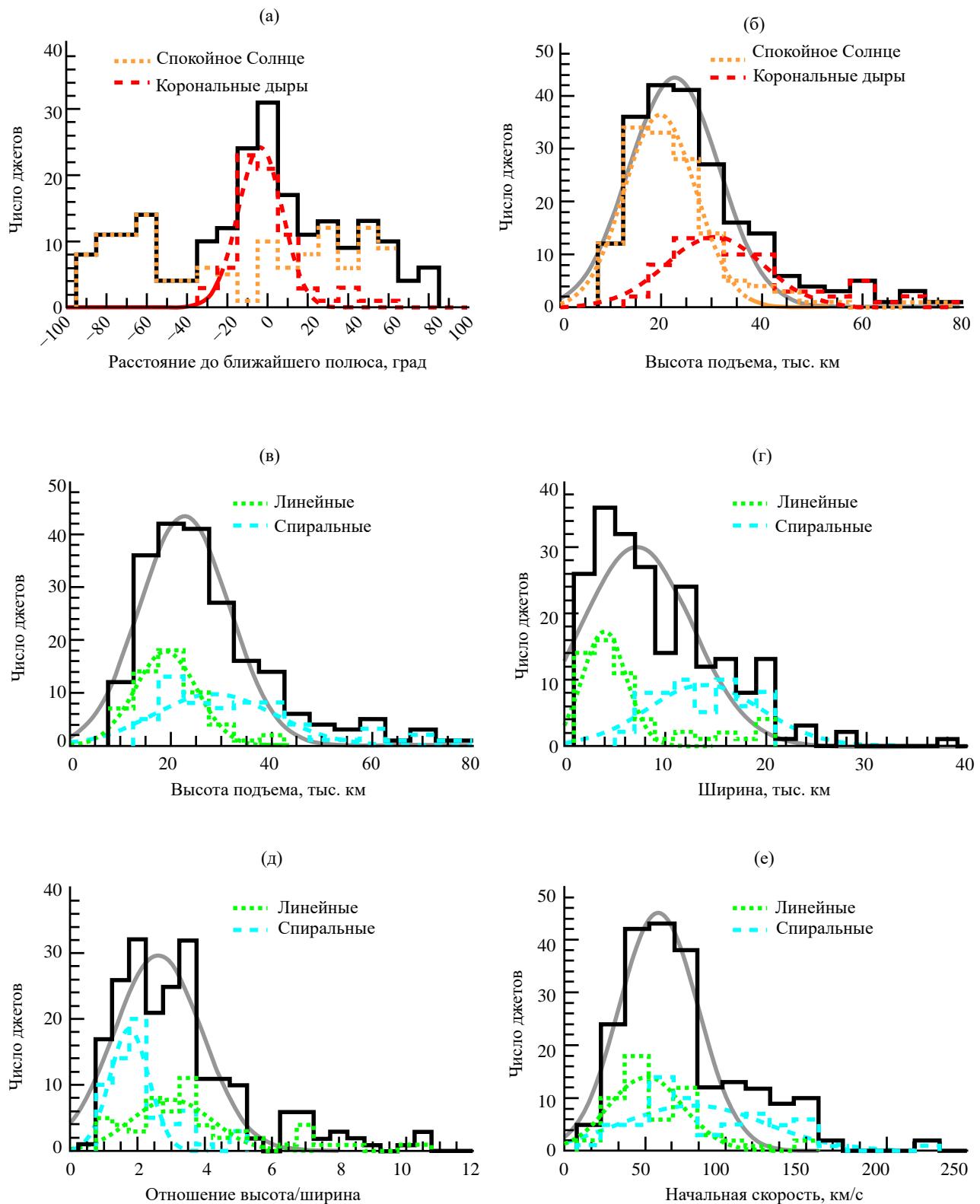


Рис. 3. Распределение основных измеренных характеристик солнечных джетов ВУФ-диапазона. Отдельно показаны джеты, зарегистрированные в областях спокойного солнца и в корональных дырах (а, б), линейные и спиральные джеты (в-ж) и джеты, имевшие заметное поглощение или излучение в каналах 171 и 193 Å (з-к)

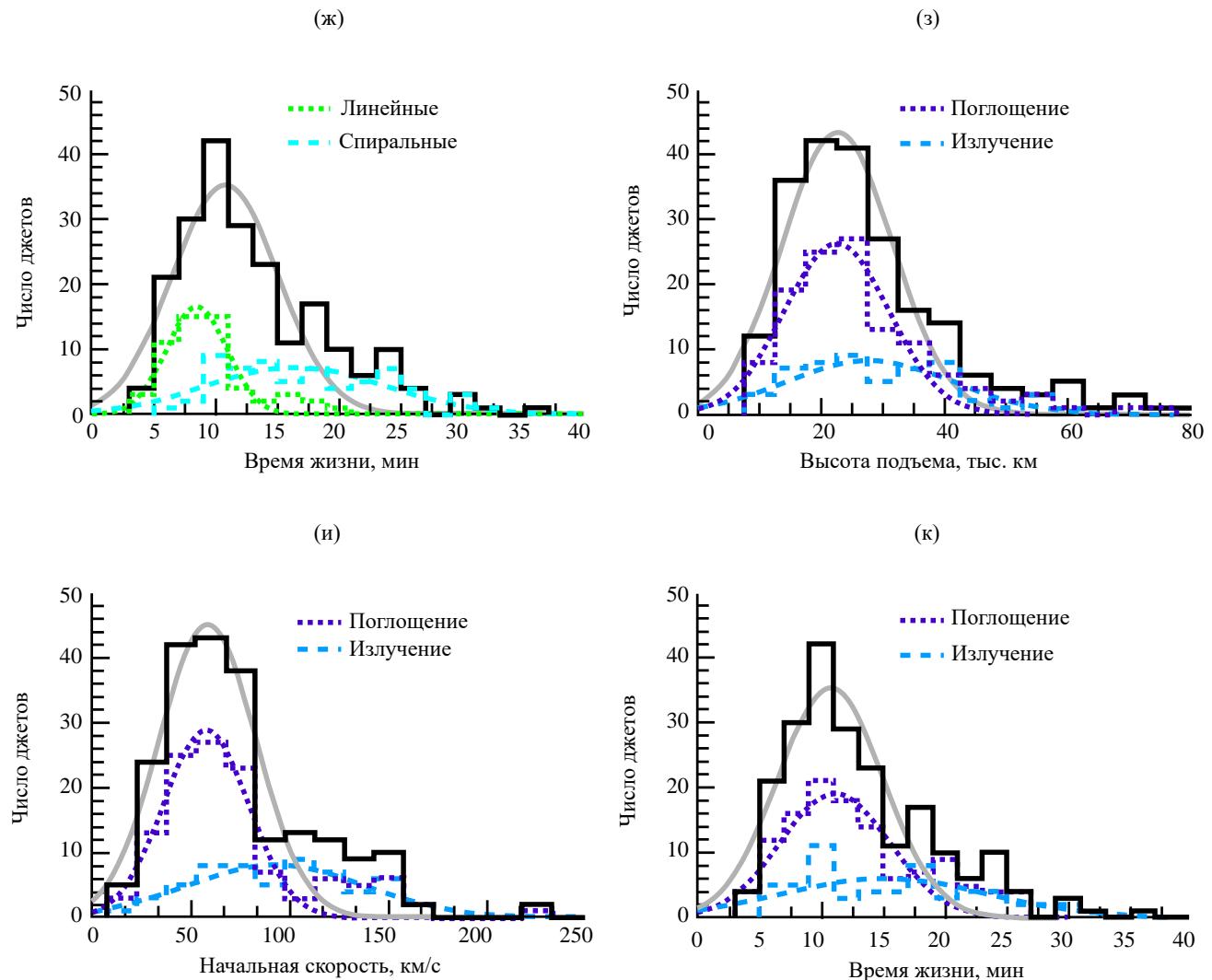


Рис. 3. Окончание

сопротивления окружающей плазмы, характерных для корональных дыр.

Из всех наблюдавшихся событий 56 джетов (26% от общего числа) были идентифицированы как линейные и 63 (30%) как спиральные, причём только 56 из них (26% от общего числа) были ассоциированы с наблюдавшимся выбросом мелкомасштабного минифиламента в их основании, что позволяет дополнительно идентифицировать такие события как джеты-выбросы. При сравнении характеристик двух основных популяций джетов ВУФ-диапазона, приведенных также в таблице, линейные джеты имеют заметно меньшую среднюю высоту подъема – 19 против 29 тыс. км (рис. 4в), ширину магнитной трубы – 4 против 14 тыс. км

(рис. 4г), и при этом существенно большее отношение высоты и ширины джета (рис. 4д), т.е. указанные выше различия не являются следствием одного лишь пропорционального увеличения масштаба джета. Таким образом, линейные джеты – не только менее масштабны, но и гораздо более узкие, коллимированные структуры, что в целом соответствует чисто гидродинамическому характеру движения вещества в магнитной трубке, которая может быть в общем случае сколь угодно узкой, в то время как для джетов-выбросов ширина магнитной трубы принципиально ограничена снизу размером начальной структуры выбрасываемого минифиламента. Последнее обстоятельство также находит отражение в полученных распределениях: наименьшая ширина зарегистрированных

Таблица. Основные измеренные характеристики джетов ВУФ-диапазона, их линейных и спиральных подгрупп (указаны наиболее характерные значения)

Характеристика	Все джеты	Линейные джеты	Сpirальные джеты
Высота подъема, тыс. км	22.7	18.9	28.6
Ширина, тыс. км	7.2	4.0	13.9
Отношение высота/ширина	2.6	3.0	1.8
Начальная скорость, км/с	58.3	50.4	80.0
Время жизни, мин.	10.8	8.4	16.5
Доля от общего числа, %	—	26.4	29.7
Видимость в поглощении, %	57.1	60.7	71.4
Видимость в излучении, %	28.3	10.7	41.3

спиральных джетов составляет 8 тыс. км, что существенно больше не только минимальной, но и средней ширины линейных джетов.

При сравнении динамических характеристик спиральные джеты также обладают существенно большими характерными значениями – их средняя начальная скорость составляет около 80 км/с против 50 км/с для линейных джетов (рис. 3е), следствием чего, в свою очередь, является заметно большее время жизни таких джетов – 16.5 против 8.5 мин (рис. 3ж); что в целом характеризует их как более крупные и энергичные явления активности. Можно отметить, что все полученные распределения для спиральных джетов являются существенно более широкими, чем для линейных, что говорит об их большей вариативности, по всей видимости, обусловленной более сложным механизмом формирования, определяющимся большим количеством внешних факторов и начальных условий. Важным обстоятельством является то, что оставшиеся 45 % из наблюдавшихся джетов нельзя было однозначно отнести ни к одному из указанных выше основных классов по их динамическим и морфологическим характеристикам, при этом по своим основным параметрам, характеризующим их масштаб и общую энергетику, такие джеты занимают промежуточное положение между этими классами.

При исследовании сигнала в “горячих” каналах АIA было обнаружено, что 61 % линейных джетов был виден в поглощении в одном из таких каналов, и только 11 % – в излучении относительно фона невозмущенной короны. Напротив, среди спиральных джетов 71 % был виден в излучении, и 41 % – в поглощении, что говорит о несколько большей суммарной по лучу зрения плотности хромосферного вещества в таких джетах, а также существенно более интенсивном

нагреве вещества до корональных температур. Наиболее вероятным источником такого нагрева может служить процесс мелкомасштабного магнитного пересоединения, по всей видимости участвующий в формировании спиральных джетов. В целом, в канале 171 Å 60 джетов (28 % от общего числа) были видны в излучении, и 98 джетов (46 %) – в поглощении, в то время как в канале 193 Å, отвечающего более высокой температуре излучающей плазмы, 24 джета (11 %) были видны в излучении, и 115 (54 %) – в поглощении. Это может говорить о том, что несмотря на вероятный нагрев вещества в значительной части наблюдаемых джетов, его интенсивность может быть достаточна для достижения корональных температур только у наиболее крупных, энергичных событий, с большей вероятностью относящихся к классу спиральных джетов. Также было показано, что в целом, джеты, видимые в излучении (и, таким образом, ассоциированные с нагревом существенной доли их вещества до корональных температур), имеют лишь незначительно большие высоты подъема по сравнению с джетами, видимыми в поглощении (соответственно, представляющими собой преимущественно потоки холодного вещества; рис. 3з). Последние, однако, характеризуются существенно меньшими скоростями движения (рис. 3и) и временем жизни (рис. 3к), что подтверждает связь общей динамики и энергетики джета с интенсивностью процессов энерговыделения и нагрева плазмы в нем.

Помимо распределений, была также исследована взаимосвязь измеренных характеристик, показавшая наличие существенных корреляций между рядом основных параметров для всех типов джетов. В первую очередь можно отметить выраженную взаимозависимость высоты

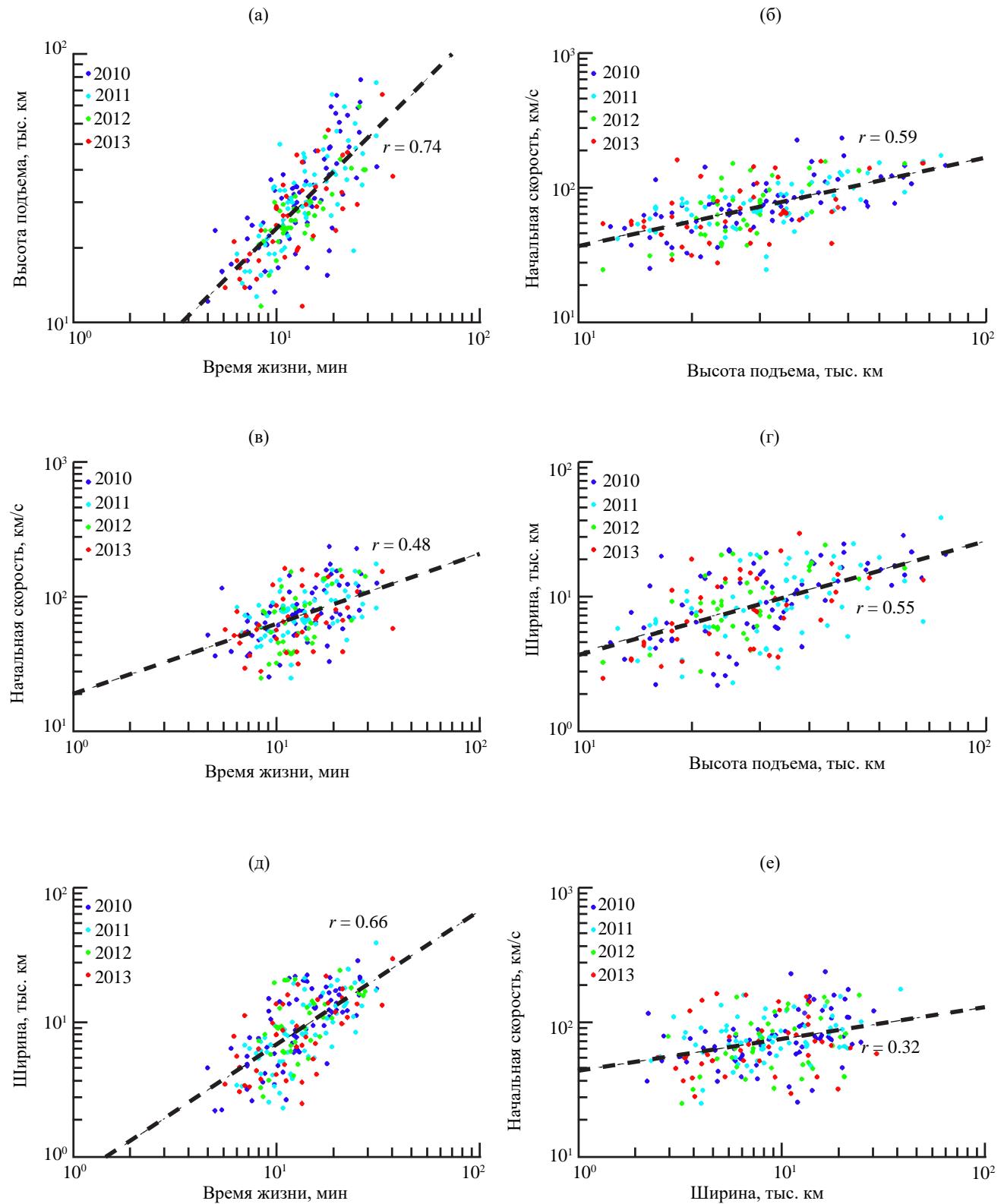


Рис. 4. Наиболее сильные корреляции измеренных характеристик джетов. Цветом показаны годы наблюдения. Штриховыми линиями показаны линейные аппроксимации вместе с соответствующими значениями коэффициента корреляции

подъема, начальной скорости движения и времени жизни джетов (рис. 4а–в), которую можно было бы объяснить эффектами подобия при изменении масштабов наблюдаемых событий. Помимо этого, однако, была обнаружена сильная корреляция высоты подъема и времени жизни джетов с их шириной (рис. 4г, д), и несколько менее выраженная – между шириной и начальной скоростью движения джетов (рис. 4е). Наличие таких корреляций еще раз подчеркивает роль исходной магнитной структуры в преобладающем механизме формирования и общей энергетике джета. Помимо этого, в работе не было зарегистрировано заметной вариации наблюдаемых характеристик джетов с течением солнечного цикла как в плане распределения этих величин, так и с точки зрения их корреляций.

Наконец, при рассмотрении подгруппы спиральных джетов, с точки зрения физического механизма представляющих собой выбросы минифиламентов, интересно сопоставить их с семейством более крупных волокон или протуберанцев, наблюдающихся в большом количестве практически повсеместно на диске или за лимбом, соответственно. Для этой цели был использован массив наблюдений, полученный по данным ВУФ-телескопов ТЕСИС космической обсерватории *КОРОНАС-Фотон* в канале 304 Å и включающий в себя около 400

преимущественно мелкомасштабных спокойных и спокойно-эруптивных протуберанцев [22]. По этим данным была обнаружена связь между временем жизни протуберанцев и рядом иных характеристик, отражающих их масштаб, такими как видимая проекционная площадь, а также полученными в работе оценками объема, массы и гравитационной энергии протуберанцев. При этом наблюдавшийся спектр этих характеристик свидетельствовал о росте числа протуберанцев с уменьшением соответствующего масштаба, что свидетельствовало о вероятном наличии большого числа более мелкомасштабных структур при его экстраполяции в область меньших значений.

Таким образом можно ожидать, что аналогичная закономерность должна обнаруживаться для подгруппы спиральных джетов, наблюдавшихся в настоящей работе. Для оценки массово-энергетических характеристик джетов-выбросов была использована та же оценочная модель, что и в работе [22], при этом для возможности сопоставления результатов была проведена взаимная калибровка интенсивности в каналах 304 Å телескопов АIA и ТЕСИС, отдельно для каждого периода наблюдений, рассматриваемых в настоящей работе, для учета существенной деградации со временем канала 304 Å комплекса АIA. Несмотря на то, что число достоверно зарегистрированных джетов-выбросов было недостаточно

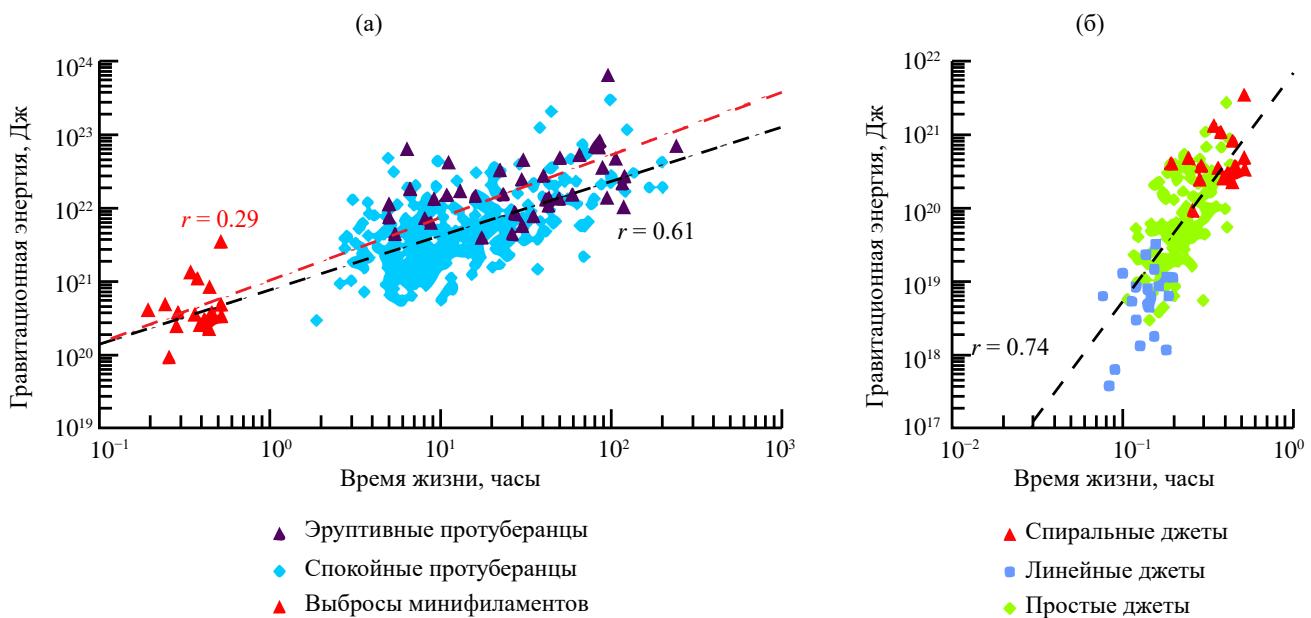


Рис. 5. Взаимозависимость времени жизни и масштаба, выраженного средней гравитационной энергией, для протуберанцев и джетов-выбросов (а), а также для различных групп джетов (б). Штриховыми линиями показаны линейные аппроксимации: красным – для джетов-выбросов, черным – для протуберанцев (а) и всех видов ВУФ-джетов (б)

для формирования статистически-значимой выборки, для них действительно обнаруживается аналогичная зависимость между масштабом события и его временем жизни, хоть и с весьма низким значением коэффициента корреляции (рис. 5а). Более того, зарегистрированные джеты-выбросы с хорошей точностью продолжают зависимость, наблюдавшуюся для более крупных протуберанцев. Стоит отметить, что подобное прямое сравнение может быть не вполне корректно, поскольку в настоящей работе наблюдается лишь вещество выброса, а не находящийся в его основании минифиламент, и регистрируется только время видимого движения за лимбом сформировавшегося в результате джета. Вероятно, настолько хорошее соответствие может быть объяснено эффектами подобия, а также тем, что для менее масштабных структур длительность выброса может быть сравнима со временем жизни самого минифиламента.

В то же время, если рассматривать зависимость “время жизни – масштаб” для всего множества исследованных джетов, обнаруживается схожая закономерность, имеющая, однако, существенно отличный показатель степени от вышеописанной (рис. 5б). При этом джеты, идентифицированные как линейные, занимают область наименьших масштабов, а спиральные джеты-выбросы, напротив, имеют наибольшие значения времени жизни и энергии, в то время как значительная часть зарегистрированных джетов, не принадлежащая ни к одной из основных групп, представляет собой постепенный переход от одной группы к другой. Это ещё раз указывает на наличие важной, переходной, разновидности джетов ВУФ-диапазона с неясным пока механизмом формирования, без детального изучения которой, в первую очередь с точки зрения понимания их физической природы, невозможно полное описание всего множества солнечных джетов.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе было проведено статистическое исследование всей популяции солнечных джетов, наблюдавшихся в ВУФ-диапазоне, с целью выделения различных групп, различающихся по механизму формирования. Показано, что линейные джеты, для которых наиболее вероятным является механизм ускорения вещества ударной волной, и спиральные, представляющие собой выбросы минифиламентов, существенно отличаются по своим основным пространственным и динамическим характеристикам, в первую

очередь – по ширине, что говорит о важности исходной топологии магнитной структуры при формировании указанных групп джетов. При этом показано наличие промежуточной группы джетов – переходной по своим характеристикам между линейными и спиральными, для которой вероятный механизм формирования остаётся неустановленным. Таким образом, требуется дальнейшее, более подробное изучение данного подмножества джетов ВУФ-диапазона с целью установления их физической природы и взаимного отношения с другими видами солнечных джетов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке гранта Российской научного фонда (проект № 21-72-10157).

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Shen Y.* Observation and modelling of solar jets // Proc. the Royal Society A. 2021. V. 477. Iss. 2246. Art. ID20200217. <https://doi.org/10.1098/rspa.2020.0217>.
2. *De Pontieu B., McIntosh S.W., Carlsson M. et al.* The origins of hot plasma in the solar corona // Science. 2011. V. 331. Iss. 6013. P. 55–58. <https://doi.org/10.1126/science.1197738>.
3. *Loboda I.P., Bogachev S.A.* Plasma dynamics in solar macrospicules from high-cadence extreme-UV observations // Astron. Astrophys. 2017. V. 597. Iss A78.0. P. 1963–1980. <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201527559>.
4. *Wang H.* Comparison of H α and He II λ 304 Macrospicules // The Astrophysical J. 1998. V. 509. Iss. 1. Art.ID461. <https://doi.org/10.1086/306497>.
5. *Skogsrud H., Rouppe van der Voort L., De Pontieu B. et al.* On the temporal evolution of spicules observed with IRIS, SDO, and Hinode // The Astrophysical J. 2015. V. 806. Iss. 2. Art.ID170. <https://doi.org/10.1088/0004-637X/806/2/170>.
6. *Sterling A.C.* Solar spicules: a review of recent models and targets for future observations // Solar Physics. 2000. V. 196. P. 79–111. <https://doi.org/10.1023/A:1005213923962>.
7. *De Pontieu B., McIntosh S., Hansteen V.H. et al.* A tale of two spicules: the impact of spicules on the magnetic chromosphere // Publications of the Astronomical Society of Japan. 2007. V. 59. Iss. sp3. P. S655–S652. <https://doi.org/10.1093/pasj/59.sp3.S655>.

8. Pereira T.M.D., De Pontieu B., Carlsson M. Quantifying spicules // *The Astrophysical J.* 2012. V. 759. Iss. 1. Art.ID18. <https://doi.org/10.1088/0004-637X/759/1/18>.
9. Raouafi N.E., Patsourakos S., Pariat E. et al. Solar coronal jets: observations, theory, and modeling // *Space Science Reviews*. 2016. V. 201. Art.ID1–53. <https://doi.org/10.1007/s11214-016-0260-5>.
10. Moore R.L., Cirtain J.W., Sterling A.C. et al. Dichotomy of solar coronal jets: standard jets and blowout jets // *The Astrophysical J.* 2010. V. 720. Iss. 1. Art.ID757. <https://doi.org/10.1088/0004-637X/720/1/757>.
11. Moore R.L., Sterling A.C., Falconer D.A. et al. The cool component and the dichotomy, lateral expansion, and axial rotation of solar X-ray jets // *The Astrophysical J.* 2013. V. 769. Iss. 2. Art.ID134. <https://doi.org/10.1088/0004-637X/769/2/134>.
12. Bohlin J.D., Vogel S.N., Purcell J.D. et al. A newly observed solar feature-Macrospicules in He II 304 Å // *Astrophysical J.* 1975. V. 197. Pt. 2. P. L133–L135. <https://doi.org/10.1086/181794>.
13. Pereira T.M.D., De Pontieu B., Carlsson M. et al. An interface region imaging spectrograph first view on solar spicules // *The Astrophysical J. Letters*. 2014. V. 792. Iss. 1. Art.ID L15. <https://doi.org/10.1088/2041-8205/792/1/L15>.
14. Loboda I.P., Bogachev S.A. What is a Macrospicule? // *Astrophys. J.* 2019. V. 871. Iss. 2. Art.ID230. <https://doi.org/10.3847/1538-4357/aafa7a>.
15. Loboda I.P., Bogachev S.A. A statistical study of linear jets in the low solar corona // *Astronomical and Astrophysical Transactions*. 2019. V. 31. Iss. 2. P. 199–208.
16. Bennett S.M., Erdélyi R. On the statistics of macrospicules // *The Astrophysical J.* 2015. V. 808. Iss. 2. Art. ID135. <https://doi.org/10.1088/0004-637X/808/2/135>.
17. Kiss T.S., Gyenge N., Erdélyi R. Systematic variations of macrospicule properties observed by SDO/AIA over half a decade // *The Astrophysical J.* 2017. V. 835. Iss. 1. Art.ID47. <https://doi.org/10.3847/1538-4357/aa5272>.
18. Lemen J.R., Title A.M., Akin D.J. et al. The atmospheric imaging assembly (AIA) on the solar dynamics observatory (SDO) // *Solar Physics*. 2012. V. 275. P. 17–40. <https://doi.org/10.1007/s11207-011-9776-8>.
19. Loboda I., Reva A., Bogachev S. et al. Separating He II and Si XI Emission Components in Off-limb 304 Å Observations // *Solar Physics*. 2023. V. 298. Iss. 11. Art.ID136. <https://doi.org/10.1007/s11207-023-02230-6>.
20. Boerner P.F., Testa P., Warren H. et al. Photometric and thermal cross-calibration of solar EUV instruments // *Solar Physics*. 2014. V. 289. P. 2377–2397. <https://doi.org/10.1007/s11207-013-0452-z>.
21. Bogachev S.A., Loboda I.P., Reva A.A. et al. Difference in the Characteristics of Solar Macrospicules at Low and High Latitudes // *Astron. Lett.* 2022. V. 48. Iss. 1. P. 47–54. <https://doi.org/10.1134/S1063773722010029>.
22. Loboda I.P., Bogachev S.A. Quiescent and eruptive prominences at solar minimum: a statistical study via an automated tracking system // *Solar Physics*. 2015. V. 29. <https://doi.org/10.1007/s11207-015-0735-7>.

STATISTICS OF SOLAR EUV JETS

© 2025 I. P. Loboda*, S. A. Bogachev, A. S. Kirichenko,
A. A. Reva, A. S. Ulyanov

Space Research Institute, Moscow, Russia

*e-mail: ivan.loboda@cosmos.ru

Collimated ejecta of matter, otherwise known as jets, are observed in large numbers in the chromosphere and lower corona of the Sun, and are of great interest in relation to their possible role for the transport of matter and energy in the solar atmosphere. These jets are subdivided into several groups characterized by different formation mechanisms and substantial variation of their characteristics. In order to distinguish separate groups of jets and identify them with respective formation mechanisms, we performed a statistical study of the full ensemble of solar extreme ultraviolet (EUV) jets using observations from the Solar Dynamics Observatory (SDO) in the 171, 193, and 304 Å channels. We identified a total of 212 such events, of which 26 % were classified as linear jets, probably generated by magnetoacoustic shocks, and 30 % as helical jets, representing small-scale filament eruptions. We found that these two groups differ significantly in their major dynamic characteristics (maximum height, initial velocity, and lifetime), as well as in their widths that are closely related to the underlying magnetic field structure, while helical jets were also shown to be much more frequently associated with the presence of hot coronal component. At the same time, we found a third class of jets with intermediate characteristics and unknown formation mechanism, requiring further study.

УДК 523.9-355

ИССЛЕДОВАНИЕ КРАСНОЙ КОРОНАЛЬНОЙ ЛИНИИ С ВЫСОТОЙ ПО ВНЕЗАТМЕННЫМ НАБЛЮДЕНИЯМ ЗА 24-Й СОЛНЕЧНЫЙ ЦИКЛ

© 2025 г. С. А. Гусева*, А. Д. Шрамко**

Горная астрономическая станция

Главной (Пулковской) астрономической обсерватории РАН, Кисловодск, Россия

*e-mail: svugal@yandex.ru

**e-mail: a_shramko@inbox.ru

Поступила в редакцию 14.02.2024 г.

После доработки 11.03.2024 г.

Принята к публикации 13.03.2024 г.

В статье представлены результаты исследований эмиссионной корональной линии $\lambda = 6374 \text{ \AA}$ (FeX) за период 24-го цикла активности Солнца. Спектральные данные получены на внезатменном коронографе системы Лио, установленном на Горной астрономической станции Главной астрономической обсерватории РАН (ГАС ГАО РАН), близ г. Кисловодска. На основе обработки результатов внезатменных наблюдений создана база данных трех видов ежедневных корональных карт с распределением по высоте h от $1 R_{\odot}$ до $1.38 R_{\odot}$ (R_{\odot} – радиус Солнца) значений интенсивности красной линии (I_{6374}). На протяжении всего солнечного цикла найдены спектральные наблюдения, демонстрирующие доплеровский сдвиг вдоль красной линии $\lambda = 6374 \text{ \AA}$. Проведены вычисления протяженности красной линии от позиционного угла Солнца. Показано, что максимальное значение средней протяженности корональной линии по всему лимбу приходится на ветвь подъема 24-го цикла солнечной активности. Для разных фаз рассматриваемого солнечного цикла (для ветви подъема, периода максимума, ветви спада и минимума солнечной активности) и для разных областей активности Солнца построены и интерпретированы зависимости изменения с высотой значений I_{6374} . Проведен регрессионный анализ полученных соотношений. Представлены уравнения регрессии. Изменения I_{6374} с высотой для полярных областей (для всех фаз цикла кроме максимума и ветви спада) и для средних широт (для минимума активности) с наибольшей вероятностью имеют логарифмическую зависимость, а аппроксимирующие кривые тренда для остальных широтных зон определяются степенной функцией третьего порядка.

DOI: 10.31857/S0023420625010054, EDN: HEENKD

1. ВВЕДЕНИЕ

Примерно один раз в год и только несколько минут (≤ 7 мин) на Земле можно наблюдать удивительное астрономическое событие – корону Солнца, которая в виде серебристо-жемчужного сияния вспыхивает во время полного солнечного затмения. Научные исследования солнечной короны начались после наблюдения солнечного затмения 8.VII.1842. Позднее для изучения короны Солнца были задействованы фотографические и спектроскопические методы анализа. Наблюдение и изучение солнечной короны является важнейшей задачей в солнечной физике. И благодаря изобретению в 1930 г. французским

астрономом Б. Лио (фр. Bernard Lyot) внезатменного коронографа [1], наблюдения короны Солнца стали возможны не только во время редких полных солнечных затмений в узкой полосе местности прохождения полной фазы. Применение коронографа системы Лио позволило швейцарскому астроному М. Вальдмайеру (англ. Max Waldmeier) в 1939 г. приступить к систематическим корональным наблюдениям на горе Ароза [2]. В этом же году немецкий астрофизик В. Гротриан (нем. Walter Robert Wilhelm Grotian) доказал принадлежность красной спектральной линии, которую наряду с другими корональными линиями не могли отождествить в течение

70 лет, к сильно ионизированному атому железа – FeX [3] с потенциалом ионизации 233 эВ. Таким образом, было показано, что для генерации излучения в корональных линиях необходимы температуры порядка 10⁶ К [4]. Красная линия $\lambda = 6374 \text{ \AA}$ не такая яркая, как зеленая $\lambda = 5303 \text{ \AA}$ (FeXIV), и, к сожалению, не все обсерватории включали в свои программы наблюдений эту линию. Непрерывные наблюдения линии $\lambda = 6374 \text{ \AA}$ проводились в следующих обсерваториях: в Швейцарии (1939 г.) – Ароза (нем. Arosa), во Франции (1947 г.) – Пик-дю-Миди (фр. Pic du Midi), в США (1949 г.) – Сакраменто Пик (англ. Sacramento Peak), в СССР (1952 г.) – ГАС ГАО РАН [5], в Чехословакии (1964 г.) – Ломницки Штит (словацк. Lomnický štít). Несмотря на то, что созданная в XX в. всемирная сеть корональных станций перестала существовать, изучение спектральной короны актуально и сегодня. Солнечная корона – это источник солнечного ветра, и регулярные наблюдения за изменением интенсивности корональной линии по позиционному углу и высоте позволяют более глубоко понять закономерности солнечной активности, ее влияние на космическую погоду. Исследование интенсивности запрещенных корональных линий представляет собой большой интерес для изучения физических процессов, происходящих в атмосфере Солнца, для прогнозирования изменений геомагнитной и солнечной активности (СА). По единой международной методике обработки корональных линий, которая была предложена М. Н. Гневышевым [6], интенсивность линии измеряется на определенной высоте $h = 1.04 R_{\odot}$. Эта методика обработки данных спектральной короны Солнца на ГАС ГАО РАН соблюдается по сей день, а другие обсерватории в последние годы своих наблюдений перестали ее придерживаться. Например, обсерватория Ломницки Штит проводила измерения I_{6374} на $h = 1.06 R_{\odot}$, а Сакраменто Пик – на $h = 1.15 R_{\odot}$. Особенности распределения I_{6374} вдоль лимба на других высотах от фотосферы Солнца не входили в “Службу Солнца”, и поэтому таких работ было меньше особенно за большие периоды времени [7–16]. Часто такие исследования проводили по спектральным данным, полученным во время затмения Солнца [11, 13].

Ранее авторами было проведено исследование радиального распределения корональной линии $\lambda = 6374 \text{ \AA}$ в период минимума СА [17]. За 2009 г. были получены кривые изменения интенсивности красной линии на разной высоте от лимба Солнца для полярных, среднеширотных

и экваториальных областей. Работа была продолжена для целого солнечного цикла.

Цель настоящей работы – исследование изменения параметров корональной линии $\lambda = 6374 \text{ \AA}$ с высотой от $1 R_{\odot}$ до $1.38 R_{\odot}$ на большом наблюдательном материале.

2. НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЙ МАТЕРИАЛ

В настоящей работе использовались спектральные данные красной корональной линии $\lambda = 6374 \text{ \AA}$ (FeX), полученные за период 24-го цикла СА на внезатмленном коронографе системы Лио ГАС ГАО РАН [18]. За данный период (2010–2019 гг.) в среднем за год корональных наблюдений было 180 дней. Надо отметить, что в 24-м цикле СА было наибольшее число дней корональных наблюдений по сравнению с другими циклами СА [18]. Для фотографирования спектра короны использовались цифровые камеры Canon EOS 450D и 600D. В результате обработки, в соответствии с программой по “Службе Солнца”, вычисляют интенсивности корональных линий (I_{5303} и I_{6374}) в абсолютных единицах (абс. ед.), выраженные в миллионных долях энергии, заключающейся в интервале шириной 1 \AA непрерывного спектра центра Солнца, которые измеряются на расстоянии 40" от фотосферы Солнца [6]. На рис. 1 представлен временной ряд 24-го цикла спектральной короны I_{6374} (абс. ед.) по этим данным. Спектральные наблюдения

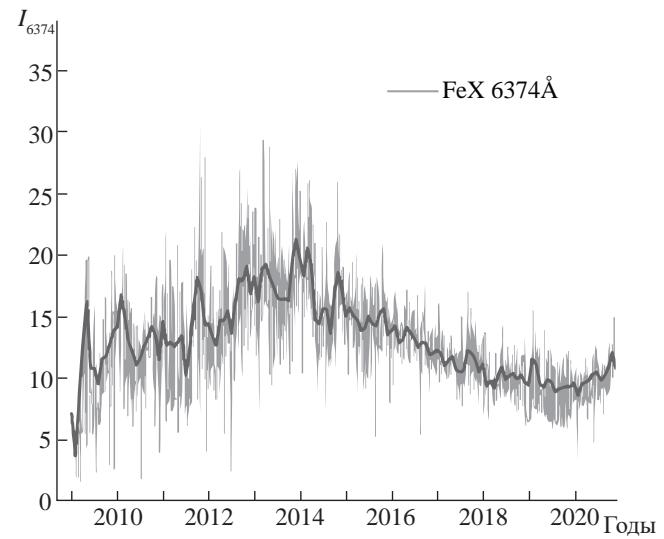


Рис. 1. Изменение интенсивности корональной линии $\lambda = 6374 \text{ \AA}$ (FeX) за 24-й цикл СА. Тонкой линией показаны ежедневные значения I_{6374} (абс. ед.) усредненные по всему лимбу, а толстой линией – их среднемесячные значения

Горной астрономической станции ГАО РАН позволяют делать измерения I_{6374} вдоль линии до высоты $6'$ ($1.38 R_{\odot}$).

3. ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ КОРОНАЛЬНЫХ СПЕКТРОВ

За 10 лет было обработано 1822 дней наблюдений красной спектральной короны. Общее количество обработанных кадров составило 131184. Анализ цифровых фотографий показал, что, как и на зеленом участке спектра [19–20], в красном спектре есть дни, где наблюдаются интенсивные излучения в нескольких линиях. М. Н. Гневышев назвал такое явление импульсами корональной активности. Эти импульсы корональной активности сопровождаются эруптивными протуберанцами, такими, как “серджи” (англ. surges), в которых наблюдаются быстрые изменения и интенсивные движения. Большинство из них связано со вспышками. На рис. 2а показан спектр излучения такого эруптивного протуберанца в линии $\text{H}\alpha$ ($\lambda = 6563 \text{ \AA}$) и в линии излучения триплета Mg ($\lambda = 5167 \text{ \AA}$, $\lambda = 5173 \text{ \AA}$, $\lambda = 5184 \text{ \AA}$) за 14.III.2014, где зеленый спектр наблюдался в 9:42, а красный – в 9:36 UT. Такие транзиентные события на Солнце редки и трудноуловимы, они характеризуются широким диапазоном пространственных и временных масштабов – от эруптивных протуберанцев до масштабов корональных выбросов масс (англ. CME – Coronal Mass Ejection). Для примера на рис. 2б показан спектр в красном диапазоне излучения в нескольких линиях за 30.X.2014. Ранее [19] за эту дату был представлен спектр с импульсами корональной активности в зеленом диапазоне длин волн. На рис. 2б зафиксирован редкий момент, когда одновременно видно излучения корональной линии $\lambda = 6374 \text{ \AA}$ и хромосферных линий $\text{H}\alpha$ ($\lambda = 6563 \text{ \AA}$), и BaII ($\lambda = 6497 \text{ \AA}$). Во время солнечной вспышки или коронального выброса масс на Солнце происходит интенсивное излучение в широком диапазоне длин волн, включая как видимую область спектра, так и ультрафиолет, рентгеновский и радиодиапазоны. Во время таких транзиентных событий на Солнце, спектральные линии могут иметь различную интенсивность и профиль, поэтому их параметры и свойства могут изменяться в зависимости от характеристик и интенсивности вспышки или выброса. Корональная линия $\lambda = 6374 \text{ \AA}$, как и линия $\lambda = 5303 \text{ \AA}$ [19] во время излучения таких импульсов корональной активности имеет неоднородную структуру вдоль линии (рис. 2а, б).

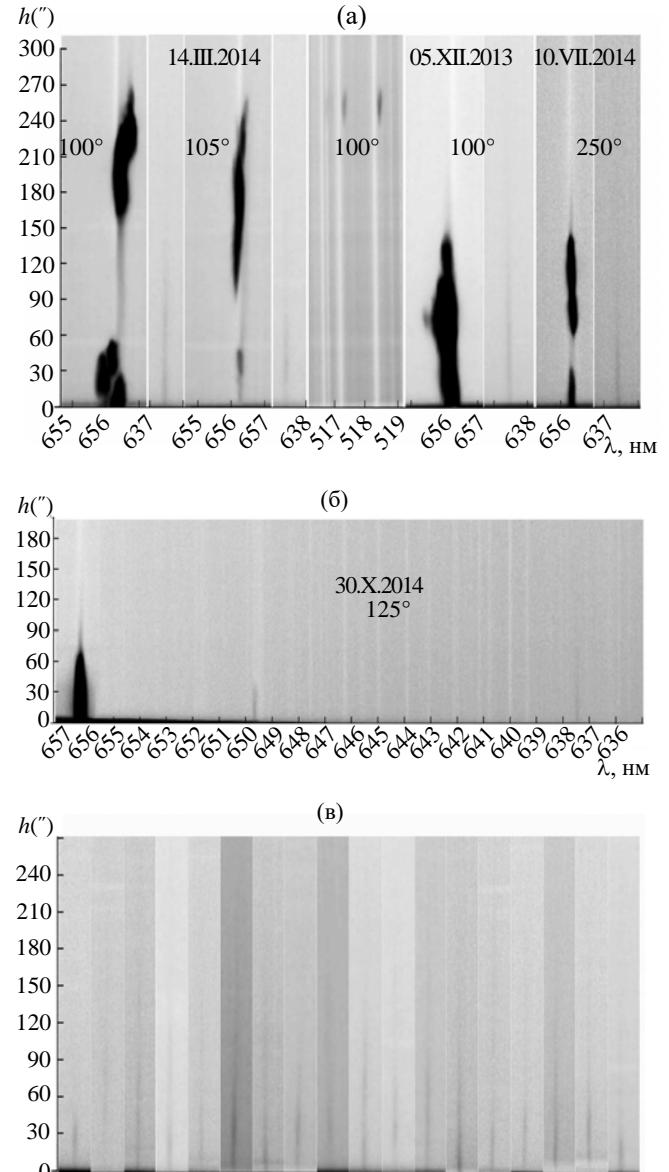


Рис. 2. Панель (а) – примеры неоднородной корональной линии $\lambda = 6374 \text{ \AA}$ во время излучения эруптивного протуберанца типа “серджа” в линии $\text{H}\alpha$ ($\lambda = 6563 \text{ \AA}$) и в линии излучения триплета Mg ($\lambda = 5167 \text{ \AA}$, $\lambda = 5173 \text{ \AA}$, $\lambda = 5184 \text{ \AA}$). Указана дата и позиционный угол; панель (б) – пример спектра с излучением в корональной линии $\lambda = 6374 \text{ \AA}$, $\text{H}\alpha$ ($\lambda = 6563 \text{ \AA}$) и Ba ($\lambda = 6497 \text{ \AA}$), где 125° – позиционный угол; панель (в) – примеры неоднородностей вдоль корональной линии $\lambda = 6374 \text{ \AA}$ над активными областями около лимба

Неоднородная структура вдоль красной линии наблюдается чаще, чем в зеленой линии (рис. 2в). В отличие от зеленой линии, где присутствуют несколько ярких сгустков, которые напоминают зерна, нанизанные на эту линию [19], вдоль красной линии неоднородности имеют другой вид. У основания красная линия яркая и широкая,

а затем резко теряет интенсивность. Она может расширяться еще больше. Имеет место сильная асимметрия линии, наблюдаются сдвиги в одну и в другую сторону вдоль линии, такие доплеровские смещения линии $\lambda = 6374 \text{ \AA}$ были получены и описаны автором во время наблюдения солнечного затмения 29.III.2006 [11]. Полученные во время затмения спектральные кадры красной линии наблюдались над активной областью, где высота спектра на одном кадре охватывала область от $1 R_{\odot}$ до $1.5 R_{\odot}$, а на другом кадре от $1.02 R_{\odot}$ до $1.86 R_{\odot}$ от видимого центра Солнца. Когда группа пятен находится на лимбе Солнца, в середине красной корональной линии может присутствовать относительно большой яркий сгусток. Или аналогично, как для зеленой линии, несколько ярких сгустков, но они не явно выраженные, таких наблюдений меньше, чем в зеленом спектре [19]. По-видимому, неоднородности вдоль красной и зеленой линий имеют разную природу. Излучение красной спектральной короны происходит преимущественно в областях с открытыми структурами магнитного поля (МП), а зеленая корона в линии $\lambda = 5303 \text{ \AA}$ излучается структурами, в которых доминируют активные области и связанные с ними закрытые конфигурации МП (корональные петли), и отвечает за более горячую плазму [7–9]. Красная линия $\lambda = 6374 \text{ \AA}$ излучается из более холодной плазмы, которая присутствует практически во всей солнечной короне, включая корональные дыры.

4. МЕТОДЫ И РЕЗУЛЬТАТЫ ОБРАБОТКИ КРАСНОЙ КОРОНАЛЬНОЙ ЛИНИИ

Каталоги ежедневных корональных карт

С помощью пакета IDL6.1 (англ. Interactive Data Language) была написана компьютерная программа для обработки спектральных корональных данных красной линии $\lambda = 6374 \text{ \AA}$. Вычисления I_{6374} проводились от лимба, начиная с высоты $h = 2''$ и с шагом $2.5''$ вдоль линии до конца кадра. Высота спектра на кадрах в зависимости от позиционного угла меняется от $320''$ до $500''$. Кадры с наименьшей высотой спектра охватывают лишь полярные широты Солнца. В результате обработки внезатменных корональных наблюдений была создана база данных трех видов ежедневных корональных карт с I_{6374} на высоте от $1 R_{\odot}$ до $1.32 R_{\odot}$:

- карты с нанесенными изолиниями значений I_{6374} на разной высоте от лимба Солнца (рис. 3а);

- карты изменения с высотой значений I_{6374} в виде градации серого (рис. 3б);

- 3D-карты I_{6374} на определенной высоте (рис. 3в). На этих 3D-картах нанесены значения I_{6374} за все дни, которые наблюдались в данном полуобороте Солнца. Для сравнения представлены 3D-карты интенсивности спектральной короны на высоте $h = 40''$ (рис. 3в).

На рис. 3 показаны примеры ежедневных корональных карт на ветви подъема, в максимуме, и на ветви спада 24-го цикла СА, где подобраны дни с разной конфигурацией спектральной короны. Для наглядности разные виды карт показаны для одного и того же дня. На данных картах (рис. 3а) видно, что в большинстве случаев до высоты $h = 70''$ изолинии I_{6374} могут менять свою конфигурацию с высотой. Чем меньше высота, тем больше хаотичность изолиний. Так же, как и на картах для I_{5303} [19] наблюдается смещение максимума изолиний I_{6374} , но оно не такое отчетливое и встречается реже. Например, на карте за 2.II.2010 в SW (англ. Southwest) квадранте до $h = 100''$ максимум хоть и имеет небольшие скачки, но он ближе к полюсу, а затем он на 10° отклоняется к экватору. В работе [21] исследовалось отклонение от радиального направления корональных лучей в белом свете в зависимости от фазы цикла СА, с использованием данных широкоугольного коронографа LASCO C2 (англ. Large Angle and Spectrometric Coronagraph) космической обсерватории *SOHO* (англ. *Solar and Heliospheric Observatory*). Как и для корональных лучей в белом свете, максимумы интенсивности спектральной линии $\lambda = 6374 \text{ \AA}$ на разных высотах (“красные лучи”) имеют отклонения в направлении более высоких или более низких широт. Таким образом, построенные карты наглядно показывают отклонение “красного луча” с высотой от радиального направления, но больших углов наклона до $25\text{--}35^{\circ}$, как для корональных лучей в белом свете [21], не наблюдается.

Неоднородности вдоль линии хорошо видны на картах рис. 3б. Анализ каталогов ежедневных корональных карт (рис. 3) показал, что в начале 24-го цикла СА значения I_{6374} , как и для I_{5303} , преобладают в северном полушарии Солнца, то есть имеет место асимметрия появления активных областей (АО) в пользу северного полушария. Такая же асимметрия наблюдается в площадях солнечных пятен (<http://solarstation.ru>).

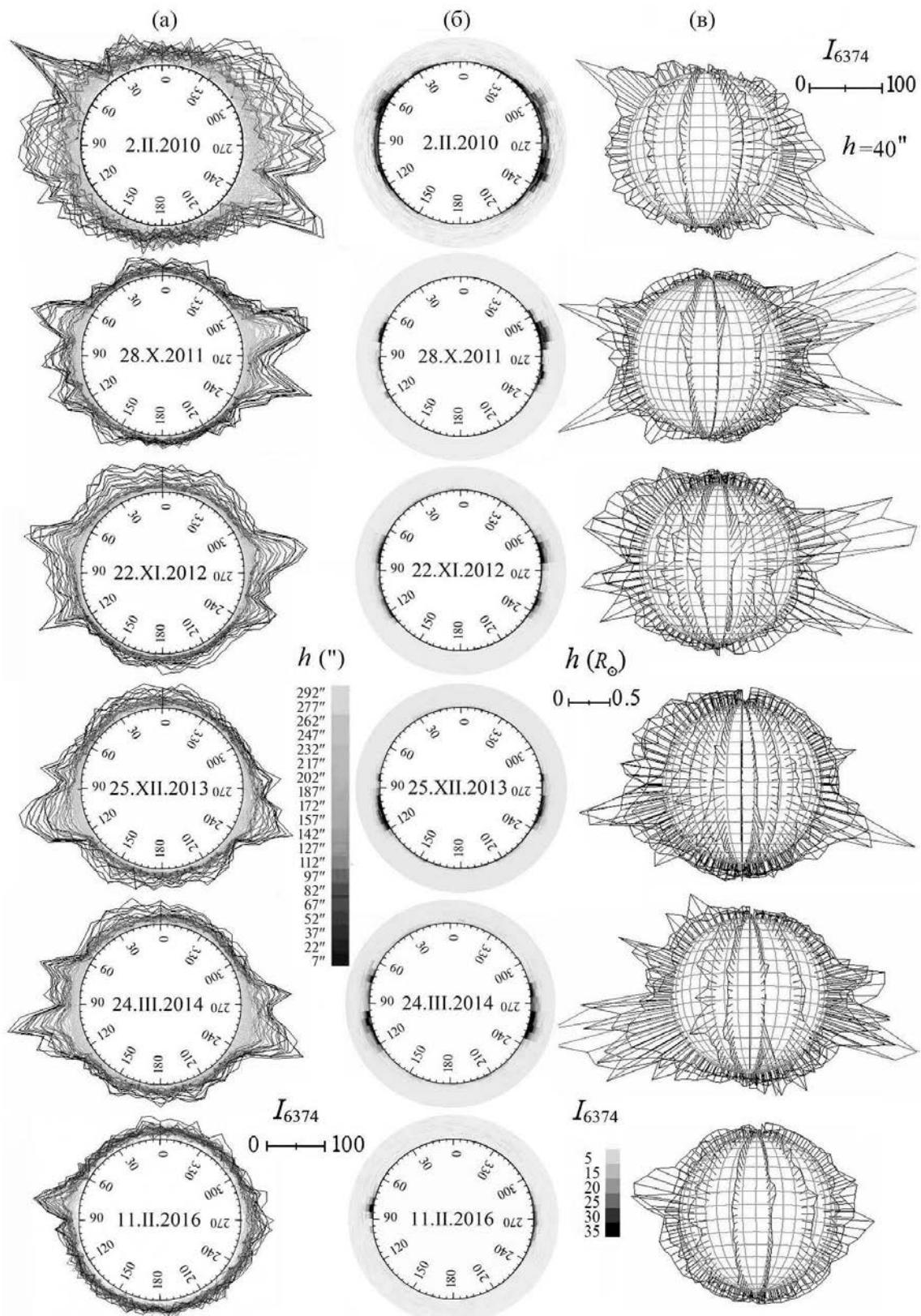


Рис. 3. Примеры ежедневных корональных карт спектральной короны с I_{6374} на высоте h (1–1.32) R_{\odot} : (а) – карты с нанесенными изолиниями значений I_{6374} на разной высоте от лимба Солнца; (б) – карты, отображающие распределение значений I_{6374} с высотой, в виде градации серого (в инверсии); (в) – 3D-карты I_{6374} спектральной короны на определенной высоте, где $h = 40''$

Протяженность корональной линии

За 24-й цикл СА рассматривались изменения протяженности корональной линии от позиционного угла Солнца. Протяженность линии вычислялась с учетом ореола за данный день. Временное распределение значений протяженности линии $\lambda = 6374 \text{ \AA}$ (FeX) по всему лимбу за 24-й цикл СА сильно отличается от аналогичного распределения для линии $\lambda = 5303 \text{ \AA}$ (FeXIV) [19]. Максимальные значения средней протяженности $h_{\text{ср}}$ корональной линии по всему лимбу приходятся на период 2010–2011 гг. (рис. 4а). Для учета уровня активности различных широтных областей солнечный лимб был разбит на следующие зоны: 1-я – экваториальная: $\pm 30^\circ$ от экватора; 2-я – средние широты: от $\pm 30^\circ$ до $\pm 60^\circ$; 3-я – полярная: 30° от полюсов Солнца.

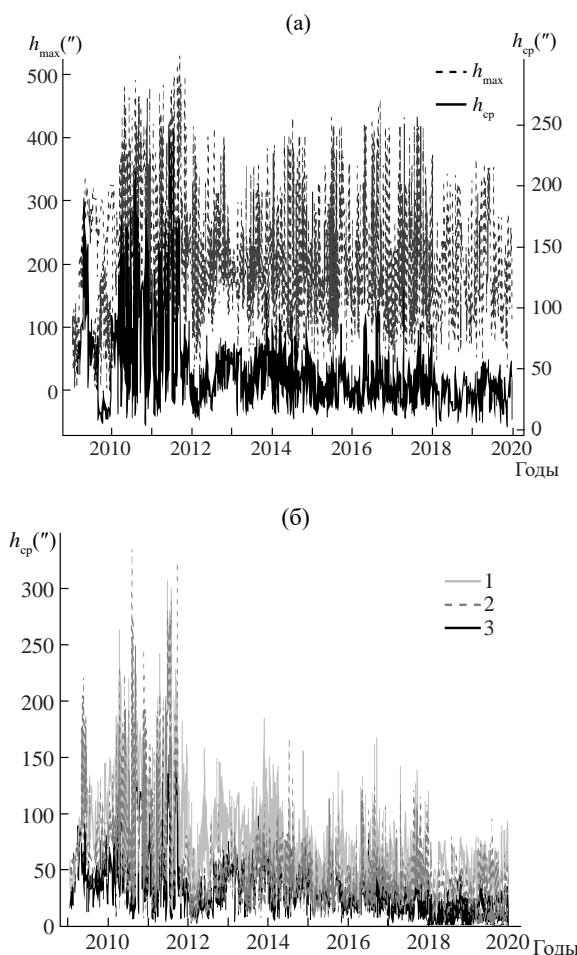


Рис. 4. Графики, показывающие динамику протяженности корональной линии $\lambda = 6374 \text{ \AA}$ (FeX) за 24-й цикл СА: (а) – изменения значений максимальной h_{max} и средней $h_{\text{ср}}$ протяженности линии по всему лимбу; (б) – вариации средней протяженности $h_{\text{ср}}$ линии над определенными широтными зонами СА: 1 – экваториальной; 2 – средней; 3 – полярной

Над экваториальными областями (1-я зона) и над средними широтами (2-я зона) корональная линия достигает своей максимальной высоты на фазе подъема солнечного цикла (рис. 4б). На рис. 4б хорошо видно, что в начале цикла корональная активность средних широт доминирует, протяженность линии $h_{\text{ср}}$ 2-й зоны выше, чем $h_{\text{ср}}$ 1-й зоны, а в период максимума преобладает корональная активность экваториальных широт, на ветви спада и до конца цикла протяженность $h_{\text{ср}}$ этих двух зон соизмерима. В полярных областях (3-я зона) излучение корональной линии достигает своей максимальной высоты в период 2010–2011 гг., а второго максимума – в 2013 г. (рис. 4б). Распределение протяженности красной линии в полярных широтах опережает на год широтный дрейф нейтральной линии раздела полярности МП Солнца. По синоптическим Н-картам, построенными по данным ГАС ГАО РАН М. П. Фатьяновым (<http://solarstation.ru>), смена полярного МП в северном полушарии Солнца происходила с конца 2012 г. до середины 2013 г. И почти год на обоих полюсах Солнца была положительная полярность. С сентября 2014 г. процесс переполюсовки происходил на южном полюсе Солнца. Еще один максимум $h_{\text{ср}}$ для 3-й зоны наблюдается в середине 2016 г. Таким образом, в полярных областях мы видим активность красной линии в противофазе зеленой линии. При распределении эмиссионной короны по широте в ходе 22-го и 23-го циклов СА наблюдался аналогичный провал в значениях интенсивности красной короны на полюсе сопоставимый с зеленой короной [15]. В период максимума цикла СА флуктуации интенсивности короны в данных линиях имеют противофазное изменение.

Изменение интенсивности линии $\lambda = 6374 \text{ \AA}$ с высотой

Для учета вариации I_{6374} от уровня активности данной области отдельно для каждой из трех зон были построены графики распределения интенсивности линии $\lambda = 6374 \text{ \AA}$ с высотой. Усредненные за весь 24-й цикл эти кривые показаны на рис. 5а. Для более детального исследования проводилось вычисление I_{6374} с высотой отдельно для фазы подъема, максимума, фазы спада и для минимума СА (рис. 5б).

Аппроксимирующие кривые для 1-й зоны имеют следующий вид:

$$I_{\uparrow} = 26.6 - 0.3h + h^2 - 2 \cdot 10^{-6}h^3, \sigma = 10.1, \quad (1)$$

$$I_{\text{max}} = 24.4 - 0.2h + h^2 - 1.7 \cdot 10^{-6}h^3, \sigma = 13.5, \quad (2)$$

$$I_{\downarrow} = 21 - 0.2h + h^2 - 1.3 \cdot 10^{-6}h^3, \sigma = 6.2, \quad (3)$$

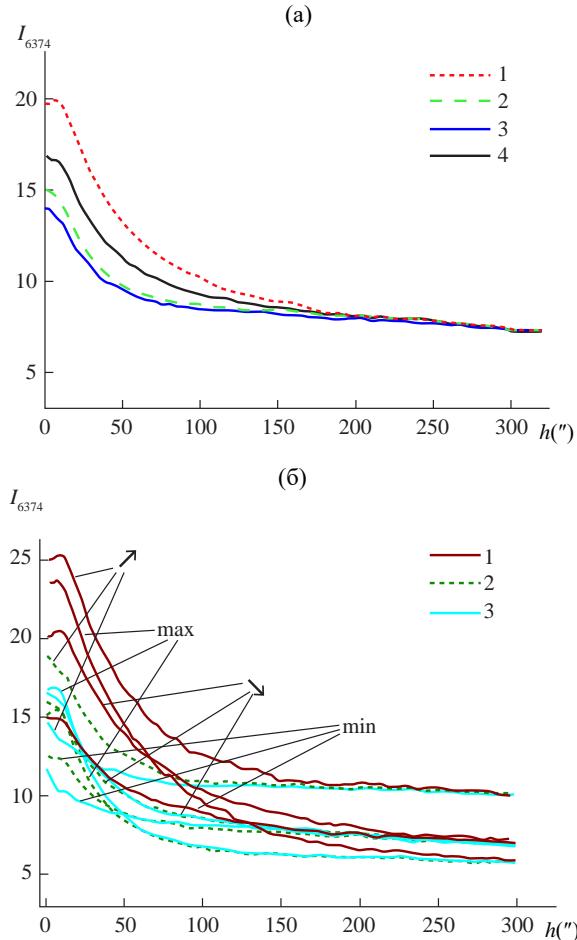


Рис. 5. Изменение с высотой h интенсивности линии $\lambda = 6374\text{\AA}$ за 24-й цикл СА: (а) – зависимость I_{6374} для разных широтных зон солнечного лимба: 1 – экваториальной; 2 – средней; 3 – полярной; 4 – всего лимба Солнца; (б) – распределение I_{6374} отдельно для ветви подъема (\nearrow) и спада (\searrow), максимальной (max) и минимальной (min) фаз цикла СА, где цифрами указаны широтные зоны

$$I_{\min} = 15.2 - 0.1h + h^2 - 9 \cdot 10^{-7}h^3, \sigma = 3.7, \quad (4)$$

где I_{\uparrow} – значения I_{6374} на ветви подъема СА; I_{\max} – интенсивность I_{6374} в максимуме СА; I_{\downarrow} – значения I_{6374} на ветви спада СА; I_{\min} – I_{6374} в минимуме СА; σ – среднеквадратическое отклонение.

Самые высокие значения I_{6374} по всем высотам h имеет кривая на ветви подъема цикла (I_{\uparrow}). В отличие от зеленой линии, где распределение I_{5303} по всем высотам h преобладала кривая I_{\max} [19]. Значения I_{6374} на кривой I_{\uparrow} спадают до $h = 150"$, до этой же высоты изменяется и кривая I_{\min} . А в период максимальной фазы (I_{\max}) кривая I_{6374} имеет самый крутой и продолжительный спад, и на больших высотах $h \geq 130"$ наблюдаются наименьшие значения I_{6374} по сравнению с другими фазами СА. На высоте $h = 70"$ кривая

I_{\downarrow} выше, чем I_{\max} . Ветвь подъема цикла активности (I_{\uparrow}) и ветвь спада (I_{\downarrow}) имеют больший градиент по высоте, чем, кривая I_{\min} . А кривая I_{\min} на больших высотах имеет следующую особенность: на $h = 130"$ она пересекает I_{\max} и далее идет выше нее, а с высоты $h = 220"$ кривая I_{\min} соизмерима с I_{\downarrow} (рис. 5б).

Аппроксимирующие кривые для 2-й зоны:

$$I_{\uparrow} = 18.2 - 0.1h + h^2 - 1.4 \cdot 10^{-7}h^3, \sigma = 9.7, \quad (5)$$

$$I_{\max} = 15.5 - 0.2h + h^2 - 1.8 \cdot 10^{-7}h^3, \sigma = 14.9, \quad (6)$$

$$I_{\downarrow} = 15.6 - 0.1h + h^2 - 1.3 \cdot 10^{-6}h^3, \sigma = 8, \quad (7)$$

$$I_{\min} = 14.5 - 3.27Lg(h) + 0.1Lg^2(h), \sigma = 5.4. \quad (8)$$

Для 2-й зоны, как и для 1-й, наибольшие значения I_{6374} характерны для ветви подъема цикла (I_{\uparrow}), как для малых, так и для больших высот. Наименьшие значения I_{6374} наблюдаются на высотах $h > 50"$ в максимуме СА (I_{\max}), кривая I_{\max} лежит даже ниже I_{\min} (рис. 5б).

Аппроксимирующие кривые для 3-й зоны:

$$I_{\uparrow} = 14.6 - 2.8Lg(h) + 0.4Lg^2(h), \sigma = 3.3, \quad (9)$$

$$I_{\max} = 16.6 - 0.2h + h^2 - 2 \cdot 10^{-6}h^3, \sigma = 17.1, \quad (10)$$

$$I_{\downarrow} = 16.2 - 0.2h + h^2 - 1.5 \cdot 10^{-6}h^3, \sigma = 9.8, \quad (11)$$

$$I_{\min} = 11.8 - 1.3Lg(h) - 0.2Lg^2(h), \sigma = 1.5. \quad (12)$$

В полярных широтах наибольшие значения I_{6374} на малых высотах ($h < 50"$) соответствуют фазам максимума (I_{\max}) и спада (I_{\downarrow}) цикла СА. А наибольшие значения I_{6374} на высотах $h > 50"$ принадлежат ветви подъема солнечного цикла (I_{\uparrow}).

Уравнения средних аппроксимирующих кривых за 24-й цикл СА:

$$I_{24\text{-цикл}} = 17.1 - 0.1h + h^2 - 1.3 \cdot 10^{-6}h^3, \sigma = 4.3, \quad (13)$$

$$I_1 = 20.8 - 0.2h + h^2 - 1.4 \cdot 10^{-6}h^3, \sigma = 5.2, \quad (14)$$

$$I_2 = 14.7 - 0.1h + h^2 - 1.2 \cdot 10^{-6}h^3, \sigma = 7.1, \quad (15)$$

$$I_3 = 13.7 - 0.1h + h^2 - 1.1 \cdot 10^{-6}h^3, \sigma = 4.6, \quad (16)$$

где $I_{24\text{-цикл}}$ – интенсивность линии $\lambda = 6374\text{\AA}$ усредненная по всем широтам за весь 24-й цикл СА; I_1 , I_2 , I_3 – усредненная интенсивность красной линии в соответствующей широтной зоне (рис. 5а). Для I_{6374} наблюдается отклонение I_1 от I_3 всего лишь в пределах 6 абр. ед., в отличие от I_{5303} , где разница между этими значениями была 46 абр. ед. [19]. Кривые усредненных значений I_{6374} за весь цикл для разных областей спадают с разной скоростью до высоты 200", а на $h > 200"$ кривые I_1 , I_2 , I_3 сходятся. В отличие от I_{5303} , где кривые I_1 , I_2 , I_3 продолжают спадать выше высоты 300". На больших высотах происходит

повышение интенсивности красной короны по сравнению с зеленой короной. Например, $I_{24\text{цикл}}$ на высоте $h = 300''$ значения $I_{6374} = 7.5$ абс. ед., а I_{5303} на этой же высоте имеют значения 3.5 абс. ед. Если на низких высотах красная корона в интенсивности на много уступает зеленой, то на больших высотах ситуация меняется. Это еще одно отличие I_{6374} от I_{5303} показывает, что эти линии отвечают за разную природу излучения – замкнутые и открытые МП.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Красная корональная линия $\lambda = 6374 \text{ \AA}$ (FeX) является второй по интенсивности излучения из всех линий корональной эмиссии в оптическом диапазоне после зеленой линии $\lambda = 5303 \text{ \AA}$ (FeXIV) и также наблюдается на всех позиционных углах солнечного лимба в течение цикла СА. Регистрация корональных наблюдений в 24-м цикле СА была полностью цифровой. Это дало возможность применять методы компьютерной обработки изображений, что позволило более подробно изучать структуру корональных спектральных линий [18]. В результате исследования эмиссионной корональной линии $\lambda = 6374 \text{ \AA}$ за период 24-го цикла СА показано, что здесь, как и у $\lambda = 5303 \text{ \AA}$, может наблюдаться неоднородная структура линии. Неоднородность вдоль красной линии хоть и не такая ярко выраженная, как у зеленой линии, но она встречается чаще и не только в присутствии АО. Построенные каталоги трех видов ежедневных корональных карт хорошо дополняют друг друга для изучения распределения I_{6374} , они наглядно показывают небольшое смещение максимумов I_{6374} по позиционному углу с высотой (угол наклона “красного луча”). Проведенный анализ протяженности корональной линии на разных фазах СА показал, что распределения максимальной протяженности (h_{\max}) в 1-й и во 2-й зонах имеют похожий временной ход и, как правило, превышают высоту линии в полярных зонах. Временное распределение средней протяженности ($h_{\text{ср}}$) красной линии в 3-й зоне опережает на год широтный дрейф нейтральной линии раздела полярности МП Солнца. Таким образом, можно видеть в полярных областях излучение красной линии в противофазе с зеленой линией.

Представлено полученное распределение I_{6374} с высотой для разных фаз цикла СА. Для экваториальных и средних широт (кроме I_{\min}) были определены полиномиальные уравнения третьего порядка в качестве аппроксимирующих кривых, в то время как для полярных областей (кроме I_{\max}

и I_{\downarrow}) – логарифмические уравнения. Самые высокие значения I_{6374} по всем высотам h имеет кривая на ветви подъема 24-го цикла (I_{\uparrow}) для 1-й зоны. При высоте $h > 100''$ кривые I_{\uparrow} для всех трех рассматриваемых зон имеют наибольшие значения I_{6374} по сравнению с остальными фазами цикла СА. В отличие от зеленой короны, где построенные кривые I_{5303} для фазы максимума превышают кривые для всех других фаз цикла СА. Кривые усредненных значений I_{6374} за весь цикл для разных областей имеют не такие значительные отклонения друг от друга (~ 6 абс. ед.), как аналогично построенные кривые для I_{5303} , где разница между I_1 и I_3 была 46 абс. ед. [19]. Если на низких высотах красная корона в интенсивности намного уступает зеленой, то на больших высотах интенсивность красной короны на несколько абс. ед. выше, по сравнению с зеленой короной.

Корональные линии, наблюдаемые по программе “Служба Солнца”, могут быть использованы для изучения физических процессов в солнечной короне, таких как нагревание и распределение температуры, движение газа и магнитных полей, а также для исследования явлений, связанных с СА, таких как корональные выбросы масс и солнечные вспышки.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Lyot B. Étude de la couronne solaire en dehors des éclipses // Z. Astrophys. 1932. V. 5. P. 73–95.
2. Waldmeier M. Die Sonnenkorona. V. 2. Basel: Birkhauser, 1957. 353 p.
3. Grotrian W. Zur Frage der deutung der Linien in Spectrum der Sonnenkorona // Naturwissenschaften. 1939. V. 27. Iss. 13. P. 214–214.
4. Шкловский И.С. Физика солнечной короны. 2-е изд. М.: Гос. изд-во физ.-мат. лит., 1962. 516 с.
5. Гневышев М.Н., Гневышева Р.С. Начало регулярных наблюдений солнечной короны внезатмений // Бюлл. Комиссии по исследованию Солнца. 1954. № 10. С. 60–62.
6. Гневышев М.Н. Техника и методика корональных наблюдений // Бюлл. Международного геофизического года. 1959. С. 36–38.
7. Тягун Н.Ф. Исследования взаимосвязи полуширина – интенсивность для линий излучения короны FeXIV 5303, FeX 6374 и CaXV 5694 в зависимости от высоты // Солнечно-земная физика. 2004. № 6. С. 104–105.
8. Тягун Н.Ф. Асимметрия контуров корональной линии FeX $\lambda 6374 \text{ \AA}$ // Солнечно-земная физика. 2009. № 14. С. 19–22.

9. *Tyagun N.F.* Line widths and Doppler velocities according to the Fe X λ 6374 and Fe XIV λ 5303 observations performed with the Large Coronagraph at Sayan Observatory // Geomagnetism and Aeronomy. 2014. V. 54. Iss. 7. P. 959–964.
10. *Делоне А.Б., Макарова Е.А.* Исследование контуров красной корональной линии 6374Å по интерферограммам полученным во время солнечно-го затмения 7 марта 1970 г. // Астрон. Циркуляр. 1973. № 772. С. 1–2.
11. *Гусева С.А., Ким Гун-Дер, Тлатов А.Г.* Результаты наблюдения полного солнечного затмения 29.03.2006 в корональной линии λ 6374Å на Кисловодской Горной станции // Тр. конф. “Физическая природа солнечной активности и прогнозирование ее геофизических проявлений”. СПб.: ГАО РАН, 2007. С. 121–126.
12. *Тягун Н.Ф., Степанов В.Е.* Широтное распределение полной эмиссии и полуширины корональной линии Fe X 6374Å // Солнечные данные. 1975. № 2. С. 56–64.
13. *Singh J., Vappu M.K.V., Saxena A.K.* Eclipse observations of coronal emission lines. I. [Fe X] 6374Å profiles at the eclipse of 16 February 1980 // J. Astrophys. 1982. V. 3. P. 249–266.
14. *Singh J., Ichimoto K., Imai H., Sakurai T. et al.* Spectroscopic Studies of the solar corona I. Spatial variations in line parameters of green and red coronal lines // Publ. Astronomical Soc. Japan. 1999. V. 51. P. 269–273.
15. *Гусева С.А.* Долговременные циклические изменения структуры солнечной короны: дис. канд. физ. мат. наук. СПб., 2013. 156 с.
16. *Singh J., Sakurai T., Ichimoto K. et al.* Spectroscopic Studies of the Solar Corona II. Properties of Green and Red Emission Lines in Open and Closed Coronal Structure // Publ. Astronomical Soc. Japan. 2002. V. 54. P. 793–806.
17. *Гусева С.А., Шрамко А.Д.* Исследование корональной линии 6374Å в период минимума солнечной активности // Тр. конф. “Год астрономии: солнечная и солнечно-земная физика-2009”. СПб.: ГАО РАН., 2009. С. 147–148.
18. *Guseva S.A.* Continuous 60-Year Observations of the Spectral Solar Corona at the Mountain Astronomical Station of Pulkovo Observatory // Geomagnetism and Aeronomy. 2019. V. 59. № 7. P. 864–869.
19. *Гусева С.А., Шрамко А.Д.* Исследование зеленой корональной линии с высотой по внезатменным наблюдениям за 24-й цикл солнечной активности // Косм. исслед. 2023. Т. 61. № 2. С. 124–133.
20. *Ким Гун-Дер.* Импульсы корональной активности // Тр. конф. “Солнечная активность как фактор космической погоды”. СПб.: ГАО РАН., 2005. С. 403–404.
21. *Гусева С.А., Фатянов М.П., Шрамко А.Д.* Конфигурация гелиосферного слоя по синоптическим картам корональных лучей за 23-й, 24-й циклы солнечной активности // Геомагнетизм и аэрономия. 2015. Т. 55. № 3. С. 302–309.

STUDY OF THE RED CORONAL LINE WITH ALTITUDE FROM OUT-OF-ECLIPSE OBSERVATIONS DURING SOLAR CYCLE 24

© 2025 S. A. Guseva*, A. D. Shramko**

*Kislovodsk Mountain Astronomical Station of Central (Pulkovo) Astronomical Observatory,
Russian Academy of Sciences, Kislovodsk, Russia*

*e-mail: svgual@yandex.ru

**e-mail: a_shramko@inbox.ru

The article presents the results of studies of the emission coronal line $\lambda = 6374 \text{ \AA}$ (FeX) for the period of solar cycle 24. The spectral data were obtained with an out-of-eclipse Lyot coronagraph at the Mountain Astronomical Station of the Pulkovo Observatory, Russian Academy of Sciences (near Kislovodsk). Based on the processing of the results of out-of-eclipse observations, a database of three types of daily coronal maps with a distribution by altitude h from $1 R_{\odot}$ to $1.38 R_{\odot}$ (R_{\odot} is the radius of the Sun) of the red line intensity (I_{6374}) was created. Throughout the solar cycle, spectral observations demonstrating a Doppler shift along the red line $\lambda = 6374 \text{ \AA}$ were found. The extension of the red line from the limb position angle of the Sun was calculated. It was shown that the maximum value of the average extension of the coronal line over the entire limb falls on the ascent branch of solar cycle 24. For different phases of the considered solar cycle (for the ascending branch, the period of maximum, the descending branch and the minimum of solar activity) and for different regions of solar activity, the dependences of the change in I_{6374} values with altitude were plotted and explained. A regression analysis of the obtained relationships is carried out. The regression equations are presented. The changes in I_{6374} with altitude for the polar regions (for all phases of the cycle except for the maximum and the descending branch) and for the middle latitudes (for the minimum of activity) most likely have a logarithmic dependence, and the approximating trend curves for the remaining latitudinal zones are determined by a third-order power function.

УДК 550.384; 550.388.2

АТМОСФЕРНЫЕ ПОТЕРИ N⁺ И O⁺ В ЭКСТРЕМАЛЬНЫХ СОЛНЕЧНЫХ УСЛОВИЯХ ВО ВРЕМЯ ГЕОМАГНИТНЫХ ИНВЕРСИЙ

© 2025 г. О. О. Царева^{1,*}, А. Каннелл², Н. Н. Левашов^{1,3},
Х. В. Малова^{1,4}, В. Ю. Попов^{1,3,5}, Л. М. Зеленый^{1,4}

¹Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

²Институт перспективных исследований, Университет Сан-Паулу, Бразилия

³МГУ имени М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия

⁴Научно-исследовательский институт ядерной физики
им. Д.В. Скobelцына МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия

⁵Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», Москва, Россия

*e-mail: olga8.92@mail.ru

Поступила в редакцию 23.10.2023 г.

После доработки 12.11.2023 г.

Принята к публикации 13.11.2023 г.

Согласно распространенным представлениям, магнитосфера защищает атмосферу планеты от эрозии, вызванной солнечным ветром. Ранее нами было показано, что во время геомагнитных инверсий, когда магнитное поле ослабевает примерно до 10 % от нынешнего, его защитная функция остается эффективной. Этот вывод был получен для спокойных периодов солнечной активности. Однако геомагнитная инверсия может длиться тысячи лет, в течение которых может произойти множество экстремальных событий, в частности, изменения солнечных параметров, таких как давление солнечного ветра, экстремальное ультрафиолетовое излучение (EUV). При высоком EUV-потоке в верхних слоях атмосферы Земли увеличиваются концентрации азота и кислорода, а также их потери. В настоящей работе рассмотрены наиболее значимые механизмы диссипации тяжелых ионов из атмосферы Земли и оценены их потери в рамках полуэмпирической модели. Показано, что слабое геомагнитное поле и сильная солнечная активность приводят к смене доминирующего механизма диссипации и к значительным атмосферным потерям сравнительно легких изотопов.

DOI: 10.31857/S0023420625010061, EDN: HECHXIA

1. ВВЕДЕНИЕ

На Земле за последние 600 млн лет (этот геологический период характеризуется появлением многоклеточной жизни и называется фанерозоем) произошло пять массовых вымираний всех видов живых существ [1]. Последнее массовое мел-палеогеновое вымирание около 65 млн лет назад, затронувшее около 75 % видов всех живых организмов и включавшее вымирание нептичьих динозавров, не было самым значительным. Крупнейшее пермское вымирание 252 млн лет назад уничтожило 96 % всех морских видов и 73 % видов наземных позвоночных [1]. Причины этих событий до сих пор обсуждаются [2], в частности, рассматриваются внешние

воздействия (например, столкновение Земли с астероидом в конце мелового периода), крупные извержения вулканов (в поздних пермском и триасовом периодах), глобальное похолодание или потепление климата. Палеоданные показывают, что четыре великих фанерозойских вымирания: ордовикское, девонское, пермско-триасовое и триасово-юрское [3] следовали за сменой полярности геомагнитных суперхронов (интервалов фиксированной полярности геомагнитного поля длительностью несколько десятков миллионов лет) с задержкой примерно 10–20 млн лет после окончания каждого суперхона.

Геомагнитные инверсии происходят хаотично и на фоне значительного ослабления магнитного

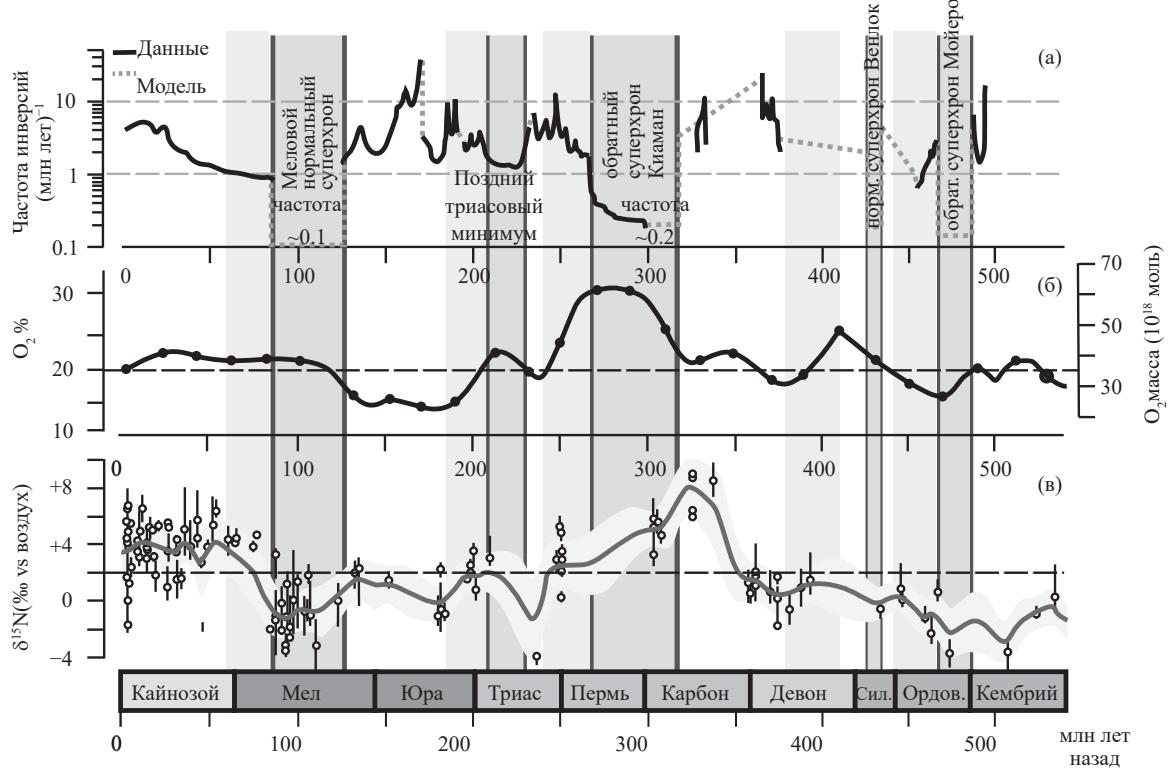


Рис. 1. (а) – частота геомагнитных инверсий в фанерозойскую эру и их смоделированные значения (пунктирные), для которых данные отсутствуют [5]. (б) – процентное соотношение и масса атмосферного кислорода O_2 [7]; (в) – вековые изменения изотопных соотношений азота $\delta^{15}\text{N}$ со средним значением $+2.0 \pm 0.3\text{‰}$ (пунктирная линия) [8]. Средний долгосрочный тренд представлен черной кривой и областью неопределенности вокруг него. Символ δ выражает изменение изотопных соотношений между образцом и стандартом: $\delta X = (R_{\text{sample}} / R_{\text{standart}} - 1) \cdot 1000\text{‰}$, где R – отношение тяжелого / легкого изотопа элемента X

поля [4, 5]. Согласно гипотезе [6], ослабленное магнитное поле не может эффективно защищать атмосферу планеты от диссипации под влиянием солнечного ветра (СВ). Поэтому множественные инверсии в течение миллионов лет, в принципе, могли привести к непрерывной потере атмосферного кислорода и значительному падению его уровня [7]. Другим аргументом в пользу этой гипотезы выступает увеличение во время инверсий отношения тяжелых изотопов к легким (легкие изотопы быстрее улетучиваются) [8].

На рис. 1 показаны частота инверсий (а), уровень / масса кислорода (б) и изменение соотношения изотопов азота (в) в течение фанерозойской эры (0–550 млн лет назад; отсчет ведется от современной нам кайнозойской эры). Временные интервалы массовых вымираний и суперхронов (включая периоды редких инверсий) заштрихованы, соответственно, вертикальными светло- и темно-серыми полосами.

При сравнении зависимости на рис. 1 (а–в) отчетливо видно, что четыре периода

суперхронов (темные полосы) сопровождаются последующими периодами массового вымирания живых существ на Земле (светло-серые полосы), причем во время 2-го, 3-го и 4-го вымираний относительное содержание молекул кислорода в атмосфере неуклонно падает. Можно ли на этом основании сделать вывод о взаимосвязи смены полярности (инверсии) геомагнитного поля с понижением концентрации кислорода в земной атмосфере и последующим массовым вымиранием разных видов живых организмов на Земле? Ниже приводятся результаты исследования, целью которого было сделать оценки влияния как длительных, так и сравнительно быстрых магнитных инверсий на состав атмосферы Земли, который, в свою очередь, влияет на разнообразие биологических видов.

На протяжении истории Земли масса ее атмосферы не была постоянной [9]. Изменчивость атмосферы подтверждается инженерными оценками полета и терморегуляции крупных стрекоз из позднего карбона, которые свидетельствуют о том, что плотность воздуха была намного

выше, и она менялась в течение геологического времени [10, 11]. Анализ летных характеристик миоценовых гигантских птиц также позволяет предположить, что сравнительно недавно, около 7 млн лет назад, плотность атмосферы была значительно больше [12]. Изменения pO_2 (парциального давления O_2), обнаруженные в составе воздуха, захваченного каменной солью, также указывают на переменную плотность атмосферы на отрезке времени от кембрийского периода до пермского со значительными изменениями содержания как кислорода, так и азота [13].

Диссипация ионов азота не учитывалось в большинстве исследований атмосферы, поскольку экспериментально невозможно было надежно отделить ионы N^+ от O^+ из-за их близких масс. Статистические данные об относительном вкладе N^+ в ионосферный отток также отсутствуют. Известно, что с увеличением солнечной активности верхняя атмосфера обогащается ионами N^+ [14]. Например, наблюдения спутника *ISIS-2* показали, что во время геомагнитной бури в августе 1972 г. ионосфера на широте 55° – 80° и высоте ~ 1400 км состояла преимущественно из ионов N^+ [14]. Кроме того, во время высокой солнечной активности и сильных магнитных бурь потери тяжелых ионов (O^+ и N^+) увеличиваются гораздо больше, чем ионов H^+ [15, 16]. Нетепловой отток O^+ из ионосферы увеличивается в 100 раз, тогда как нетепловой отток H^+ увеличивается только в 3 раза при увеличении потока F10.7 в 3 раза (от минимума до максимума солнечной активности) [16].

Для проверки гипотезы о влиянии множественных геомагнитных инверсий на потерю значительной части атмосферы, вероятно приведшую к массовым вымираниям, на основании разработанной полуэмпирической модели сделаны оценки ионосферных потерь ионов азота N^+ и кислорода O^+ в настоящее время и в момент геомагнитной инверсии, с учетом изменений давления солнечного ветра (СВ) и EUV-излучения в течение фанерозойской эры.

2. СОЛНЕЧНЫЕ ПАРАМЕТРЫ

Данный раздел посвящен эволюции солнечных параметров (давлению солнечного ветра и EUV-излучению) в течение фанерозойской эры, и их влиянию на ионосферу и магнитосферу Земли. EUV-излучение приводит к фотоинициации планетарных нейтралов и нагреву верхней атмосферы с последующим ее расширением. Высокий EUV-поток от солнечных вспышек

и супервспышек может привести к экстремальной тепловой или гидродинамической диссипации атмосферы. Для определения зависимости радиуса r_{exo} , плотности n_{exo} и температуры T_{exo} экзобазы (т.е. высоты, на которой движущиеся вверх частицы испытывают в среднем одно столкновение; переменные, относящиеся к экзобазе, обозначим нижним индексом *exo*) от EUV-потока гидродинамическая модель, предложенная в работе [17], была модифицирована.

Высотные профили плотностей ионов кислорода и азота в атмосфере в зависимости от интенсивности EUV-излучения (с весовыми коэффициентами 1, 3 и 4.5 по сравнению с современным уровнем) показаны на рис. 2а. Их можно аппроксимировать функцией Чепмена для простого ионосферного слоя [18]:

$$n(h) = n_0 \exp \left\{ \frac{1}{2} \left(1 - y - e^{-y} \right) \right\}, \quad y = \int_{h_0}^h \frac{dh'}{H(h')}. \quad (1)$$

Здесь n_0 – максимальная плотность на высоте h_0 пика слоя F2. Высота однородной атмосферы $H(h) = k_B T(h)/mg$ имеет линейный тренд на верхней границе слоя F2 [19], что хорошо согласуется с ожидаемой линейной зависимостью температуры $T(h) = T_{exo} + ah$ с положительным температурным градиентом $a \equiv \partial T / \partial h$, равным 0.31 К / км для слоя кислорода при температуре $T_{exo} \approx 1000$ К. Этот профиль предполагает идеализированную глобально усредненную атмосферу, находящуюся в гидростатическом равновесии и ионизированную плоскопараллельным монохроматическим EUV-излучением, при условии пренебрежения магнитным полем Земли.

На рис. 2а видно, что для всех рассматриваемых значений EUV-излучения плотность ионов азота N^+ в атмосфере всегда ниже плотности ионов O^+ , что согласуется с результатами [20]. При этом разница в их плотностях сокращается с ростом высоты и уровня EUV-излучения. Рисунок 2б демонстрирует температуру и высоту экзобазы как функции EUV-потока (в единицах современного EUV-потока, соответствующего потоку солнечной энергии 5 мВт/м²). На рисунке вертикальными пунктирными линиями показаны характерные уровни EUV-излучения при солнечной вспышке X2 07.XI.2004, для солнечного максимума в 23-м цикле и солнечной вспышке X17 28.X.2003. Когда солнечный EUV-поток примерно в 5 раз превышает нынешний, температура и высота экзобазы начинают резко расти. При таком критическом уровне облучения термосфера Земли может испытывать быстрый переход от гидростатического равновесия к гидродинамической диссипации (англ.

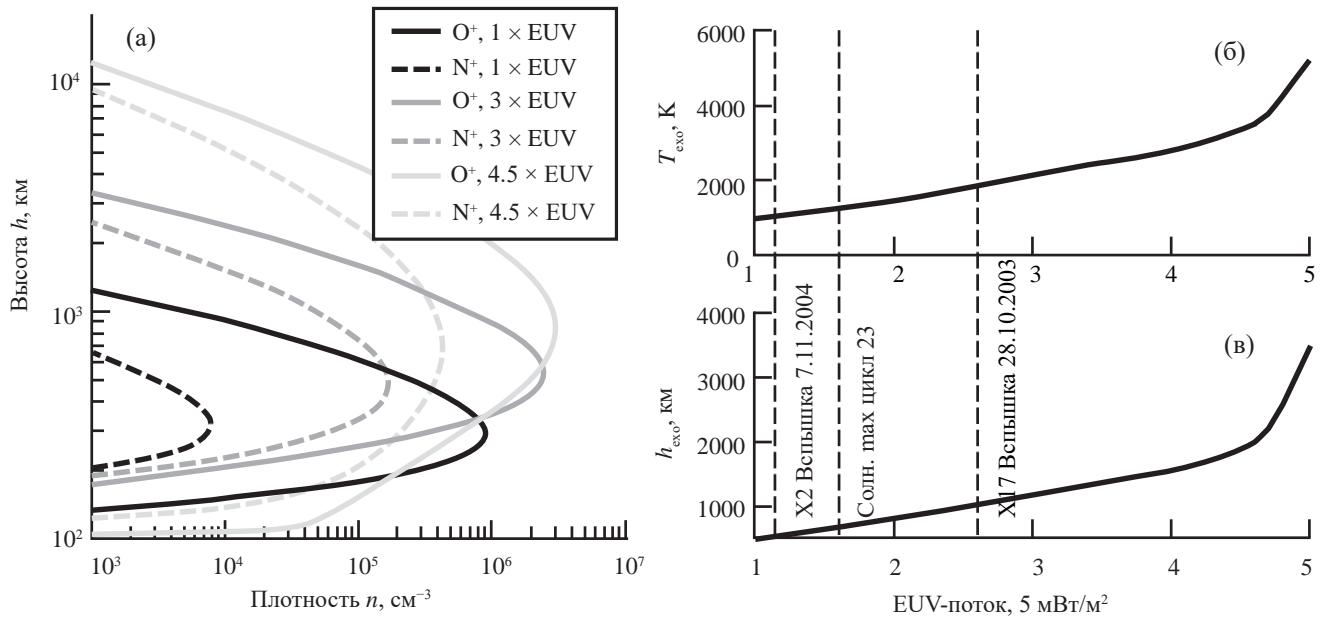


Рис. 2. (а) – профили плотности ионов кислорода O^+ (сплошные) и азота N^+ (пунктирные), (б) – температура и (в) – высота экзобазы, полученные из теоретической модели [14] аналогичной модели GAIT [21], при различных условиях солнечного EUV-потока (нормализованного к современному среднему потоку солнечной энергии $\sim 1 \times \text{EUV}$, что представляет собой поток солнечной энергии $\text{EUV} \approx 5.1 \text{ мВт/м}^2$)

hydrodynamic blow-off). Моделирование показало, что переход термосферы в состояние атмосферного выброса происходит при температуре экзобазы 7000–8000 К, что находится в согласии с работами [16, 21].

Солнечный ветер (СВ) является ключевым источником энергии для плазмосферы планеты [22], но его эффективность сильно зависит от величины и конфигурации собственного магнитного поля Земли. Современное магнитное поле планеты, характеризуемое ведущим дипольным коэффициентом Гаусса $g_1^0 = 30 \text{ мкТл}$ [23], взаимодействуя с СВ, образует магнитосферу, простирающуюся в среднем до $10 R_E$ (радиусов Земли) в подсолнечной точке (т.е. в точке пересечения дневной магнитопаузы с линией Земля – Солнце) и эффективно предотвращающую прямое взаимодействие СВ с ионосферой планеты.

Несмотря на разногласия по поводу надежности палеомагнитных измерений, считается, что напряженность геомагнитного поля во время инверсии снижается до 10–20 % от современной напряженности [24, 25]. Однако в период множественных инверсий от 3.36 до 3.03 млн лет назад в течение примерно 60 тыс. лет доминировали слабые поля с напряженностями менее 10 % [26, 27]. Модели геодинамо могут воспроизвести различные сценарии инверсии в зависимости от ожидаемого поведения проводящей

жидкости внутри Земли [28]. Согласно модели [29], общая напряженность геомагнитного поля в процессе инверсии снижается до 10 %, при этом квадрупольная компонента доминирует над дипольной. Мы же пренебрегаем дипольной компонентой, и рассматриваем два случая: квадрупольное поле с современной напряженностью $g_2^0 = 2.5 \text{ мкТл}$ и с уменьшенной на порядок $g_2^0 = 0.25 \text{ мкТл}$, как в работе [6]. Среднее расстояние до магнитопаузы квадрупольного поля в подсолнечной точке в спокойных солнечных условиях составляет $3.4 R_E$ или $1.9 R_E$ для $g_2^0 = 2.5 \text{ мкТл}$ и $g_2^0 = 0.25 \text{ мкТл}$, соответственно [23]. Расстояние до магнитопаузы определяется из баланса между динамическим давлением СВ $P_{sw} = m_p n_{sw} v_{sw}^2$ и давлением магнитного поля планеты $P_E = 2B_E^2(r) / \mu_0$ (или тепловым давлением ионосферы для индуцированной магнитосферы).

В работе [6] приведена оценка эволюции солнечных параметров в фанерозойскую эру. Поскольку скорость потери массы Солнца (\dot{M}) зависит от возраста звезды (t в миллиардах лет) и ее активности (рентгеновского потока F_X) как $\dot{M} \sim F_X^{1.15 \pm 0.20} \sim t^{-2.33 \pm 0.55}$, то 600 млн лет назад СВ с давлением $P_{sw} \sim \dot{M} v_{sw}$ был в 1.5 раза плотнее современного СВ с P_{sw0} [30, 31], а EUV-потоки были в 1.5 раза выше. Однако сравнение с солнцеподобной звездой 18 Scopii (HD146233)

возрастом 300 млн лет позволяет оценить верхний предел P_{sw} в 3.7 раза выше нынешнего P_{sw0} .

Солнечный EUV-поток изменяется в 3 раза в соответствии с одиннадцатилетним солнечным циклом (т.е. поток энергии изменяется в диапазоне $2.5\text{--}8 \text{ мВт/м}^2$) [32] и может увеличиваться в 2.6 раза во время солнечных вспышек X-класса [33]. Среднее давление СВ варьируется в пределах 1.4–8 нПа без учета влияния космической погоды. Во время восходящей фазы солнечно-го цикла увеличивается солнечная активность и, как следствие, частота геомагнитных бурь, при которых динамическое давление СВ может достигать 50–100 нПа.

3. МЕХАНИЗМЫ ДИССИПАЦИИ

В этом разделе рассмотрим наиболее значимые механизмы диссипации тяжелых ионов из атмосферы Земли и представим полуэмпирические модели для оценки скоростей их потерь. Основные механизмы ускорения атмосферных частиц приведены в табл. 1, обобщающей результаты работ [34–38]. Для каждого механизма в работе [39] были представлены скорости потерь атомов и ионов кислорода и водорода в зависимости от напряженности дипольного магнитного поля. На основании этих оценок были выделены наиболее значимые механизмы потери тяжелых частиц. Для планет с сильным собственным магнитным полем наибольший вклад в атмосферные потери вносят тяжелые ионы, вылетающие

вдоль открытых силовых линий на геомагнитных полюсах (что соответствует 6-му механизму в табл. 1). Если собственное магнитное поле слабее индуцированного, то СВ напрямую взаимодействует с ионосферной плазмой и нейтральным газом, что способствует захвату и рассеянию ионов. Ионосферные потери Земли, вызванные СВ, были оценены в работе [6] и значительно превышают потери в результате действия других механизмов [39], которые не рассматриваются в данной работе. Предполагаем, что потери нейтральных атомов менее значительны, чем потери ионизированных частиц.

Ионы, покинувшие ионосферу, могут сразу вылететь из магнитосферы или циркулировать в ней и, в конечном счете, либо уйти в открытый космос, либо вернуться в ионосферу. Прежде предполагалось, что значительное количество ионов кислорода, покидающих Землю через каспы и полярные шапки, возвращается в атмосферу [40], но недавние наблюдения показали, что обратные потоки тяжелых ионов незначительны [41, 42].

Потери из каспов и полярных шапок

Полярный ветер (ниже обозначим его индексом rw) способствует выбросу тепловых ионов из атмосферы за счет градиентов давления электронов вдоль магнитных полюсов [43, 44]. Когда полностью или частично ионизованная атмосфера находится в гидростатическом равновесии в гравитационном поле (g), образуется амбиполярное электрическое поле

Таблица 1. Основные механизмы диссипации планетарных атмосфер [32]

№	Механизмы	Тип	Вид	Объяснение
(1)	Диссипация Джинса (<i>Jeans escape</i>)	Термал., нейтралы	H, He	Скорость частиц в высокоэнергичном хвосте распределения превышает скорость убегания
(2)	Гидродинамический отток (<i>Hydrodynamic blow-off</i>)	Термал., нейтралы/ ионы	Все	Подобен механизму формирования солнечного ветра (работает в экстремальных радиационных условиях)
(3)	Фотохимический нагрев (<i>Photochemical heating</i>)	Термо-химич., нейтралы	H, He	Фотохимическая реакция (под воздействием EUV) включает нагрев и распад молекул, приводящий к уходу их продуктов в космос
(4)	Захват ионов (<i>Ion pickup</i>)	Нетермал., ионы	H, He	Электрическое поле конвекции $V_{sw} \times B_{sw}$ «захватывает» возбужденные ионосферные ионы
(5)	Вторичное рассеяние (<i>Secondary sputtering</i>)	Нетермал., нейтралы	Все	Ионосферные ионы, ускоренные СВ, повторно воздействуют на верхние слои атмосферы, что приводит к выбросу нейтралов
(6)	Возбуждение Эл.-Магн. волнами и выровненными вдоль поля потенциалами	Нетермал., ионы	Все	Энергия СВ, локально задерживаемая на малых высотах, вызывает электромагнитные возмущения, которые возбуждают ионосферные ионы
(7)	Масштабная передача импульса (<i>SW-driven escape</i>)	Нетермал., ионы	Все	Крупномасштабная передача импульса СВ плазме планеты за границей магнитосферы

$E = -\mu g / e$ [45], где $|e|$ – заряд электрона, а $\mu = \left(\sum_{\alpha} Z_{\alpha} m_{\alpha} n_{\alpha} / T_{\alpha} \right) / \left(\sum_{\alpha} Z_{\alpha}^2 n_{\alpha} / T_{\alpha} \right)$ – средняя ионная масса, определяемая суммой всех заряженных частиц α -вида (ионов и электронов).

Потери из каспа (отмечены нижним индексом ce) создают сверхтепловые ионы в диапазоне энергий от нескольких сотен до тысяч электрон-вольт. Нагрев ионов достигается за счет диссипации исходящего потока Пойнティングа, передающего энергию от СВ к каспу на малой высоте [46].

Скорости потерь ионов из полярных шапок и каспов пропорциональны суммарной площади областей открытых силовых линий $S_{pc} = \Omega_{exo} r_{exo}^2$, где Ω_{exo} – телесный угол полярной шапки (индекс pc), определенный в работах [39, 23], для дипольных и квадрупольных магнитных конфигураций:

$$Q_{pw,\alpha} \sim n_{exo,\alpha} v_{exo,\alpha} S_{pc}, \quad (2)$$

где плотность экзобазы $n_{exo,\alpha} = n_{\alpha}(h_{exo})$ в выражении (1) и скорость $v_{exo,\alpha} = \sqrt{2E(r_{exo}) / m_{\alpha}}$ зависят от радиуса $r_{exo} = h_{exo} + R_E$, который является функцией EUV-потока F_{EUV} (рис. 2). Для полярного ветра энергия $E = GM_E \mu / r_{exo}$ является гравитационной, где G – гравитационная постоянная Ньютона, M_E – масса Земли.

Скорость потери ионов из каспа зависит также от потока энергии СВ, падающего на магнитопаузу, т.е. пропорциональна её поперечному сечению $S_c = \pi r_c^2$, (определенному в работах [39, 23]):

$$Q_{ce,\alpha} \sim n_{exo,\alpha} v_{exo,\alpha} S_c S_{pc} P_{sw}^{0.61}. \quad (3)$$

Кроме того, скорость потери ионов кислорода O^+ увеличивается с ростом динамического давления солнечного ветра (индекс sw) как $Q_{pw,O} \sim P_{sw}^{0.61}$ [47].

Скорости потерь ионов из полярных шапок и каспов определяются методом масштабирования в соответствии с их современными значениями для кислорода. Так, согласно оценкам, скорости потерь O^+ из полярных шапок и каспов составляют, соответственно $Q_{0,pw,O^+} = 8 \times 10^{24} O^+ / s$ [44] и $Q_{0,ce,O^+} = 2 \times 10^{25} O^+ / s$ [48]. Предполагается, что эти скорости потерь (с индексом 0) соответствуют современному среднему солнечному EUV-потоку и типичному давлению СВ $P_{sw0} = 1.4$ нПа с плотностью $n_{sw} = 5 \text{ см}^{-3}$ и скоростью $v_{sw} = 400 \text{ км/с}$.

Потери, вызванные солнечным ветром

Потери от прямого солнечного ветра оцениваются на основе передачи импульса СВ заряженным частицам атмосферы планеты. Ускоренный поток ионов, покидающих магнитосферу (

$\Phi_E = n_E v_E$), связан с падающим потоком СВ ($\Phi_{sw} = n_{sw} v_{sw}$) и локально замедленным потоком СВ (Φ_{swE}) следующим образом [22]:

$$\Phi_E = \delta \frac{v_{sw} m_{sw}}{v_E m_E} \left(\Phi_{sw} - \frac{v_{swE}}{v_{sw}} \Phi_{swE} \right), \quad (4)$$

где v, m, n – это скорость, масса и плотность заряженных частиц атмосферы планеты (индекс E), солнечного ветра (индекс sw) и замедленной плазмы СВ (индекс swE); $\delta = \delta_{sw} / \delta_E$ определяет толщину слоя обмена импульсом [49]

$$\delta = \left(\frac{v'_E}{v_{sw}} \right)^2 \frac{m_E n_E}{m_{sw} n_{sw}} \left(1 - \frac{n_{swE} v_{swE}^2}{n_{sw} v_{sw}^2} \right)^{-1}, \quad (5)$$

где функция δ зависит от ионной плотности $n_E = n_E(F_{EUV}, P_{sw})$ в области передачи импульса.

В настоящее время атмосфера Земли не подвержена прямому воздействию СВ. В отсутствие наблюдательных данных для оценки скорости потери в ослабленном магнитном поле Земли исследователи [6] проводят аналогию с Марсом [22] и Венерой [50]. Для типичных значений параметров солнечного ветра $n_{sw} = 5 \text{ см}^{-3}$ и $v_{sw} = 400 \text{ км/с}$ принимаем приближенные оценки скорости и плотности потока: $v_{swE} = 40 \text{ км/с}$ и $n_{swE} = 1 \text{ см}^{-3}$. Скорость убегания из гравитационного поля Марса, $v_{esc} = 5 \text{ км/с}$, сравнима со скоростью потока из верхней ионосферы Венеры, и может быть использована как параметр, подходящий также и для верхней ионосферы Земли, т.е. $v'_E = 5 \text{ км/с}$.

Скорость потери ионосферы планеты, подверженной прямому воздействию СВ, можно рассчитать как $Q_{sw-driv} = \Phi_E S_{mt}$, где $S_{mt} = \pi (R_{mlb}^2 - R_{mp}^2)$ – поперечное сечение области передачи импульса (индекс mt), которая лежит между границей массовой нагрузки (индекс mlb) солнечного ветра земной плазмой $R_{mlb} = R_{mp} + \delta (R_{mp} - R_E - 100 \text{ км})$ и магнитопаузой (индекс mp) или границей индуцированной магнитосферы (индекс imb) на линии светораздела Земли.

4. ФРАКЦИОНИРОВАНИЕ ИЗОТОПОВ

Увеличение соотношения тяжелых изотопов к легким в атмосфере – один из признаков ее ускоренной диссипации. В этом разделе проводится оценка эффективности фракционирования (разделения) изотопов по массам для основных механизмов диссипации ионосферы Земли.

Большинство механизмов диссипации преимущественно способствуют удалению более легких изотопов, хотя существуют различия в эффективности фракционирования. Для оценки способности

механизма диссипации к фракционированию изотопов используют коэффициент фракционирования f : при $f > 1$ предпочтительно удаляются тяжелые изотопы; при $f < 1$ – легкие изотопы; при $f = 1$ фракционирование отсутствует [51]. Коэффициент фракционирования, f , используется в уравнении Рэлея, связывающем начальное содержание удаленных изотопов A_α^0 и их количество A_α в остатке

$$\frac{A_1^0}{A_1} = \left(\frac{R}{R_0} \right)^{1/(1-f)}, \quad (6)$$

где $R = A_2 / A_1$ – отношение изотопов (например, $^{15}\text{N}/^{14}\text{N}$). Отношение R / R_0 определяет степень обогащения тяжелыми изотопами по сравнению с первоначальным значением. Верхний предел обогащения тяжелыми изотопами можно оценить как $R / R_0 \leq (1 + Qt / A_1)^{1-f}$, где Q – максимальная скорость потери; t – время. Например, при $f = 0.2$ и $Qt = 0.01A_1$, имеем изменение изотопного отношения $\delta X(\%) = (R / R_0 - 1) \cdot 1000 \leq 8$ (рис. 1в).

Из соотношений (2)–(3) следует, что механизмы потерь из каспов и полярных шапок способствуют эффективному удалению всех изотопов, что приводит к низкому фракционированию, т.е. $f = \sqrt{m_1 / m_2} \sim 1$, где m_1 и m_2 – массы легкого и тяжелого изотопа, соответственно.

Эффективность фракционирования за счет потерь, вызванных СВ, рассеяния и захвата ионов зависит от структуры верхней атмосферы. Для плазмы в гидростатическом равновесии с плотностью $n_\alpha(h) = n_{exo,\alpha} \exp(-(h - h_{exo}) / H_\alpha)$ коэффициент фракционирования f можно рассчитать как

$$f = \exp \left(-\frac{g(m_2 - m_1)(R_{imb} - R_E - h_{exo})}{k_B T_{exo}} \right), \quad (7)$$

если планета имеет собственное магнитное поле, то радиус границы индуцированной магнитосферы R_{imb} следует заменить на радиус магнитопаузы R_{mp} . Таким образом, эти механизмы диссипации удаляют более легкие частицы из-за гравитационного фракционирования изотопов в верхних слоях атмосферы. Общий эффект заключается в увеличении количества более тяжелых видов в атмосфере. Этот эффект известен как дистилляция Рэлея [38].

На рис. 3 показаны коэффициенты фракционирования изотопов азота $^{15}\text{N}/^{14}\text{N}$ и кислорода $^{18}\text{O}/^{16}\text{O}$ за счет потерь, вызванных СВ, в зависимости от солнечного EUV-излучения и в отсутствие собственного магнитного поля. Из рисунка следует, что потери, вызванные СВ, наиболее эффективно фракционируют изотопы

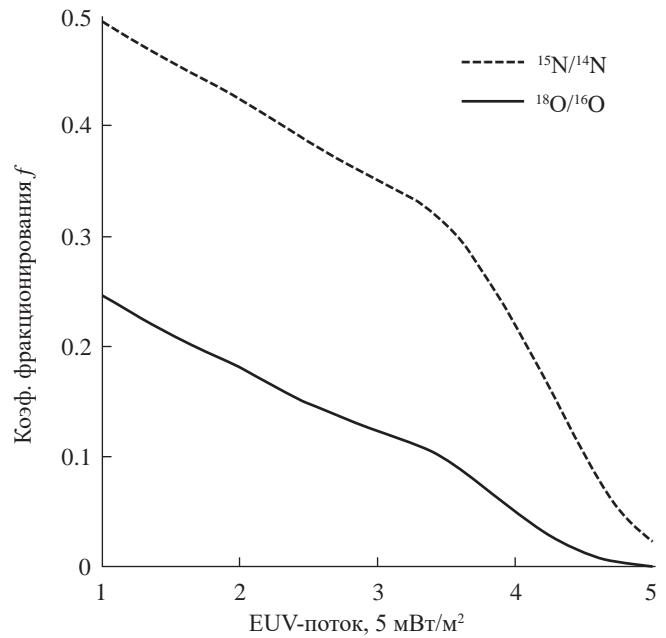


Рис. 3. Коэффициент фракционирования (разделения) изотопов азота (пунктирные) и кислорода (сплошные) за счет потерь, вызванных СВ, в зависимости от EUV-потока (при давлении СВ $P_{sw0} = 1.4$ нПа и в отсутствие собственного магнитного поля $B_{Tot} = 0$ мкТл)

при малом EUV-излучении. С ростом этого излучения ионосфера (т.е. нижняя граница индуцированной магнитосферы) расширяется, а коэффициент фракционирования ее изотопов стремится к нулю. Расширение собственной магнитосферы (при наличии собственного магнитного поля) также уменьшает коэффициент фракционирования.

5. РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 4а показан вклад каждого механизма диссипации в скорость потери ионов O^+ и N^+ в зависимости от солнечного EUV-потока для квадрупольного магнитного поля с $g_2^0 = 2.5$ мкТл и при давлении солнечного ветра 1.4 нПа. При низком EUV-потоке собственное магнитное поле с $g_2^0 = 2.5$ мкТл отклоняет СВ и способствует потерям из каспов и полярных шапок. По мере увеличения EUV-излучения ионосфера расширяется, увеличивая радиус индуцированной магнитосферы, чья нижняя граница ограничена ионопаузой. Когда ионосфера подвергается прямому воздействию СВ, т.е. $R_{imb} \geq R_{mp}$, (вертикальная пунктирная прямая на рис. 4а), меняется доминирующий механизм диссипации ионов, что приводит к сильному фракционированию изотопов, а скорости потери кислорода и азота

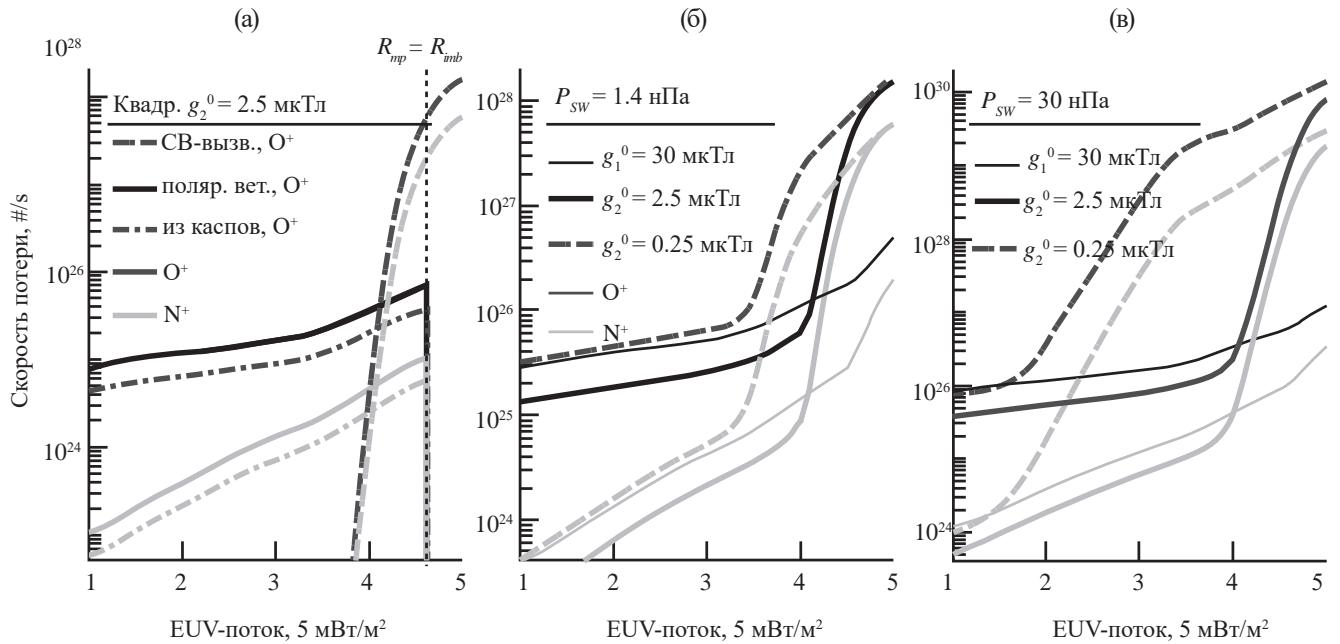


Рис. 4. Скорости потерь ионов кислорода O⁺ (сплошные) и азота N⁺ (пунктирные) в зависимости от солнечного EUV-потока: (а) – вклад каждого механизма диссипации для квадрупольного магнитного поля с g₂⁰ = 2.5 мкТл и при давлении СВ 1.4 нПа; (б, в) – суммарные скорости потери O⁺ и N⁺ для различных напряженностей и конфигураций магнитного поля при 1.4 нПа и 30 нПа

увеличиваются на 4–5 порядков, при этом разрыв между скоростями потери N⁺ и O⁺ сокращается по мере увеличения EUV-потока.

На рис. 4б, в показаны суммарные скорости потери O⁺ и N⁺ в зависимости от EUV-потока для современного магнитного поля с g₁⁰ = 30 мкТл (тонкие кривые) и в момент инверсии с g₂⁰ = 2.5 мкТл (толстые кривые) и g₂⁰ = 0.25 мкТл (пунктирные кривые) при давлении СВ 1.4 нПа (б) и 30 нПа (в). Из рисунка следует, что слабое магнитное поле, а также высокое давление СВ увеличивают ионосферные потери.

Рисунок 5 демонстрирует суммарные скорости потери O⁺ и N⁺ для квадрупольного магнитного поля с g₂⁰ = 2.5 мкТл (тонкие кривые) и g₂⁰ = 0.25 мкТл (толстые кривые) во время инверсии в зависимости от давления СВ при разных уровнях EUV-излучения. В случае небольшого EUV-излучения (в 1.5 раза выше современного) собственное магнитное поле обеспечивает отток тяжелых ионов из полярных шапок и каспов для всех рассматриваемых значений давления СВ при g₂⁰ = 2.5 мкТл и для значений давления СВ менее 30 нПа при g₂⁰ = 0.25 мкТл. При высоком EUV-излучении (в 4.5 раза выше современного) магнитное поле не может защитить ионосферу от прямого

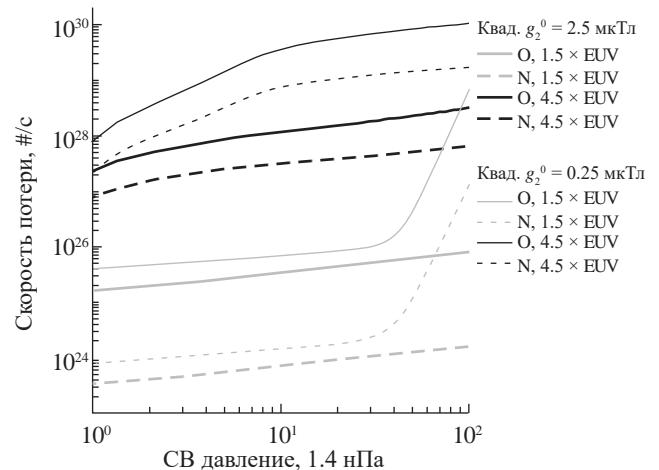


Рис. 5. Скорости потерь ионов кислорода O⁺ (сплошные) и азота N⁺ (пунктирные) для квадрупольного магнитного поля с g₂⁰ = 2.5 мкТл (тонкие) и g₂⁰ = 0.25 мкТл (толстые) в зависимости от давления СВ

воздействия СВ, что приводит к значительным потерям ионов даже при слабом давлении СВ.

Согласно табл. 2, значительная часть атмосферы может быть потеряна за 1 млн лет либо в очень слабом магнитном поле (g₂⁰ = 0.25 мкТл), либо в сильном магнитном поле (g₂⁰ = 2.5 мкТл), но в экстремальных солнечных условиях (P_{sw} ≥ 30 нПа и

Таблица 2. Суммарные скорости потерь $\sum_{\alpha=O,N} m_{\alpha} Q_{\alpha}$, отношение скоростей потерь Q_N/Q_O и процент атмосферы, потерянной за 1 млн лет для дипольного магнитного поля с $g_1^0 = 30$ мкТл (в настоящее время) и квадрупольного поля с $g_2^0 = 2.5$ мкТл и $g_2^0 = 0.25$ мкТл (в момент инверсии) при различных солнечных условиях

Коэф. Гаусса, мкТл	Современный EUV	P_{sw} , нПа	$\sum_{O,N} m_{\alpha} Q_{\alpha}$, кг/с	Q_N/Q_O	Атмос. потери, % / млн лет)
Дип. $g_1^0 = 30$	$\times 3$	10	3.1	0.08	1.9×10^{-3}
Квадруп. $g_2^0 = 2.5$	$\times 3$	10	1.5	0.08	9.3×10^{-4}
Квадруп. $g_2^0 = 0.25$	$\times 3$	10	14	0.13	8.8×10^{-3}
Дип. $g_1^0 = 30$	$\times 4.5$	30	16	0.15	0.01
Квадруп. $g_2^0 = 2.5$	$\times 4.5$	30	1.1×10^3	0.23	0.7
Квадруп. $g_2^0 = 0.25$	$\times 4.5$	30	2.2×10^4	0.19	13.4

$4.5 \times$ EUV-поток). Более того, около 20 % всех потерь в атмосфере будет приходиться на азот ^{14}N . Магнитное поле напряженностью около 10 % от его современного значения эффективно защищает атмосферу от эрозии солнечным ветром при умеренных солнечных условиях, что согласуется с выводом в работе [23]. Таким образом, значительные потери кислорода и азота требуют более высокой солнечной активности или более низкой напряженности магнитного поля, как это предложено в работе [6]. Представленный механизм диссипации и количественная оценка потерь в течение геологического времени могут обосновать значительные изменения в массе атмосферы и атмосферном давлении.

6. ВЫВОДЫ

В современном дипольном поле Земли с $g_1^0 = 30$ мкТл потери кислорода составляют около $3 \times 10^{25} \text{ O}^+/\text{с}$, что является незначительной скоростью. По оценкам [36] общие потери атмосферы составляют около 1 кг/с или меньше. Во время инверсии напряженность геомагнитного поля снижается до 10 % или менее от нынешнего значения. Это уменьшает магнитосферу примерно на две трети и при сильном EUV-излучении позволяет солнечному ветру достигать уровня ионосферы. Во время солнечных событий EUV-поток и давление солнечного ветра могут значительно увеличиться, что приведет к потере 16 кг/с в современном магнитном поле с $g_1^0 = 30$ мкТл или потере $(1.1 \div 22) \times 10^3$ кг/с в более слабых магнитных полях с $g_2^0 = 2.50 \div 0.25$ мкТл, соответственно. Также во время солнечных событий верхняя атмосфера Земли обогащается ионами азота N^+ . Легкие изотопы азота ^{14}N проще улавливаются солнечным ветром, чем изотопы кислорода, что может привести к повышению фона

тяжелых изотопов азота ^{15}N во время геомагнитных инверсий. Общий вывод из проведенного анализа: в течение очень длительных периодов множественных инверсий и слабых магнитных полей, продолжающихся миллионы лет, потеря массы атмосферы может иметь серьезное влияние на биосферу.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Настоящая работа поддержана грантом № МК-5053.2022.6 Министерства науки и высшего образования РФ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Sepkoski J.J. Phanerozoic Overview of Mass Extinction // Patterns and Processes in the History of Life. 1986. P. 277–295. https://doi.org/10.1007/978-3-642-70831-2_15
2. Keller G. Impacts, volcanism and mass extinction: random coincidence or cause and effect? // Australian J. Earth Sciences. 2005. V. 52 Iss. 4–5. P. 725–757. <https://doi.org/10.1080/08120090500170393>
3. Raup D.M., Sepkoski J.J. Mass Extinctions in the Marine Fossil Record // Science. 1982. V. 215. Iss. 4539. P. 1501–1503. <https://doi.org/10.1126/science.215.4539.1501>
4. Valet J.-P., Fournier A. Deciphering records of geomagnetic reversals // Reviews of Geophysics. 2016. V. 54. Iss. 2. P. 410–446. DOI: 10.1002/2015RG000506
5. Hounslow M.W., Domeier M., Biggin A.J. Subduction flux modulates the geomagnetic polarity reversal rate // Tectonophysics. 2018. Iss. 742. P. 34–49. <https://doi.org/10.1016/j.tecto.2018.05.018>
6. Wei Y., Pu Z., Zong Q. et al. Oxygen escape from the Earth during geomagnetic reversals: Implications to mass extinction // Earth and Planetary Science

- Letters. 2014. Iss. 394. P. 94–98. <https://doi.org/10.1016/j.epsl.2014.03.018>
7. *Berner R.A.* Phanerozoic atmospheric oxygen: New results using the GEOCARBSULF model // American J. Science. 2009. V. 309. Iss. 7. P. 603–606. <https://doi.org/10.2475/07.2009.03>
 8. *Algeo T.J., Meyers P.A., Robinson R.S. et al.* Icehouse-greenhouse variations in marine denitrification // Biogeosciences. 2014. V. 11. Iss. 4. P. 1273–1295. <https://doi.org/10.5194/bg-11-1273-2014>
 9. *Johnson B.W., Goldblatt C.* EarthN: A New Earth System Nitrogen Model // Geochemistry, Geophysics, Geosystems. 2018. V. 19. Iss. 8. P. 2516–2542. <https://doi.org/10.1029/2017GC007392>
 10. *Cannell A.E.R.* The engineering of the giant dragonflies of the Permian: revised body mass, power, air supply, thermoregulation and the role of air density // J. Exp. Biol. 2019. Iss. 221. Art.ID. jeb185405. <https://doi.org/10.1242/jeb.185405>
 11. *Cannell A., Nel A.* Paleo-air pressures and respiration of giant Odonatoptera from the Late Carboniferous to the Early Cretaceous // Palaeoentomology. 2023. V. 6. Iss. 4. <https://doi.org/10.11646/palaeoentomology.6.4.6>
 12. *Cannell A.E.R.* Too big to fly? An engineering evaluation of the fossil biology of the giant birds of the Miocene in relation to their flight limitations, constraining the minimum air pressure at about 1.3 bar // Animal Biology. 2020. V. 70. Iss. 3. P. 1–20. <https://doi.org/10.1163/15707563-bja10001>
 13. *Cannell A., Blamey N., Brand U. et al.* A revised sedimentary pyrite proxy for atmospheric oxygen in the paleozoic: Evaluation for the silurian-devonian-carboniferous period and the relationship of the results to the observed biosphere record // Earth-Science Reviews. 2022. Art. ID104062. <https://doi.org/10.1016/j.earscirev.2022.104062>
 14. *Hoffman J.H., Dodson W.H., Lippincott C.R. et al.* Initial ion composition results from the ISIS2 satellite // J. Geophysical Research (1896–1977). 1974. V. 79. Iss. 28. P. 4246–4251. <https://doi.org/10.1029/JA079i028p04246>
 15. *Chappell C.R., Olsen R.C., Green J.L. et al.* The discovery of nitrogen ions in the Earth's magnetosphere // Geophysical Research Letters. 1982. V. 9. Iss. 9. P. 937–940. <https://doi.org/10.1029/GL009i009p00937>
 16. *Cully C.M., Donovan E.F., Yau A.W. et al.* Akebono / Suprathermal Mass Spectrometer observations of low-energy ion outflow: Dependence on magnetic activity and solar wind conditions // J. Geophysical Research (Space Physics). 2003. V. 108. Iss. A2. Art.ID. 1093. <https://doi.org/10.1029/2001JA009200>
 17. *Tian F., Kasting J.F., Liu H.-L. et al.* Hydrodynamic planetary thermosphere model: 1. Response of the Earth's thermosphere to extreme solar EUV conditions and the significance of adiabatic cooling // J. Geophysical Research (Planets). 2008. V. 113. Iss. E5. Art.ID. E05008. <https://doi.org/10.1029/2007JE002946>.
 18. *Chapman S.* The absorption and dissociative or ionizing effect of monochromatic radiation in an atmosphere on a rotating Earth part II. grazing incidence // Proc. the Physical Society. 1931. V. 43. Iss. 5. P. 483–501. <https://doi.org/10.1088/0959-5309/43/5/302>
 19. *Olivares-Pulido G., Hernández-Pajares M., Aragón-Angel A. et al.* A linear scale height Chapman model supported by GNSS occultation measurements // J. Geophysical Research (Space Physics). 2016. V. 121. Iss. 8. P. 7932–7940. <https://doi.org/10.1002/2016JA022337>
 20. *Tian F., Solomon S.C., Qian L. et al.* Hydrodynamic planetary thermosphere model: 2. coupling of an electron transport/energy deposition model // J. Geophysical Research: Planets. 2008. V. 113. Iss. E7. <https://doi.org/10.1029/2007JE003043>
 21. *Smithtro C.G., Sajka J.J.* Behavior of the ionosphere and thermosphere subject to extreme solar cycle conditions // J. Geophysical Research (Space Physics). 2005. V. 110. Iss. A8. Art.ID. A08306. <https://doi.org/10.1029/2004JA010782>
 22. *Lundin R., Dubinin E.M.* Phobos-2 results on the ionospheric plasma escape from Mars // Advances in Space Research. 1992. Iss. 12. P. 255–263. [https://doi.org/10.1016/0273-1177\(92\)90338-X](https://doi.org/10.1016/0273-1177(92)90338-X)
 23. *Tsareva O.O., Dubinin E.M., Malova H.V. et al.* Atmospheric escape from the earth during geomagnetic reversal // Ann. Geophys. 2019. V. 63. Iss. 2. Art.ID PA223. <https://doi.org/10.4401/ag-8354>
 24. *Merrill R.T., McFadden P.L.* Paleomagnetism and the nature of the geodynamo // Science. 1990. V. 248. Iss. 4953. P. 345–350. <https://doi.org/10.1126/science.248.4953.345>
 25. *Leonhardt R., Fabian K.* Paleomagnetic reconstruction of the global geomagnetic field evolution during the matuyama/brunhes transition // Earth and Planetary Science Letters. 2007. Iss. 253. P. 172–195. <https://doi.org/10.1016/j.epsl.2006.10.025>
 26. *Valet J.-P., Thevarasan A., Bassinot F. et al.* Two records of relative paleointensity for the past 4 Myr // Frontiers in Earth Science. 2020. V. 8. Art.ID148. <https://doi.org/10.3389/feart.2020.00148>
 27. *Herrero-Bervera E., Valet J.-P.* Absolute paleointensity and reversal records from the Waianae sequence (Oahu, Hawaii, USA) // Earth and Planetary Science Letters. 2005. V. 234. Iss. 1–2. P. 279–296. <https://doi.org/10.1016/j.epsl.2005.02.032>
 28. *Jacobs J.A.* Reversals of the Earth's magnetic field. 2nd edition. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1994.
 29. *Glatzmaier G.A., Roberts P.H.* A three-dimensional self-consistent computer simulation of a geomagnetic

- field reversal // *Nature*. 1995. V. 377. Iss. 6546. P. 203–209. <https://doi.org/10.1038/377203a0>
30. *Wood B.E., Muller H.-R., Zank G.P. et al.* Measured mass-loss rates of solar-like stars as a function of age and activity // *The Astrophysical J.* 2002. V. 574. Iss. 1. P. 412–425. <https://doi.org/10.1086/340797>
31. *Güdel M., Kasting J.* Origins and evolution of life: The young sun and its influence on planetary atmospheres. Cambridge: Cambridge University Press, 2011.
32. *Mansoori A., Khan P., Ahmad R. et al.* Evaluation of long term solar activity effects on GPS derived tec. // *J. Physics: Conference Series*. 2016. V. 759. Art.ID012069. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/759/1/012069>
33. *Krauss S., Pfleger M., Lammer H.* Satellite-based analysis of thermosphere response to extreme solar flares // *Annales Geophysicae*. 2014. V. 32. Iss. 10. P. 1305–1309. <https://doi.org/10.5194/angeo-32-1305-2014>
34. *Yamauchi M., Wahlund J.-E.* Role of the Ionosphere for the Atmospheric Evolution of Planets // *Astrobiology*. 2007. V. 7. Iss. 5. P. 783–800. <https://doi.org/10.1089/ast.2007.0140>
35. *Lundin R., Dubinin E.M., Koskinen H. et al.* On the momentum transfer of the solar wind to the Martian topside ionosphere // *Geophysical Research Letters*. 1991. V. 18. Iss. 6. P. 1059–1062. <https://doi.org/10.1029/90GL02604>
36. *Lundin R., Lammer H., Ribas I.* Planetary magnetic fields and solar forcing: Implications for atmospheric evolution // *Space Science Reviews*. 2007. V. 129. Iss. 1–3. P. 245–278. <https://doi.org/10.1007/s11214-007-9176-4>
37. *Brain D.A., Bagenal F., Ma Y.-J. et al.* Atmospheric escape from unmagnetized bodies // *J. Geophys. Res. Planets*. 2016. V. 121. <https://doi.org/10.1002/2016JE005162>
38. *Gronoff G., Arras P., Baraka S. et al.* Atmospheric escape processes and planetary atmospheric evolution: from misconceptions to challenges // *Proc. European planetary science congress*. 2020. EPSC2020–32. <https://doi.org/10.5194/epsc2020-32>
39. *Gunell H., Maggiolo R., Nilsson H. et al.* Why an intrinsic magnetic field does not protect a planet against atmospheric escape // *Astronomy and Astrophysics*. 2018. V. 614. Iss. L3. <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201832934>
40. *Seki K., Elphic R.C., Hirahara M. et al.* On atmospheric loss of oxygen ions from Earth through magnetospheric processes // *Science*. 2001. V. 291. Iss. 5510. P. 1939–1941. <https://doi.org/10.1126/science.1058913>
41. *Slapak R., Hamrin M., Pitkänen T. et al.* Quantification of the total ion transport in the near-Earth plasma sheet // *Annales Geophysicae*. 2017. V. 35. Iss. 4. P. 869–877. <https://doi.org/10.5194/angeo-35-869-2017>
42. *Slapak R., Schillings A., Nilsson H. et al.* Atmospheric loss from the dayside open polar region and its dependence on geomagnetic activity: implications for atmospheric escape on evolutionary timescales // *Annales Geophysicae*. 2017. V. 35. Iss. 3. P. 721–731. <https://doi.org/10.5194/angeo-35-721-2017>
43. *Banks P.M., Holzer T.E.* The polar wind // *J. Geophysical Research*. 1968. V. 73. Iss. 21. P. 6846–6854. <https://doi.org/10.1029/JA073i021p06846>
44. *Yau A.W., Abe T., Peterson W.K.* The polar wind: Recent observations // *J. Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*. 2007. V. 69. Iss. 16. P. 1936–1983. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2007.08.010>
45. *Pierrard V., Lemaire J.* Lorentzian ion exosphere model // *J. Geophysical Research*. 1996. V. 101. Iss. A4. P. 7923–7934. <https://doi.org/10.1029/95JA03802>
46. *Strangeway R.J., Ergun R.E., Su Y.-J. et al.* Factors controlling ionospheric outflows as observed at intermediate altitudes // *J. Geophysical Research (Space Physics)*. 2005. Iss. 110. Art.ID A03221. <https://doi.org/10.1029/2004ja010829>
47. *Fok M.-C., Ebihara Y., Moore T.E.* Inner magnetospheric plasma interaction and coupling with the ionosphere // *Adv. Polar Upper Atmos. Res.* 2005. V. 19. P. 106–134.
48. *Pollock C.J., Chandler M.O., Moore T.E. et al.* A survey of upwelling ion event characteristics // *J. Geophys. Res.* 1990. V. 95. Iss. A11. P. 18969–18980. <https://doi.org/10.1029/JA095iA11p18969>
49. *Perez-de-Tejada H.* Momentum transport in the solar wind erosion of the Mars ionosphere // *J. Geophysical Research: Planets*. 1998. Iss. 103. P. 31499–31508. <https://doi.org/10.1029/1998JE900001>
50. *Perez-de-Tejada H.* Solar wind-driven plasma flows in the Venus and Mars ionospheres // *Advances in Space Research*. 1992. V. 12. Iss. 9. P. 265–274. [https://doi.org/10.1016/0273-1177\(92\)90339-Y](https://doi.org/10.1016/0273-1177(92)90339-Y)
51. *Lammer H., Scherf M., Kurokawa H. et al.* Loss and fractionation of noble gas isotopes and moderately volatile elements from planetary embryos and early Venus, Earth and Mars // *Space Science Reviews*. 2020. V. 216. Iss. 4. Art.ID. 74. <https://doi.org/10.1007/s11214-020-00701-x>

ATMOSPHERIC LOSSES OF N⁺ AND O⁺ UNDER THE EXTREME SOLAR CONDITIONS DURING GEOMAGNETIC REVERSALS

© 2025 O. O. Tsareva^{1,*}, A. Cannell², N. N. Levashov^{1,3},
H. V. Malova^{1,4}, V. Yu. Popov^{1,3,5}, L. M. Zelenyi^{1,4}

¹*Space Research Institute, Moscow, Russia*

²*Institute of Advanced Studies (Human Evolution) USP, São Paulo, Brazil*

³*Lomonosov MSU, Faculty of Physics, Moscow, Russia*

⁴*Scobeltsyn Institute of Nuclear Physics of Lomonosov MSU, Moscow, Russia*

⁵*National Research University "Higher School of Economics", Moscow, Russia*

*e-mail: olga8.92@mail.ru

According to the widespread concept, the magnetosphere shields the planet's atmosphere from erosion caused by the solar wind. We have previously shown that during geomagnetic polarity reversals, when the magnetic field weakens to about 10 % of the present one, its shielding is still effective. This conclusion was obtained for quiet periods of solar activity. However, since the duration of a geomagnetic reversal can cover several thousand years, during which many extreme events can occur, changes in solar parameters such as solar wind pressure and EUV-flux should be considered. At high EUV-flux, the concentrations of nitrogen and oxygen, as well as their losses, increase in the Earth's upper atmosphere. We have considered the most significant mechanisms of heavy ion escape from Earth's atmosphere and estimated their losses within the framework of a semi-empirical model. The results show that a weak geomagnetic field and strong solar activity lead to a change in the dominant escape mechanism and to significant atmospheric losses of preferentially lighter isotopes.

УДК 551.521; 550.384

МОДЕЛИРОВАНИЕ РАДИАЦИОННОЙ ОБСТАНОВКИ НА ЗЕМЛЕ ВО ВРЕМЯ СОЛНЕЧНЫХ ПРОТОННЫХ СОБЫТИЙ В ПРОЦЕССЕ ГЕОМАГНИТНОЙ ИНВЕРСИИ

© 2025 г. Н. Н. Левашов^{1,*}, О. О. Царева¹, В. Ю. Попов^{1, 2, 3},
Х. В. Малова^{1, 4}, Л. М. Зеленый¹

¹Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

²МГУ имени М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия

³Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», Москва, Россия

⁴Научно-исследовательский институт ядерной физики
им. Д.В. Скobelцына МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия

*e-mail: nn.levashov@physics.msu.ru

Поступила в редакцию 06.11.2023 г.

После доработки 06.05.2024 г.

Принята к публикации 07.06.2024 г.

Исследуется радиационная опасность на Земле от галактических и солнечных космических лучей при прохождении их через современную и разреженную (в результате множественных инверсий) атмосферу во время солнечных протонных событий и в момент геомагнитной инверсии. Полагается, что в процессе инверсии геомагнитное поле ослабевает и принимает осесимметричную квадрупольную конфигурацию. Показано, что в случае однократной инверсии, когда атмосфера не успевает измениться, мощности доз радиации увеличиваются только на низких широтах и идентичны современному радиационному уровню у полюсов. Однако, в период множественных инверсий, когда атмосфера разрежена, уровень радиации в момент инверсии на поверхности Земли повышается, в среднем, в два раза, по сравнению с современным уровнем на всех широтах, что может влиять на биосферу.

DOI: 10.31857/S0023420625010072, EDN: HEAUSV

1. ВВЕДЕНИЕ

Космические лучи (КЛ) – это потоки заряженных частиц высокой энергии, в основном протонов, создающие естественную космическую радиацию. Заряженные частицы КЛ активно бомбардируют Землю, вторгаясь в ее атмосферу, и передают свою энергию веществу либо через ионизацию, либо через образование каскадов путем неупругих соударений с ядрами воздуха [1]. КЛ можно разделить на галактические (ГКЛ) и солнечные (СКЛ). ГКЛ – заряженные частицы, ускоренные в нашей Галактике. Энергия протонов ГКЛ (по разным оценкам теоретиков) составляет от 10 МэВ до 10^{15} – 10^{17} эВ. Заряженные частицы с еще большей энергией, ускоряются вне нашей Галактики и называются экстра-галактическими. СКЛ – заряженные частицы, ускоренные во вспышках на Солнце и в вызванных ими ударных волнах. Энергия СКЛ

простирается от долей МэВ до (очень редко) нескольких десятков ГэВ. Интенсивность СКЛ не постоянна и зависит от активности Солнца: любые возрастания интенсивности СКЛ, как небольшие, так и мощные называют солнечными протонными событиями (СПС) [2, 3]. Для мощных СПС энергия ($E_{СКЛ}$ / гкл), при которой интенсивность СКЛ превышает интенсивность ГКЛ, может достигать порядка 100 МэВ. Если же СПС мощны и их $E_{СКЛ}$ / гкл очень велика (как, например, в декабре 2006 г.), такие события наблюдаются на поверхности Земли и для них есть отдельное название – “Наземные возрастания СКЛ” (англ. Ground Level Events (GLE)).

Геомагнитное поле и плотная атмосфера защищают нашу планету от КЛ, отклоняя и поглощая заряженные частицы. К тому же магнитное поле препятствует эрозии атмосферы солнечным

ветром. Однако геомагнитное поле не статично и с момента своего возникновения подвержено непрерывным изменениям, самое значительное из которых – это геомагнитная инверсия, т.е. смена полярности. Геомагнитные инверсии происходят хаотически с интервалами от десятков тысяч до миллионов лет и с длительностью от нескольких сотен до сотен тысяч лет. За длительными периодами спокойного геомагнитного поля могут следовать несколько коротких периодов инверсий.

Палеоданные указывают на переменную плотность атмосферы на протяжении всей истории Земли, а также на некоторую корреляцию атмосферных и геомагнитных изменений. Согласно широко распространенной концепции [4], геомагнитные инверсии способствуют потере атмосферы, что вследствие кумулятивного эффекта в течение нескольких миллионов лет множественных инверсий может привести к значительному падению плотности атмосферы [5].

В одном из предыдущих исследований авторов настоящей работы рассматривалась радиационная обстановка во время инверсии, атмосфера предполагалась неизменной, было показано что, даже когда магнитный щит ослабевает, атмосфера продолжает эффективно поглощать КЛ [6]. Такой сценарий соответствовал одиночной инверсии, ожидаемой в будущем.

Целью настоящего исследования является оценка доз радиации ГКЛ и СКЛ при прохождении через современную и разреженную (в результате множественных инверсий) атмосферу во время солнечных протонных событий и в момент геомагнитной инверсии и сравнение с современной радиационной обстановкой.

2. ЧИСЛЕННАЯ МОДЕЛЬ

Для моделирования первичных частиц ГКЛ использовался стандарт ГОСТ 25645.150-90. В модели данной работы предполагалось, что ГКЛ на 92 % состоят из протонов и 8 % из ядер гелия. В качестве СПС анализировалось событие, произошедшее 13 декабря 2006 г., т.е. почти в минимуме солнечной активности. Спектр данного события можно смоделировать при помощи функции Вейбулла $W(E) = kE^{b-1} \exp\left\{-(E/E_0)^b\right\}$ [$\text{м}^{-2} \text{ср}^{-1} \text{с}^{-1} \text{МэВ}^{-1}$], где коэффициент $k = 2 \cdot 10^7$; показатель степени $b = 0.26$; энергия излома спектра $E_0 = 0.1 \text{ МэВ}$ [7]. Энергетические спектры первичных частиц ГКЛ и СКЛ во время СПС представлены на рис. 1.

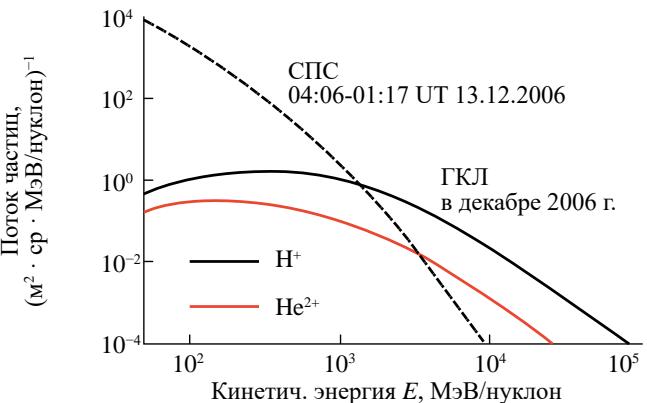


Рис. 1. Спектры первичных протонов ГКЛ (черная сплошная кривая), альфа-частиц (красная сплошная кривая) ГКЛ в солнечный минимум и протонов СКЛ во время СПС (черная пунктирная кривая)

Для моделирования прохождения КЛ через атмосферу, использовался инструментарий GEANT4 – пакет для моделирования прохождения элементарных частиц через вещество с использованием метода Монте-Карло [8]. Взаимодействия частиц и вещества были описаны с помощью FTFP – списка физических процессов BERT-HP. Эта физическая модель включает в себя модель Fritiof для частиц с энергиями выше 10 ГэВ, каскадную модель Бертини для энергий ниже 10 ГэВ и высокоточную нейтронную модель для энергий ниже 20 МэВ [9].

Для параметризации атмосферы использовалась эмпирическая модель NRLMSISE-00 [10], позволяющая задать температуры и плотности компонент атмосферы от поверхности планеты на различных широтах. На рис. 2 изображена

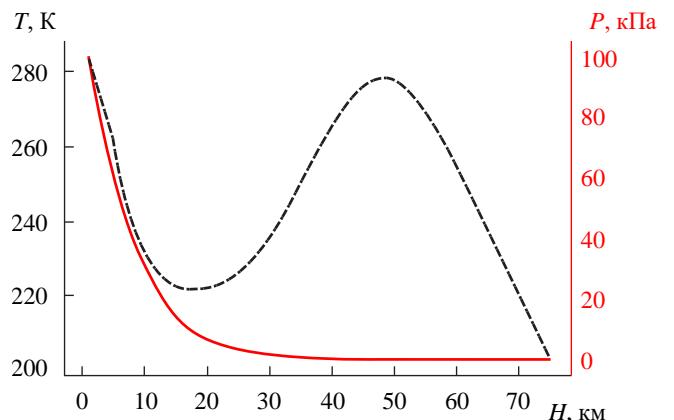


Рис. 2. Зависимость температуры (черная пунктирная кривая) и давления (красная сплошная кривая) современной атмосферы от высоты

зависимость температуры и давления от высоты на средних широтах.

Для определения спектра КЛ на границе атмосферы Земли использовалась теория Штермера [11, 12], показавшая хорошее согласие с результатами численного моделирования траекторий движения заряженных частиц в современном геомагнитном поле и во время его инверсии [6, 13].

Динамика заряженных частиц в магнитном поле характеризуется магнитной жесткостью $R = pc/|q|$, где R – жесткость частицы в ГВ; p – ее импульс; c – скорость света; $|q|$ – заряд частицы. Частицы с одинаковой жесткостью имеют одинаковый ларморовский радиус $r = RB = pc/|q|B$ и движутся по одинаковым траекториям. Минимальная жесткость, при которой заряженная частица из космоса может достичь заданной точки околоземного пространства, называется жесткостью геомагнитного обрезания R_c .

Поток заряженных частиц КЛ, попадающих из космоса на границу атмосферы Земли, определяется жесткостью геомагнитного обрезания R_c : чем меньше величина R_c , тем выше поток КЛ. Согласно теории Штермера для дипольного магнитного поля жесткость геомагнитного обрезания максимальна на геомагнитном экваторе и уменьшается с ростом широты (так называемый широтный эффект) [14]. Для осесимметричного квадрупольного поля максимум жесткости геомагнитного обрезания достигается на магнитной широте $\lambda = \pm 26.565^\circ$ [12]. Вертикальная жесткость является хорошей оценкой глобальной жесткости, усредненной по всем направлениям. Значения величин R_c для частиц, вертикально падающих на сферу радиусом r (радиус Земли $r_E = 6371$ км) на геомагнитную широту λ , равно $R_c^{dip} = cg_1^0 r_E / (4q)(r_E/r)^2 \cos^4 \lambda$ и $R_c^{quad} = cg_2^0 r_E 1.08 / q (r_E/r)^3 \cos^3 \lambda \sin^{3/2} \lambda$ для дипольного и квадрупольного магнитных полей с коэффициентами Гаусса g_1^0 и g_2^0 соответственно [12, 13]. На рис. 3 показаны энергии обрезания протонов для диполя с $g_1^0 = 30$ мкТл ($cg_1^0 r_E / (4e) = 14.3$ ГВ) и квадруполя с $g_2^0 = 2.5$ мкТл ($cg_2^0 r_E 1.08 / e = 5.16$ ГВ) на поверхности Земли в зависимости от широты λ .

Согласно модели геодинамо [15] в процессе инверсии дипольная компонента поля ослабевает на порядок, а квадрупольная становится доминирующей. При этом ряд палеомагнитных исследований [16, 17] свидетельствует о геомагнитном поле напряженностью менее 10 % от

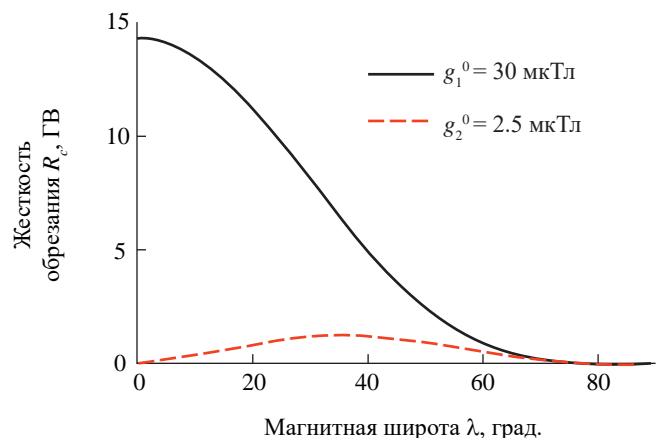


Рис. 3. Жесткость геомагнитного обрезания осесимметричных дипольного и квадрупольного магнитных полей от магнитной широты

современной напряженности в период множественных инверсий от 3.36 до 3.03 млн лет назад. Поскольку квадрупольное поле также эволюционирует во времени, его величина и конфигурация в момент инверсии, вообще говоря, могут быть случайными [18]. Предполагаем осесимметричную конфигурацию квадруполя с коэффициентом Гаусса $g_2^0 = 2.5$ мкТл. Такая конфигурация интересна тем, что в подсолнечной области образуется туннелеобразный касп, через который КЛ может эффективно проникать внутрь магнитосферы. В современную эпоху потоки КЛ на Земле уменьшаются при переходе из полярных районов к экватору.

Отметим, что кроме геомагнитного существует атмосферное обрезание, для которого минимальная энергия первичных частиц КЛ, необходимая для образования вторичных адронных частиц, достигающих Землю, составляет ≥ 100 МэВ [19]. Таким образом, атмосферное обрезание преобладает над геомагнитным вблизи магнитных полюсов.

Было рассмотрено два сценария инверсии: в первом сценарии атмосфера не меняется, что характерно для однократной инверсии; во втором – масса кислорода O_2 уменьшается на 33 %, а масса азота N_2 – на 2 %, что соответствует падению атмосферного давления на 9 %. Такое разрежение наблюдалось в прошлом в процессе множественных инверсий, вероятно способствующих диссипации атмосферы. В течение фанерозоя, когда частота инверсий возрастала, уровень O_2 значительно снижался с современных 21 % до 14 % [5]. За этот геологический период не обнаружено заметных вариаций атмосферного N_2 [20]. Однако спутниковые данные

свидетельствуют, что в спокойных солнечных / геомагнитных условиях отток ионов N^+ из ионосферы составляет $\sim 10\%$ от оттока ионов O^+ , а в возмущенных условиях может даже превышать его [21]. Изменчивость давления атмосферы в фанерозойскую эру также подтверждается палеонтологическими исследованиями [22].

3. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Радиация, которую несут с собой КЛ даже сегодня, при сильном геомагнитном поле, может негативно сказаться на работе высокотехнологичного оборудования, расположенного в районе полюсов. Для того чтобы разобраться, с какими уровнями радиации человечество может столкнуться в момент инверсии, в настоящем исследовании были рассчитаны мощности доз радиации от ГКЛ и СКЛ во время СПС для различных сценариев на ключевых высотах. ГКЛ, обладающие высокой энергией, проходят порог геомагнитного обрезания на всех широтах даже при сильном геомагнитном поле. На рис. 4 при-

веденены мощности доз радиации от ГКЛ в мкЗв/ч в зависимости от широты λ на высоте 10 км, где обычно летают самолеты. Черный график отображает мощности доз радиации для современной эпохи, зеленый — для случая однократной инверсии, красный — для случая множественных инверсий, когда атмосфера разрежена. Из графиков следует, что существенная разница в радиации на этой высоте для обоих сценариев инверсии будет наблюдаться только на низких широтах.

На рис. 5 приведены мощности доз радиации ГКЛ в мкЗв/ч в зависимости от широты на поверхности Земли для мюонов (а) и для нейтронов (б). На рис. 6 показаны мощности суммарных доз радиации от ГКЛ в мкЗв/ч в зависимости от широты на высоте 10 км и на поверхности Земли. Черный график отображает мощности доз для современной эпохи, зеленый — для случая однократной инверсии, красный — для случая множественных инверсий, когда разрежена атмосфера. Для сценария однократной инверсии

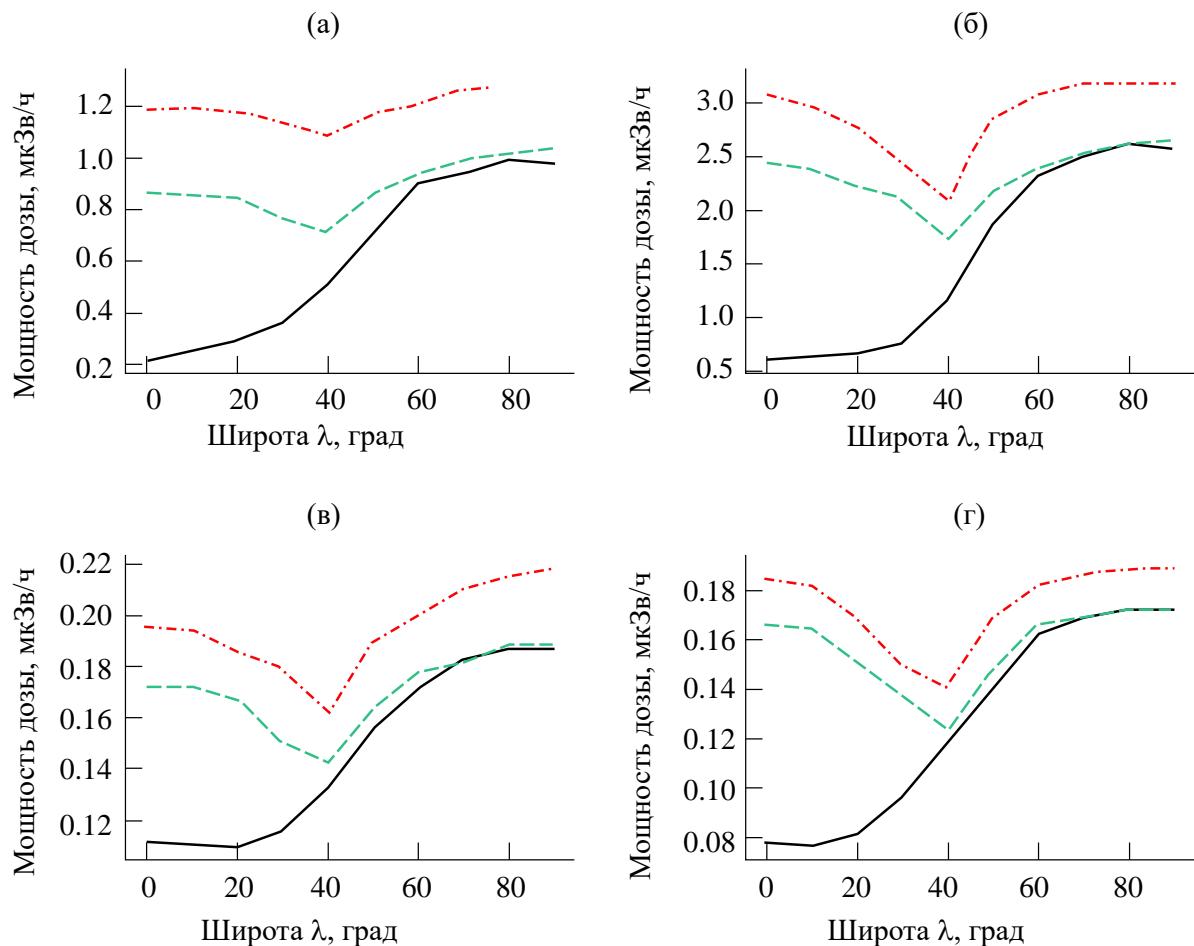


Рис. 4. Мощность доз радиации от ГКЛ на высоте 10 км для протонов (а), нейтронов (б), мюонов (в) и электронов (г)

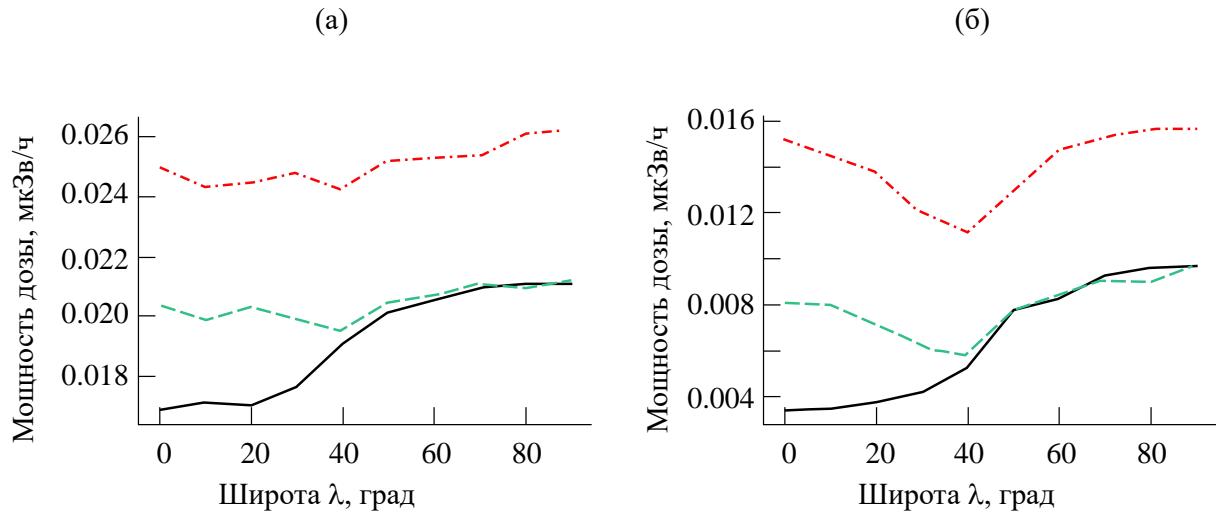


Рис. 5. Мощность доз радиации от ГКЛ на поверхности Земли для мюонов (а) и нейтронов (б)

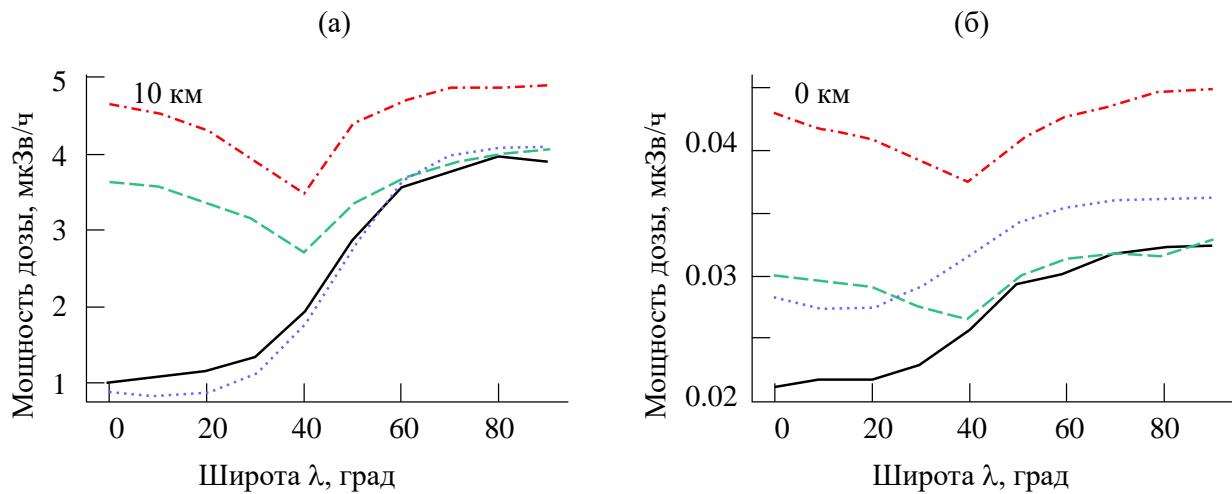


Рис. 6. Мощность суммарных доз радиации от ГКЛ на высоте 10 км (а), на поверхности Земли (б)

повышенный уровень радиации будет только на низких широтах, однако, в случае множественных инверсий уровень радиации будет в разы выше по сравнению с современным на всех широтах.

Пунктирный синий график отображает мощность доз радиации для современной эпохи, рассчитанные при помощи полуэмпирической модели PARMA [23]. Различие мощности доз для современной эпохи, полученных в настоящей работе и рассчитанных при помощи PARMA, обусловлено тем, что в модели, используемой в данном исследовании не учитывается вклад в радиацию от протонов альбедо, а также, в первичных ГКЛ мы пренебрегаем ядрами атомов

тяжелее гелия. Помимо этого, ввиду специфики пакета GEANT4, в модели настоящего исследования атмосфера разбивается на слои. В каждом слое моделируются средние параметры атмосферы, соответствующие высоте, на которой находится слой. Такое дискретное разбиение атмосферы также может влиять на конечный результат моделирования.

Частицы СКЛ обладают куда меньшей энергией, по сравнению с ГКЛ. Однако во время сильных СПС солнечные протоны с энергией, превышающей порог геомагнитного обрезания на средних широтах, могут превалировать над протонами ГКЛ. На рис. 7 приведены мощности доз для выбранного СПС в зависимости от

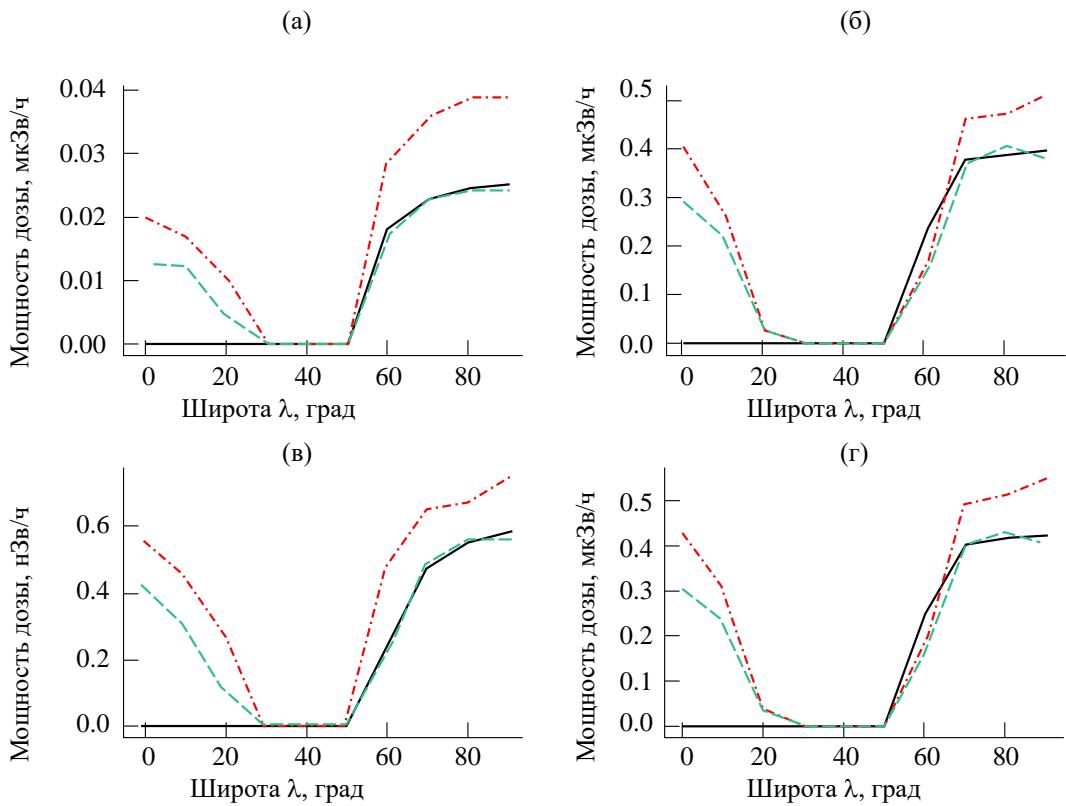


Рис. 7. Мощность доз радиации от СКЛ во время СПС на высоте 10 км для протонов (а), нейtronов (б), электронов (в), суммарные для всех частиц (г)

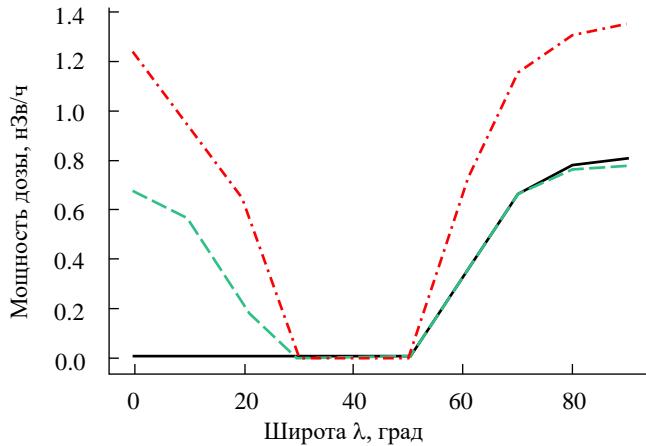


Рис. 8. Мощность доз радиации СКЛ во время СПС для нейtronов на поверхности Земли

широты на высоте 10 км для протонов (а), нейtronов (б), электронов (в) и мощности суммарных доз для всех частиц (г).

На рис. 8 изображена мощность доз радиации в зависимости от широты на поверхности планеты. Чёрный график отображает мощность доз

в нанорадиации для современной эпохи, зелёный — для случая однократной инверсии, красный — для случая множественных инверсий, когда разрежена атмосфера. Для данного СПС до поверхности Земли смогли долететь только нейтроны, вклад в радиацию от остальных частиц — пренебрежимо мал.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассмотрено изменение радиационной обстановки в околоземном пространстве в момент геомагнитной инверсии. Для случая однократной инверсии, когда геомагнитное поле ослабевает недолго в геологическом масштабе и плотность атмосферы не успевает измениться, уровень радиации увеличивается только на широтах, близких к экватору. Такое пространственное распределение радиации обусловлено осесимметричной квадрупольной конфигурацией магнитного поля. Для случая множественных инверсий, когда геомагнитное поле ослаблено достаточно долго, чтобы солнечный ветер рассиял часть атмосферы, дозы радиации от ГКЛ

вырастают на всех широтах и в 2–3 раза превышают современные на поверхности планеты. Во время СПС уровень радиации на магнитных полюсах (т.е. в отсутствие геомагнитного обретания) в 2–3 раза выше, чем в периоды низкой солнечной активности.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа поддержана грантом МК-5053.2022.6 Министерства науки и высшего образования РФ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Маурчев Е.А., Балабин Ю.В., Германенко А.В. и др. Влияние протонов космических лучей на образование вторичных частиц и ионизацию в атмосфере Земли // Труды Кольского научного центра РАН. 2019. Т. 10. № 8(5). С. 240–249. <https://doi.org/10.25702/KSC.2307-5252.2019.10.8.240-249>
2. Snyder C.W., Neugebauer M., Rao U.R. The solar wind velocity and its correlation with cosmic ray variations and with solar and geomagnetic activity // J. Geophys. Res. 1963. V. 68. Iss. 34. P. 6361–6370. <https://doi.org/10.1029/JZ068i024p06361>
3. Криволуцкий А.А., Репнин А.И. Воздействие космических энергичных частиц на атмосферу земли (обзор) // Геомагнетизм и аэрономия. 2012. Т. 52. № 6. С. 723–754.
4. Dehant V., Lammer H., Kulikov Y.N. et al. Planetary Magnetic Dynamo Effect on Atmospheric Protection of Early Earth and Mars // Space Science Reviews. 2007. V. 129(1–3). P. 279–300. <https://doi.org/10.1007/s11214-007-9163-9>
5. Wei Y., Pu Z., Zong Q.-W. et al. Oxygen escape from the Earth during geomagnetic reversals: Implications to mass extinction // Earth and Planetary Science Letters. 2014. V. 394. P. 94–98. <https://doi.org/10.1016/j.epsl.2014.03.018>
6. Царёва О.О., Зелёный Л.М., Малова Х.В. и др. Что ожидает человечество при инверсии магнитного поля Земли: угрозы мнимые и подлинные // Успехи физических наук. 2018. № 188. С. 207–220. <https://doi.org/10.3367/UFNr.2017.07.038190>
7. Laurenza M., Consolini G., Storini M. et al. The Weibull functional form for SEP event spectra // J. Physics Conference Series. 2015. V. 632. Art.ID012066. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/632/1/012066>
8. Agostinelli S., Allison J., Amako K. et al. Geant4 – A Simulation Toolkit // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. 2003. V. 506. P. 250–303. [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(03\)01368-8](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01368-8)
9. Allison J., Amako K., Apostolakis J. et al. Recent developments in geant4 // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. Section A. 2016. V. 835. P. 186–225. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2016.06.125>
10. Picone J., Hedin A.E., Drob D. et al. NRLMSISE-00 empirical model of the atmosphere: Statistical comparison and scientific issues // J. Geophysical Research. 2002. V. 107. Iss. A12. Art.ID. 1468. <https://doi.org/10.1029/2002JA009430>
11. Störmer C. The polar Aurora. Oxford: Clarendon Press, 1955.
12. Tsareva O.O. Generalization of Störmer theory for an axisymmetric superposition of dipole and quadrupole fields // J. Geophysical Research: Space Physics. 2019. V. 124. P. 2844–2853. <https://doi.org/10.1029/2018JA026164>
13. Stadelmann A., Vogt J., Glassmeier K.H. et al. Cosmic ray and solar energetic particle flux in paleomagnetospheres // Earth Planets and Space. 2010. V. 62. P. 333–345. <https://doi.org/10.5047/eps.2009.10.002>
14. Мурзин В. Астрофизика космических лучей. М.: Университетская книга; Логос, 2007.
15. Glatzmaier G.A., Roberts P.H. A three-dimensional convective dynamo solution with rotating and finitely conducting inner core and mantle // Physics of the Earth and Planetary Interiors. 1995. V. 91. Iss. 1. P. 63–75. [https://doi.org/10.1016/0031-9201\(95\)03049-3](https://doi.org/10.1016/0031-9201(95)03049-3)
16. Valet J.-P., Thevarasan A., Bassinot F. et al. Two records of relative paleointensity for the past 4 Myr. // Frontiers in Earth Science. 2020. V. 8. Iss. 148. <https://doi.org/10.3389/feart.2020.00148>
17. Herrero-Bervera E., Valet J.-P. Absolute paleointensity and reversal records from the Waianae sequence (Oahu, Hawaii, USA) // Earth and Planetary Science Letters. 2005. V. 234. Iss. 1–2. P. 279–296. <https://doi.org/10.1016/j.epsl.2005.02.032>
18. Poluijanov S., Batalla O. Cosmic-ray atmospheric cutoff energies of polar neutron monitors // Advances in Space Research. 2022. V. 70. Iss. 9. P. 2610–2617. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2022.03.037>
19. Vogt J., Glassmeier K.H. On the location of trapped particle populations in quadrupole magnetospheres // J. Geophysical Research: Space Physics. 2000. V. 105. Iss. A6. P. 13063–13071. <https://doi.org/10.1029/2000ja900006>
20. Berner R.A. Geological nitrogen cycle and atmospheric N₂ over Phanerozoic time // Geology. 2006. V. 34. Iss. 5. Art.ID. 413. <https://doi.org/10.1130/g22470.1>
21. Ilie R., Liemohn M.W. The outflow of ionospheric nitrogen ions: A possible tracer for the altitude dependent transport and energization processes of ionospheric plasma // J. Geophysical Research: Space Physics. 2016. V. 121. P. 9250–9255. <https://doi.org/10.1002/2015JA022162>

22. *Cannell A., Nel A.* Paleo-air pressures and respiration of giant Odonatoptera from the Late Carboniferous to the Early Cretaceous // *Palaeoentomology*. 2023. V. 6. Iss. 4. <https://doi.org/10.11646/palaeoentomology.6.4.6>
23. *Sato T., Yasuda H., Niita K. et al.* Development of PARMA: PHITS-based analytical radiation model in the atmosphere // *Radiation research*. 2008. V. 170. Iss. 2. P. 244–259. <https://doi.org/10.1667/RR1094.1>

SIMULATION OF EARTH'S RADIATION DURING SOLAR PROTON EVENTS IN THE PROCESS OF GEOMAGNETIC REVERSAL

© 2025 N. N. Levashov^{1, *}, O. O. Tsareva¹, V. Yu. Popov^{1, 2, 3},
H. V. Malova^{1, 4}, L. M. Zelenyi¹

¹*Space Research Institute, Moscow, Russia*

²*Lomonosov Moscow State University, Physical Faculty, Moscow, Russia*

³*HSE University, Moscow, Russia*

⁴*Scobeltsyn Institute of Nuclear Physics of Lomonosov MSU, Moscow, Russia*

*e-mail: nn.levashov@physics.msu.ru

The radiation from galactic and solar cosmic rays as they pass through the modern and rarefied (as a result of multiple reversals) atmosphere during solar proton events and at the time of geomagnetic reversal is studied. We assume that during the reversal process the geomagnetic field weakens and takes on an axisymmetric quadrupole configuration. It is shown that in the case of a single reversal, when the atmosphere does not have time to change, radiation dose powers increase only at low latitudes and are identical to the modern radiation at the poles. However, during the period of multiple inversions, when the atmosphere is rarefied, the level of radiation at the moment of reversal on the Earth's surface increases, on average, twice as much as today's radiation at all latitudes, which can affect the biosphere.

УДК 550.385.4

КЛАССИФИКАЦИЯ ИЗОЛИРОВАННЫХ СУББУРЬ ПРИ УЧЕТЕ УСЛОВИЙ ГЕНЕРАЦИИ И ХАРАКТЕРИСТИК ФАЗ

© 2025 г. Н. А. Бархатов^{1,*}, С. Е. Ревунов¹, О. М. Бархатова²,
Е. А. Ревунова², В. Г. Воробьев³, О. И. Ягодкина³

¹*Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
ВО Нижегородский государственный педагогический университет
им. К. Минина, Нижний Новгород, Россия*

²*Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
ВО Нижегородский государственный архитектурно-строительный университет,
Нижний Новгород, Россия*

³*Полярный геофизический институт, Анадырь, Россия*

*e-mail: nbarkhatov@inbox.ru

Поступила в редакцию 15.10.2023 г.

После доработки 17.12.2023 г.

Принята к публикации 18.01.2024 г.

Выполнена нейросетевая классификация изолированных суббуль, с учетом признаков, характеризующих особенности генерации различных суббульевых фаз. Для этого были выбраны следующие классификационные признаки: продолжительность фазы зарождения, фазы развития, фазы восстановления и длительность всей суббури в целом, а также особенности поведения компоненты B_z межпланетного магнитного поля (ММП). Под последним признаком подразумевается поворот компоненты B_z ММП к югу, который определяет начало фазы зарождения суббури. Эти признаки приняты в качестве входных рядов для создаваемых самообучающихся нейросетевых моделей. Результатом работы классификационных нейросетей является формирование графических образов набора указанных классификационных признаков, каждый из которых содержит информацию о продолжительности фаз рассматриваемых суббуль. Классификационные нейросетевые эксперименты позволяют разделить суббури на пять классов. Физические особенности выделенных классов заключаются в причинно-следственных связях продолжительности суббульевых фаз с параметрами солнечного ветра и особенностями ММП.

DOI: 10.31857/S0023420625010087, EDN: HEAURK

1. ВВЕДЕНИЕ

Важной проблемой современной гелиогеофизики является моделирование и прогнозирование глобальной и суббульевой активности на основе параметров околоземного космического пространства. Известно, что основной причиной интенсивных геомагнитных суббуль выступает сильная и продолжительная (более 3 ч) отрицательная компонента межпланетного магнитного поля [1]. Она может содержаться в одной из многочисленных структур солнечного ветра или возникать в результате взаимодействия между этими структурами. Однако некоторые структуры вызывают заметные глобальные возмущения независимо от наличия в них отрицательной компоненты межпланетного магнитного поля [1–4].

Особый интерес вызывают исследования характеристик изолированных суббуль. В ряде работ предлагаются варианты классификации изолированных событий суббуль при учете признаков, характеризующих особенности условий генерации различных фаз [3]. Такие исследования учитывают общепринятую модель суббульевого процесса, когда накопление потенциальной энергии в магнитосфере в период подготовительной фазы суббури связывается с усилением крупномасштабного западного электрического поля конвекции поперек хвоста магнитосферы [5, 6]. Эта потенциальная энергия в свою очередь обусловлена кинетической энергией солнечного ветра [7, 8]. Однако процесс ее накопления вследствие поступления из солнечного ветра на подготовительном

интервале суббури, невозможно учесть на основе только мгновенных значений (Bz , N , V), где N – плотность потока солнечного ветра, V – скорость потока солнечного ветра. Его можно более точно оценить вычислением интегральной величины $\Sigma[NV^2]$, характеризующей изменение количества энергии, поступающей за один час в магнитосферу из солнечного ветра в виде кинетической энергии [1, 9]. Дальнейшее начало активной фазы суббури обычно [3] связывают с взрывным переходом накопленной потенциальной энергии магнитного поля магнитосферы в кинетическую энергию частиц радиационных поясов, ионизующих ионосферу. Предлагаемый здесь механизм формирования радиационных поясов рассмотрен в качестве возможного примера, и конечно существуют механизмы их формирования помимо суббури.

В настоящей работе изучается возможность объединения всех параметров, характеризующих как причину, т.е. структуру солнечного ветра, так и следствие, т.е. геомагнитное возмущение, через косвенные признаки. Это делается для создания классификации изолированных суббурь, учитывающей условия генерации и характеристики различных ее фаз. Используемые признаки для классификации описывают продолжительность фазы зарождения, фазы развития, фазы восстановления и длительность всей суббури. Таким образом, объектом настоящего исследования являются изолированные суббуровые события различной интенсивности и продолжительности, которые, как известно, находят свое отражение во временной динамике *AL*-индекса. Для этого исследуется динамика *AL*-индекса в интервалы времени, когда магнитосфера взаимодействует с активными потоками солнечной плазмы. Поскольку исследуемые конфигурации *AL*-индекса содержат в себе информацию об этих потоках и особенностях прохождения Земли через них, то возникает возможность классификации временной структуры *AL*-индекса при учете условий генерации и характеристик фаз суббурь. Для классификации суббурь применен метод искусственных нейронных сетей (ИНС), позволяющий на основе нелинейной корреляционной обработки экспериментальных данных проводить интеллектуальное разделение входных образов на классы.

2. ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ДАННЫЕ И ПАРАМЕТРЫ НЕЙРОСЕТЕВОЙ МОДЕЛИ

Высокий интерес к нейронным сетям в последнее время вызван широким диапазоном решаемых с их помощью проблем, когда физическое моделирование усложнено учетом слишком большого числа параметров. В настоящее время метод ИНС активно применяется в задачах прогноза для различных геофизических приложений. Высокая скорость работы современных компьютеров позволяет использовать нейронные сети повсеместно, в том числе и в решении нестандартных задач. Выполнение классификации значительных массивов данных, таких, как обработка изображений и распознавание образов, сегодня уже рассматривается как тривиальная нейросетевая задача. Настоящая работа посвящена именно этой области применения ИНС – классификации образов. Особенность нашего подхода к исследованию заключается в последующей физической интерпретации получаемых результатов.

Создаваемая в работе ИНС строится по классическому принципу самообучения. Для решения поставленной задачи классификации была спроектирована и использована самообучающаяся ИНС. Архитектура этой сети построена по принципу слоя Кохонена [10–12] и представлена на рис. 1.

Цель работы нейросети заключается в классификации графических образов набора классификационных признаков. Каждый такой образ содержит информацию о соотношении продолжительностей фаз рассматриваемых суббурь. Используемые для классификации признаки описывают продолжительность фазы зарождения (параметр $P1$), длительность фазы развития (параметр $P2$), фазы восстановления (параметр $P3$)

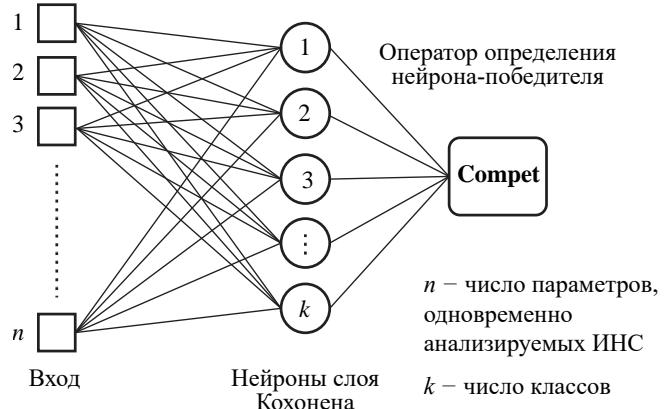


Рис. 1. Архитектура ИНС типа слой Кохонена

и длительность всей суббури в целом (параметр $P4$). Начало фазы зарождения суббури определялось поворотом к югу Bz -компоненты ММП. Перечисленные классификационные признаки характеризуют особенности условий генерации различных фаз изучаемых суббурь. Они приняты в качестве входных рядов для создаваемых самообучающихся нейросетевых моделей.

Результатом нейросетевых экспериментов является определение числа классов, которое лучше всего соответствует информации, содержащейся в используемых данных. Классификационные параметры в пределах каждой анализируемой комбинации нормируются, что позволяет представить для нейросети весь массив данных на одной шкале, сохранив информацию об интенсивности событий. В настоящей работе предлагается демонстрация массивов данных с помощью графики в виде многоугольников. Примеры визуализации комбинаций параметров, участвующих в классификации, приведены на рис. 2. Это образы в виде многоугольников. Цифрами на рис. 2а обозначены различные фазы (зарождения, развития и восстановления) суббури, величина радиуса для каждого пика треугольника соответствует относительной длительности фазы. Возможно использовать и комбинацию различных фаз, как например, четырехугольник на рис. 2г.

Для отбора изолированных суббурь были использованы следующие критерии:

- временной интервал от предыдущего возмущения не менее 3 ч;
- интенсивность магнитной бухты в максимуме $250 \text{ нТл} < \text{Max}|AL| < 1300 \text{ нТл}$;
- длительность суббури $< 3 \text{ ч}$;
- окончание суббури: время UT, после которого величина возмущения $|AL| < 0.2 \text{ Max}|AL|$.

Предварительный отбор суббурь по этим критериям проводился визуальным просмотром суточных вариаций AL -индекса, более точно начально фазы развития суббури и длительность ее фаз

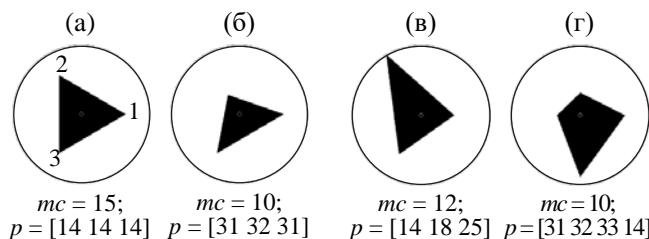


Рис. 2. Примеры визуализации комбинаций параметров

определялись специально разработанной для этой цели программой. Дополнительным признаком появления суббури являлось наличие соответствующих вариаций в индексах магнитной активности SYM/H(D) или ASYM/H(D). Согласно критериям, было отобрано 106 изолированных суббуревых событий различной интенсивности за период с 1994 по 2012 гг. по данным каталога NASA (<http://cdaw.gsfc.nasa.gov>). Предъявляемые жесткие требования к анализируемым событиям значительно сократили их количество и оставили только незамутненные. Оценка суббуревой активности и длительности фаз выполнена по минутным данным индекса AL .

3. НЕЙРОСЕТЕВЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННЫХ КЛАССИФИКАЦИОННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Признаки для классификации описывают продолжительность фазы зарождения, длительность фазы развития, фазы восстановления и всей суббури. Таким образом, результатом работы классификационной нейросети было формирование графических образов (рис. 3) набора классификационных признаков. Каждый такой

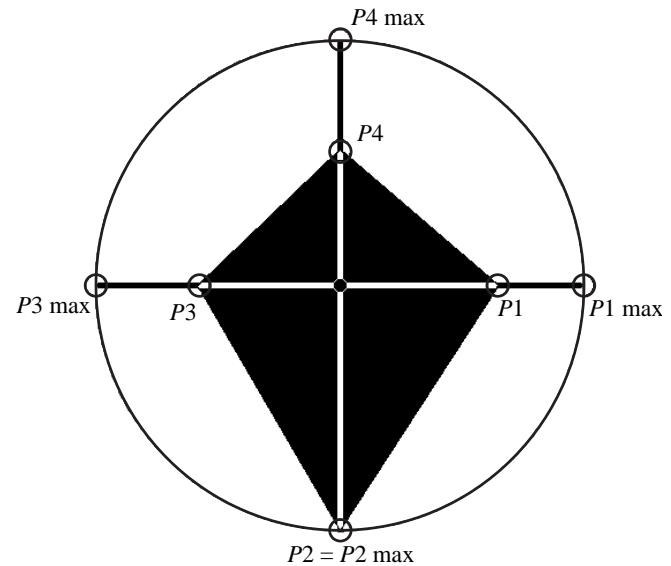


Рис. 3. Визуализация комбинаций классификационных параметров. Демонстрируются относительные величины параметров: длительность фазы зарождения (параметр $P1$), фазы развития (параметр $P2$), фазы восстановления (параметр $P3$) и длительность всей суббури в целом (параметр $P4$). В данном примере текущее значение параметра $P2$ совпадает с максимально возможным $P2 \text{ max}$ в рассматриваемой выборке суббуревых событий

образ содержит информацию о продолжительности фаз рассматриваемых суббурь. На представленном (рис. 3) образе вершина четырехугольника на 12 часах характеризует относительную длительность всей суббури, а далее по часовой стрелке идут относительные периоды длительности фазы зарождения, фазы развития и фазы восстановления. В результате нейросетевых экспериментов рассмотренные суббурь были классифицированы на пять классов.

Визуальный осмотр результатов классификации в виде групп многоугольников (рис. 4–8) согласуется с выводами, предлагаемыми ИНС. Анализ полученных данных позволяет сформулировать следующие особенности полученных классов.

Класс 1 – суббурь с продолжительными фазами развития и восстановления и с укороченной фазой зарождения (рис. 4).

Класс 2 – суббурь с продолжительной фазой зарождения (рис. 5).

Класс 3 – суббурь с равновеликими фазами (рис. 6).

Класс 4 – суббурь с продолжительной фазой развития (рис. 7).

Класс 5 – суббурь с короткой фазой восстановления (рис. 8).

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Своеобразие нейросетевого инструмента заключается в отсутствии аналитических подходов и явных моделей. Несмотря на это, нейросетевые выводы вполне соответствуют реальным физическим явлениям и демонстрируют максимально компактный и вместе с тем содержательный результат. Физичность получаемых при этом результатов обеспечивается постановкой задачи, использованными данными и интерпретацией ответов нейросетей.

В настоящей статье демонстрируются возможности созданного авторами инструмента для классификации изолированных суббурь при

учете условий генерации и характеристик фаз. Примененная классификационная нейросеть выявила закономерности взаимосвязи продолжительности суббуровых фаз для рассматриваемых уединенных суббурь. При этом учитываются физические явления, приводящие к высокоширотным геомагнитным проявлениям. Сформированы графические образы наборов классификационных признаков. Каждый образ содержит информацию о продолжительности фаз рассматриваемых суббурь, обусловленных воздействием потоков плазмы солнечного ветра на магнитосферу Земли. В результате нейросетевых экспериментов такие образы суббурь были классифицированы. Факт возможности разделения суббурь на классы отражает конкретизированные состояния высокоширотной магнитосферы.

Анализ полученных результатов позволил сформулировать особенности полученных пяти классов и сделать следующие физические выводы. Класс 1 предполагает продолжительное развитие и восстановление суббури с укороченной фазой зарождения; класс 2 свидетельствует о продолжительной фазе зарождения; класс 3 демонстрирует равновеликие суббуровые фазы; класс 4 связан с продолжительной фазой развития; класс 5 содержит суббурь с короткой фазой восстановления. Физические особенности обнаруженной классификации обуславливаются причинно-следственными связями продолжительности суббуровых фаз с параметрами солнечного ветра и ММП. Именно поэтому особенности обнаруженных классов составят основу дальнейших исследований физики причинно-следственных связей продолжительности суббуровых фаз с параметрами околоземного пространства.

Параметры ММП, плазмы солнечного ветра и индексы магнитной активности взяты на страницах <http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/> и <http://cdaweb.gsfc.nasa.gov/>.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследования, выполненные В. Г. Воробьевым, поддержаны фондом РНФ, проект 22-12-20017.

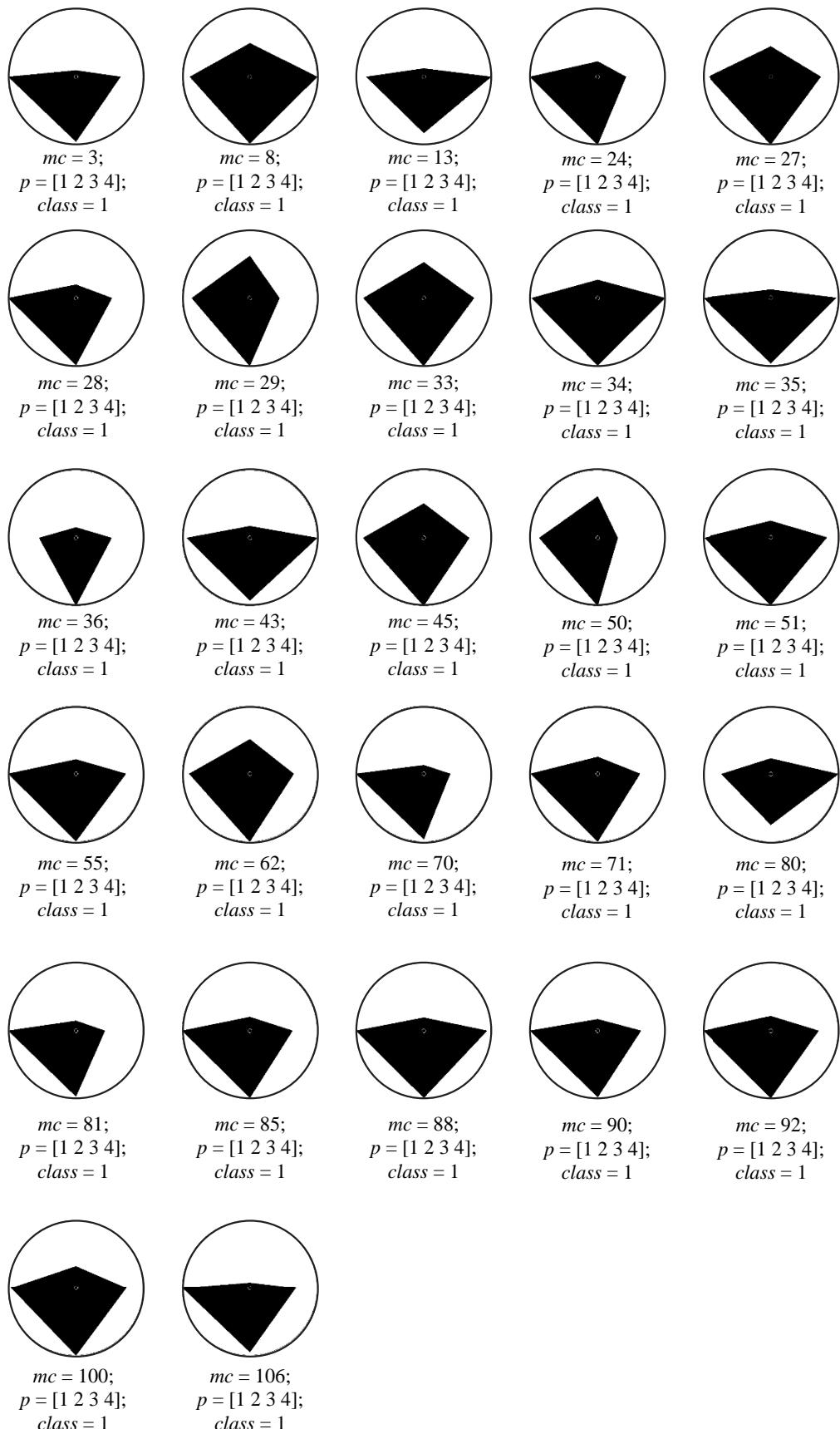


Рис. 4. Класс 1

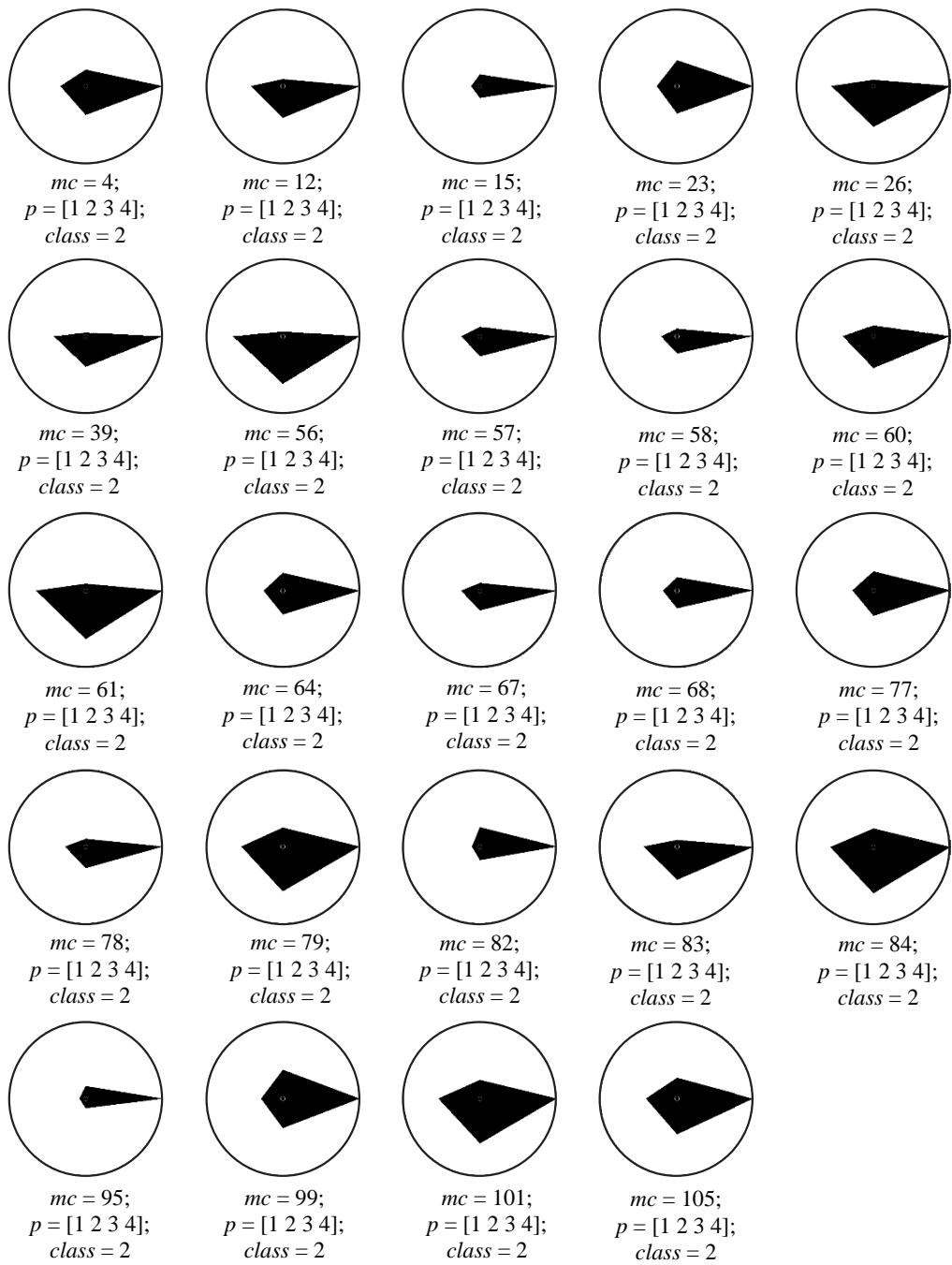


Рис. 5. Класс 2

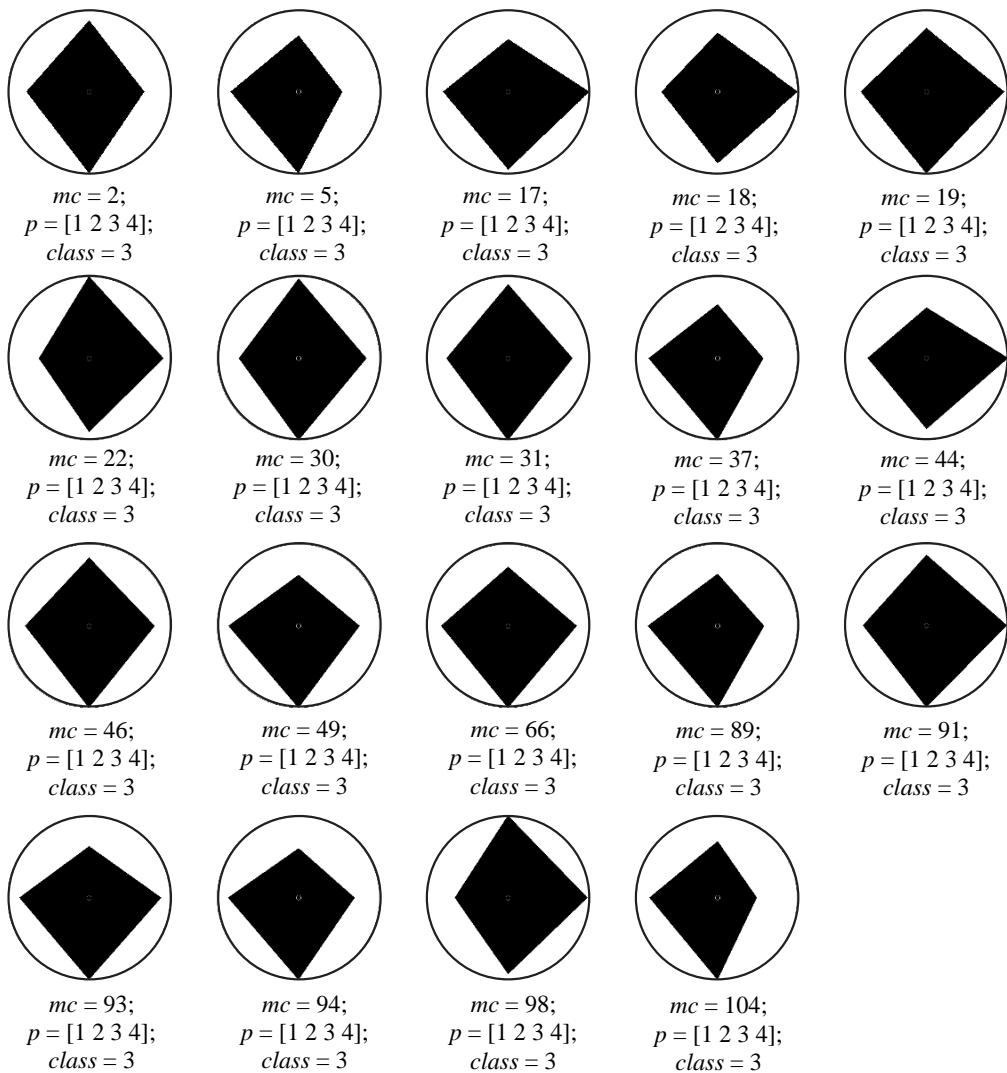


Рис. 6. Класс 3

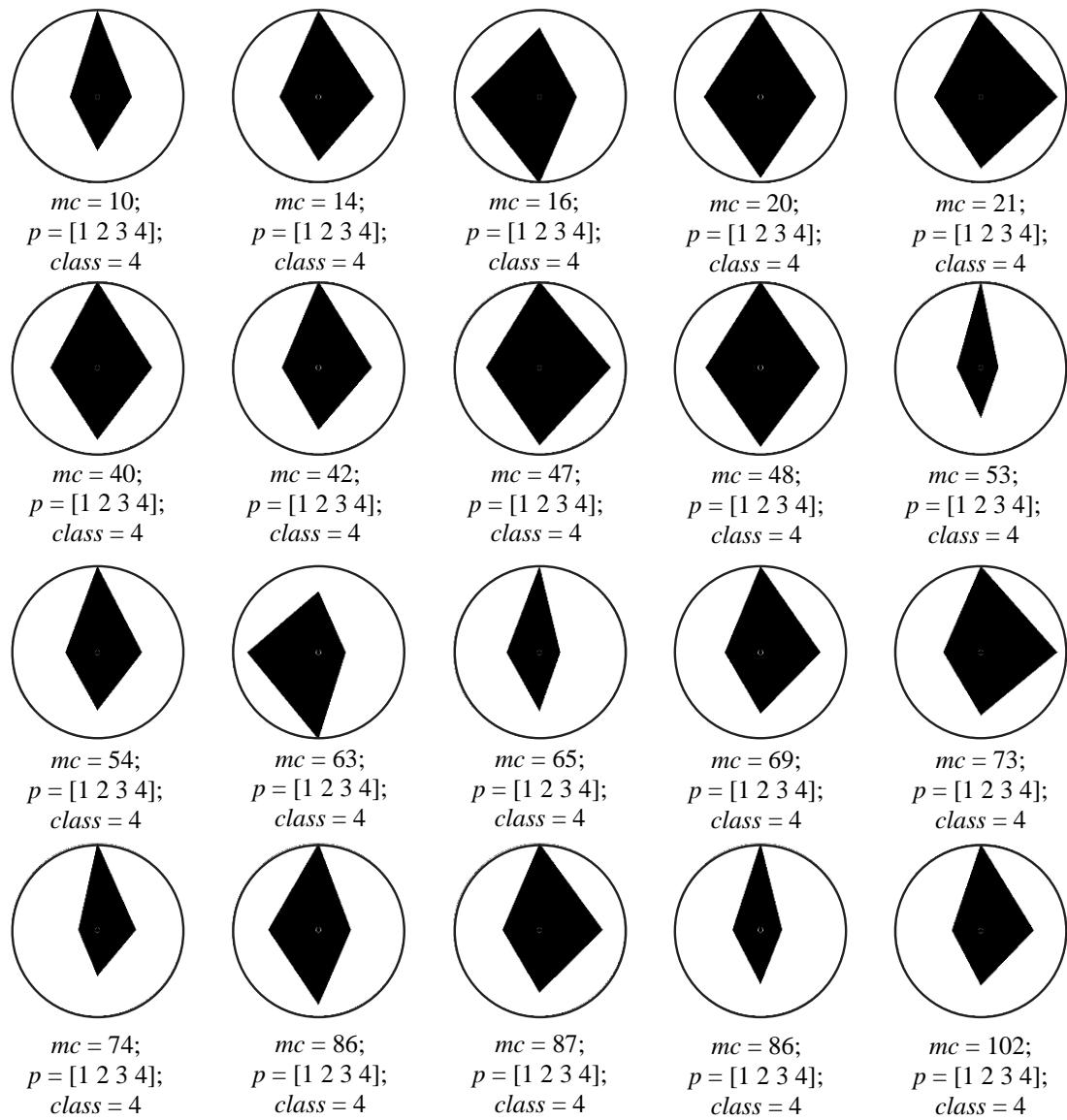


Рис. 7. Класс 4

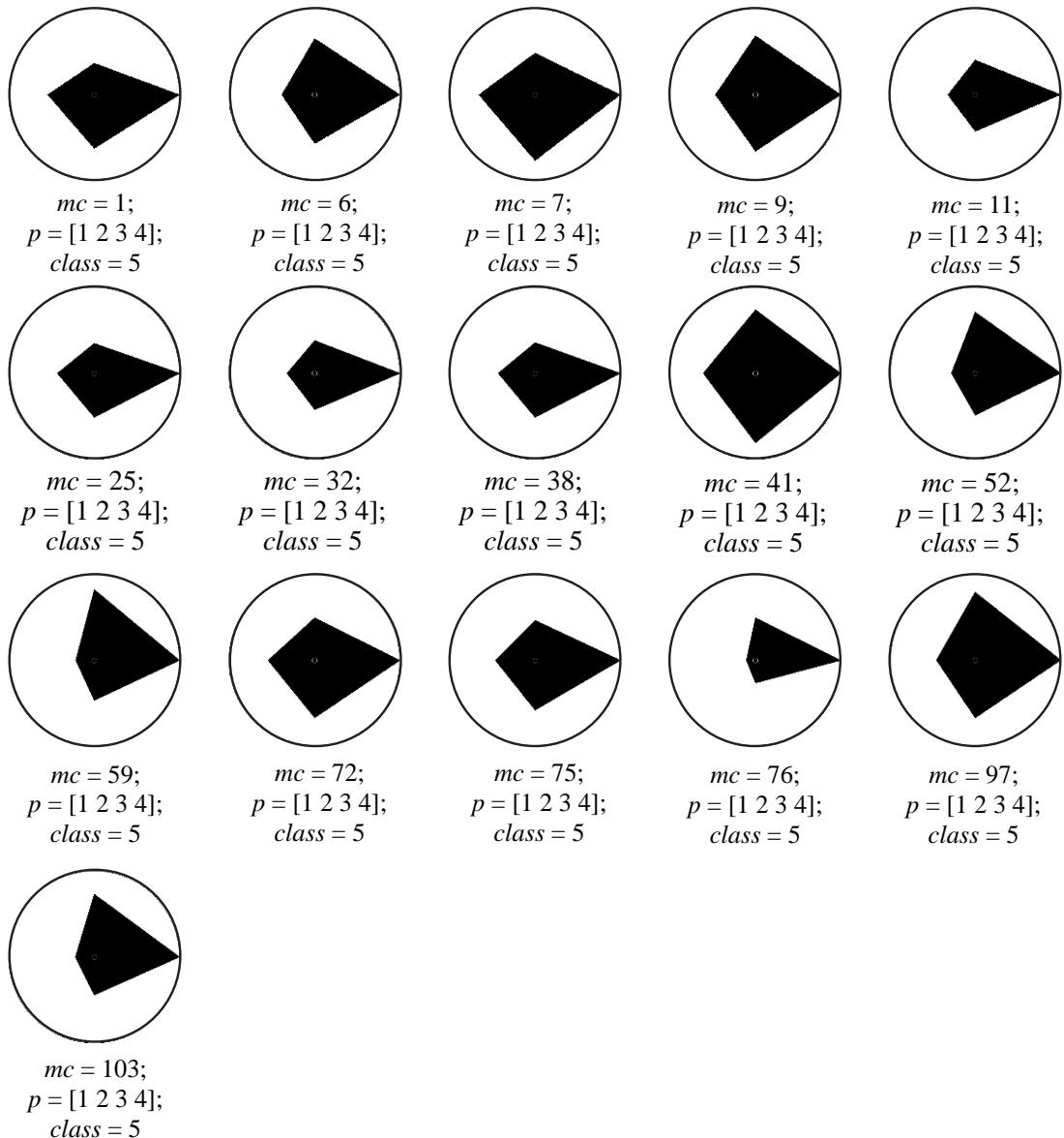


Рис. 8. Класс 5

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бархатов Н.А., Воробьев В.Г., Ревунов С.Е., Ягодкина О.И. Проявление динамики параметров солнечного ветра на формирование суббурьской активности // Геомагнетизм и аэрономия. 2017. Т. 57. № 3. С. 273–279.
2. Бархатов Н.А., Громова Л.И., Дремухина Л.А. и др. Учет энергетического бюджета магнитосферы в задаче классификации источников магнитосферной активности // Известия Российской Академии наук. Серия физическая. 2006. Т. 70. № 10. С. 1535–1537.
3. Воробьев В.Г., Ягодкина О.И., Антонова Е.Е., Зеерев В.Л. Влияние параметров плазмы солнечного ветра на интенсивность изолированных магнитосферных суббурь // Геомагнетизм и аэрономия. 2018. Т. 58. № 3. С. 311–323.
4. Vorobjev V.G., Antonova E.E., Yagodkina O.I. How the intensity of isolated substorms is controlled by the solar wind parameters // Earth, Planets and Space. 2018. V. 70. Iss. 148. <https://doi.org/10.1186/s40623-018-0922-5>
5. Lynch B., Zurbuchen T., Fisk L. et al. Internal structure of magnetic clouds: Plasma and composition // J. Geophys. Res. 2002. V 08. Iss. A6. Art.ID. 1239.
6. Newell P.T., Sotirelis T., Liou K. et al. A nearly universal solar wind-magnetosphere coupling function inferred from 10 magnetospheric state variables // J. Geophys. Res. 2007. V. 112. Art.ID. A01206.

7. Crooker N.U., Kahler S.W., Gosling J.T. et al. Evidence in magnetic clouds for systematic open flux transport on the Sun // *J. Geophys. Res.* 2008. V. 113. Art.ID. A12107. <https://doi.org/10.1029/2008JA013628>
8. Kilpua E.K.J., Li Y., Luhmann J.G. et al. On the relationship between magnetic cloud field polarity and geoeffectiveness // *Ann. Geophys.* 2012. V. 30. P. 1037–1050. <https://doi.org/10.5194/angeo-30-1037-2012>
9. Бархатов Н.А., Воробьев В.Г., Ревунов С.Е. и др. Суббуровая активность и ориентация фронта ударной волны межпланетного магнитного облака // Геомагнетизм и аэрономия. 2019. Т. 59. № 4. С. 427–436.
10. Бархатов Н.А., Ревунов С.Е. Нейросетевая классификация разрывов параметров космической плазмы // Солнечно-земная физика. 2010. Вып. 14(127). С. 42–51.
11. Barkhatov N.A., Vorobjev V.G., Revunov S.E. et al. Neural network classification of substorm geomagnetic activity caused by solar wind magnetic clouds // *J. Atmospheric and Solar–Terrestrial Physics.* 2020. V. 205. Art.ID. 105301.
12. Бархатов Н.А., Воробьев В.Г., Ревунов С.Е. и др. Нейросетевая классификация причинно-следственной связи суббуровой активности со структурными элементами магнитных облаков солнечного ветра // Известия Российской Академии наук. Серия физическая. 2022. Т. 86. № 3. С. 329–334.

CLASSIFICATION OF ISOLATED SUBSTORMS TAKING INTO ACCOUNT GENERATION CONDITIONS AND PHASE CHARACTERISTICS

© 2025 N. A. Barkhatov^{1,*}, S. E. Revunov¹, O. M. Barkhatova²,
E. A. Revunova², V. G. Vorobjev³, O. I. Yagodkina³

¹*Nizhny Novgorod State Pedagogical University (Minin University), Nizhny Novgorod, Russia*

²*Nizhny Novgorod State University of Architecture and Civil Engineering, Nizhny Novgorod, Russia*

³*Polar Geophysical Institute, Apatity, Russia*

*e-mail: nbarkhatov@inbox.ru

A neural network classification of isolated substorms was performed, taking into account the features characterizing the peculiarities of generation of different substorm phases. For this purpose, the following classification features were chosen: the duration of the nucleation phase, the development phase, the recovery phase, and the duration of the substorm as a whole, as well as the behavior of the B_z component of the interplanetary magnetic field (IMF). The latter feature is understood as the southward rotation of the B_z component of the IMF, which determines the beginning of the nucleation phase of the substorm. These features are adopted as input series for the self-learning neural network models being created. The result of the classification neural networks is the formation of graphical images of the set of the above classification features, each of which contains information on the duration of the phases of the considered substorms. Classification neural network experiments allow us to divide substorms into five classes. The physical features of the selected classes consist in the cause-and-effect relationships between the duration of substorm phases and solar wind parameters and MMP features.

УДК 550.380:520.6.05

ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ ГЕЛИОГЕОФИЗИЧЕСКИХ СПУТНИКОВЫХ НАБЛЮДЕНИЙ НА МАЛЫХ КОСМИЧЕСКИХ АППАРАТАХ

© 2025 г. А. А. Брагина*, В. Т. Минлигареев, С. Д. Богодяж

Институт прикладной геофизики имени академика Е. К. Федорова (ФГБУ “ИПГ”), Москва, Россия

*e-mail: anastasia.a.bragina@yandex.ru

Поступила в редакцию 25.10.2023 г.

После доработки 21.02.2024 г.

Принята к публикации 22.02.2024 г.

В работе рассматриваются предпосылки к созданию спутниковых систем малых космических аппаратов (МКА) типа кубсат гелиогеофизического назначения. Описаны история появления и особенности такого типа платформ, приведены примеры их реализации. Рассмотрены также отечественные спутниковые группировки МКА, разработанные по программам “Универсат” и “Space-Pi”. Отмечены МКА с магнитометрической измерительной аппаратурой на борту. По результатам анализа определены основные актуальные направления для развития бортовой гелиогеофизической и, в частности, магнитометрической аппаратуры. Также выявлены проблемы в системе реализации получаемых данных. В качестве примеров современных разработок в сфере спутниковых гелиогеофизических наблюдений описана деятельность ФГБУ “ИПГ” в качестве тематического заказчика, эксперта и изготовителя аппаратуры. Описаны возможности анализа данных с уже эксплуатируемых приборов, также заявлены перспективы дальнейших разработок.

DOI: 10.31857/S0023420625010091, EDN: HDZTZJ

1. ВВЕДЕНИЕ

В 1999 г. в Калифорнийском политехническом государственном университете совместно с Лабораторией разработки космических систем Стэнфордского университета был сформирован стандарт микроспутников типа кубсат. Такие спутники представляют собой различные комбинации кубов (1 куб – 1U) размерами 10 × 10 × 10 см. Внутри корпуса располагается различная служебная и научная аппаратура. Такой стандарт был принят множеством организаций по всему миру.

Целью создания малых космических аппаратов (МКА) типа кубсат являлось облегчение доступа к изучению космического пространства для студентов университетов. Сейчас же разработчиками могут стать не только образовательные учреждения, но и частные компании, и государственные предприятия. Как, например, один из крупнейших производителей авиационной, космической и военной техники “The Boeing Company”. Его дочернее предприятие – компания “Millennium Space Systems” провела эксперимент, демонстрирующий технологию, которая позволит быстро

сводить с орбиты завершившие свою миссию спутники. В эксперименте участвовали два МКА типа кубсат формата 6U.

История развития микроспутников в России началась сравнительно недавно. Предпосылкой к началу создания кубсатов стал первый успешный запуск в 2012 г. российского МКА – “Чибис-М”. Он был разработан и создан Институте космических исследований РАН совместно с другими отечественными научными и инженерно-технологическими организациями (Спутникс, Инженерно-технологический центр “Сканэкс” и др.). Проект был успешно завершен 16.Х.2014. Данные, полученные “Чибис-М”, внесли существенный вклад в изучение процессов, происходящих в атмосфере при электрических разрядах [1, 2].

Начиная с того времени было реализовано внушительное количество научных и технических экспериментов. Из достаточно успешных стоит отметить работу МКА *СириусСат-1,-2* по анализу быстрой переменности потоков электронов в околосземном пространстве [3, 4]

и эксперименты по радиационному мониторингу в реальном времени в околоземном космическом пространстве [5].

Микроспутники имеют ряд существенных преимуществ по сравнению с полноразмерными КА. В первую очередь это высокая скорость подготовки и простота исполнения — малый размер значительно упрощает процесс разработки, сборки, тестирования и других этапов создания аппарата. Среди отличительных особенностей также присутствует возможность работы на низких околоземных орbitах, на высотах 300–500 км. Из недостатков отмечается относительно малый срок активного существования (САС) и ограничения по габаритам и массе.

В настоящее время реализуется большое количество отечественных и зарубежных программ по формированию спутниковых группировок МКА. Значительная часть целевой бортовой аппаратуры направлена на решение задач дистанционного зондирования Земли (ДЗЗ), в частности — задач гелиогеофизики и мониторинга космической погоды. Среди них: наблюдение за околоземным космическим пространством (ОКП), ионосферой, атмосферой и магнитосферой. Одними из наиболее востребованных направлений среди перечисленных являются магнитометрические спутниковые наблюдения [6]. В настоящее время это основной источник информации о магнитном поле Земли (МПЗ). Модели аномального и нормального магнитного поля Земли (WDMAM, EMAG, IGRF) рассчитаны и построены по данным спутниковых съемок.

2. СПУТНИКОВЫЕ МАГНИТНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ

Задачи исследования магнитосферы Земли привлекают внимание ученых различных стран с самого начала космической эпохи. Первый шаг в изучении этой оболочки Земли был сделан командой С. Н. Вернова при помощи космического аппарата (КА) “Спутник-2”. Было выявлено увеличение уровня радиационного фона в северных широтах, из чего впоследствии был сделан вывод о существовании радиационного пояса [7]. Спутниковые измерения МПЗ в мире начались с создания советского искусственного спутника Земли “Спутник-3”, который был оснащен феррорезондовым магнитометром [8]. Космический аппарат был запущен в СССР, в 1958 г. Аппаратура для него разрабатывалась в ИЗМИРАН и в НИИЯФ МГУ. Исследования продолжились в 1964 г. на спутнике *Космос-26*. В 1965 г. со спутника

Космос-49 было измерено магнитное поле на большой площади в диапазоне широт -50° – $+50^{\circ}$ [9].

Позднее, в 1979–1980 гг. был запущен КА *MAGSAT*, разработанный в США, также осуществляющий измерения МПЗ. Далее был 20-летний перерыв в полетах спутниковых магнитометрических систем, который завершился с запуском датского спутника *Orsted* в 1999 г. (<https://space.oscar.wmo.int/satelliteprogrammes/view/Orsted>).

В начале XXI в. интерес к планетарным геомагнитным исследованиям возрос. Была реализована программа “Международная декада геопотенциальных исследований”. В рамках этой программы были запущены два аппарата *CHAMP* и *Orsted-2* [10]. С 2010 г. основным источником информации о геомагнитном поле становятся именно спутниковые наблюдения.

В настоящее время функционируют следующие космические системы (КС) магнитных наблюдений: зарубежные *SWARM* (круговая наклонная орбита) и *GOES* (геостационарная орбита), отечественные “Арктика-М” (высокоэллиптическая орбита) и “Электро-Л” (геостационарная орбита) и много других [11]. По открытym данным были выделены основные КС с магнитометрической аппаратурой на борту (рис. 1).

В последние годы все более актуальной становится задача миниатюризации магнитометрической аппаратуры для их последующей реализации на микроспутниках типа кубсат. Приборы для МКА должны удовлетворять большему числу требований, соответствовать массовым и габаритным ограничениям и при этом не уступать по техническим характеристикам полноразмерным аналогам. Группировка МКА с магнитометрами на борту даст возможность наблюдения МПЗ на низких круговых орбитах, до высот в 500 км. Это позволит осуществлять мониторинг состояния магнитосферы в ОКП, анализировать и прогнозировать опасные явления космической погоды. Этими задачами занимается один из четырех глобальных Международных центров космической погоды по безопасной аэронавигации, расположенный в Институте прикладной геофизики имени академика Е. К. Федорова (ФГБУ “ИПГ”) и являющейся частью Российско-Китайского консорциума космической погоды *CRC*.



Рис. 1. Схема развития КС с магнитометрической аппаратурой на борту

3. ОТЕЧЕСТВЕННЫЕ КОСМИЧЕСКИЕ ГРУППИРОВКИ МАЛЫХ КОСМИЧЕСКИХ АППАРАТОВ

Развитие группировок МКА в России по большей части происходит в рамках отдельных межведомственных программ. На данный момент такими программами являются “Универсат”, организатором которого выступает Роскосмос, Росгидромет и ведущие ВУЗы страны, и проект “Space-Pi”, организованный Фондом содействия инновациям. Деятельность проектов позволяет реализовывать перспективные инициативы школьников и студентов, предоставляя им необходимые для этого ресурсы. Микроспутники отправляются на орбиту в качестве попутной полезной нагрузки [12].

Проект “Универсат”

“Универсат” – масштабный проект по поддержке и сопровождению разработки и запусков МКА типа кубсат. В сотрудничестве с отечественными образовательными учреждениями госкорпорация “Роскосмос” осуществляет содействие развитию ракетно-космической отрасли. Партнером проекта является Федеральная служба по гидрометеорологии и мониторингу окружающей среды (Росгидромет), а участниками – МГУ им. М. В. Ломоносова, МГТУ им.

Н. Э. Баумана, Амурский Государственный университет (АмГУ), Новосибирский Государственный университет (НГУ) и другие образовательные учреждения, а также ФГБУ “ИПГ” [13–15].

Разработкой конструкции микроспутника, а также созданием специализированной аппаратуры занимаются непосредственно университеты. ФГБУ “ИПГ” обеспечивает экспертную оценку предназначенных для гелиогеофизических измерений приборов. Для должного уровня достоверности и сопоставимости результатов измерений, аппаратуре на МКА необходимо качественное метрологическое обеспечение [16]. Последним этапом является запуск МКА в качестве попутной нагрузки, который осуществляется госкорпорацией “Роскосмос”.

Основные реализуемые направления: мониторинг космической погоды, радиозатменный мониторинг атмосферы и ионосфера Земли (ГНСС-мониторинг), отслеживание воздушных судов. Для задач наблюдений МПЗ миниатюризированная магнитометрическая аппаратура установлена на аппаратах “Ярило № 3” и *SamSat-ION*.

В рамках проекта, по данным на июль 2023 г. было запущено 16 микроспутников типа кубсат. Первый запуск был проведен 05.VII.2019 с космодрома “Восточный”, второй – 28.IX.2020, с космодрома “Плесецк”, и третий – 27.VI.2023 с космодрома “Восточный” (табл. 1).

Таблица 1. Перечень МКА, участвующих в программе “Универсат”

Название МКА	Запуск	Организация	Описание
“Сократ”		НИИЯФ МГУ	– Мониторинг космической погоды на низких околоземных орбитах; – отработка новых технических решений и приборного состава;
“ВДНХ-80”	05.VII.2019 космодром “Восточный”	НИИЯФ МГУ	– телеметрия с данными о радиационной обстановке (концентрация заряженных частиц, профиль МПЗ); – мониторинг космической погоды на низких околоземных орбитах;
“АмурSat”		АмГУ	– отработка новых технических решений и приборного состава
“ДЕКАРТ”		НИИЯФ МГУ	– Получение данных о радиации;
“Норби”	28.IX.2020 космодром “Плесецк”	НГУ	– отработка систем мониторинга гражданских самолетов; – мониторинг гелиогеофизических параметров ОКП; – испытание плат;
“Ярило” № 1 и № 2		МГТУ им. Н. Э. Баумана	– летные испытания экспериментальных систем энергоснабжения, радиосвязи, ориентации и стабилизации
“Ярило” № 3 и № 4		МГТУ им. Н. Э. Баумана	– Измерение энергии, отраженной от поверхности Земли; – измерение МПЗ;
“Хорс” № 1 и № 2		МГТУ им. Н.Э. Баумана ФГБУ “ИПГ”	– исследования галактических космических лучей (прибор ГАМВЭКИ – разработка ФГБУ “ИПГ”); – отработка высокочастотной плазменной двигательной установки;
“Авион”		НИИЯФ МГУ	– мониторинг космической радиации; – наблюдения солнечной короны;
“Норби-2”	27.VI.2023 космодром “Восточный”	НГУ	– проведение испытаний электронной компонентной базы; – эксперименты в области мониторинга солнечной активности;
“Импульс-1”		МИСиС	– отработка элементов спутниковой системы квантовых коммуникаций и классической лазерной связи;
“SamSat-ION”		СамГУ	– исследования параметров верхней ионосферы, состояния плазмы и МПЗ;
“Сатурн”		КубГУ	– мониторинг космической погоды в ОКП

ФГБУ “ИПГ” также принимал непосредственное участие в разработке научной аппаратуры для МКА “Хорс” № 1 и № 2. Гелиогеофизическая

аппаратура ГАМВЭКИ на кубсате “Хорс № 2” (состоит из двух блоков – ГАМВЭКИ-ГМ и ГАМВЭКИ-Ч) разработана в институте

и является аналогом полноразмерного прибора для измерения плотности потока электронов и протонов ГАЛС-ВЭ, установленном на таких КА, как “Арктика-М” № 1 и № 2, “Метеор-М” № 2–2, № 2–3, № 2–4 и “Электро-Л” № 3, № 4, а также аналогом спектрометра ГАЛС/1 для КА “Ионосфера” космического комплекса “Ионозонд”.

Попутным запуском с КА “Ионосфера-М” № 1, № 2 ракетой-носителем “Союз-2.1б” и разгонным блоком “Фрегат” 5.XI.2024 с космодрома Восточный (рис. 2) были выведены на орбиту 550 км 53 МКА, в том числе 6 по программе УниверСат (рис. 3). Приборы “ГАМВЭКИ-ГМ” производства ФГБУ “ИПГ” установлены на МКА “Владивосток-1”, “МТУСИ-1”. МКА “Хорс” № 3, № 4, “СамСат-Ионосфера” запущены на орбиту с целевой гелиогеофизической аппаратурой радиозатмененного зондирования атмосферы и ионосфера, а также для исследования и мониторинга космической погоды.

Проект Space-Pi

Проект “Space-Pi” также, как и “Универсат”, направлен на поддержку образовательных организаций в области космических исследований. Такие организации-партнеры, как Фонд со-действия инновациям, Фонд “Талант и успех”,

Сколковский институт науки и технологий и ГК “Роскосмос” объединяют свои усилия для создания доступной образовательной среды в области изучения космоса и задач проектировки и разработки МКА с вовлечением молодых ученых, студентов и школьников. На данный момент на орбите находится 35 микроспутников, запущенных в рамках проекта (табл. 2).

Часть научной аппаратуры, установленной на микроспутниках “Space-Pi”, направлена на решение задач ДЗЗ и гелиогеофизики. Наблюдения магнитного поля Земли в рамках проекта осуществляются микроспутником *ReshUCube-1*, изготовленном в СибГУ им. М. Ф. Решетнева.

Помимо различных камер, спектрометров, телескопов и датчиков, ведущих наблюдение космической погоды, на борту находится также и служебная аппаратура. Прикладные задачи, решаемые МКА на околоземной орбите, следующие: наблюдение за передвижением морских и воздушных судов, отработка новых технологий связи, контроль за опасными природными явлениями, испытания новых двигательных систем и платформ и т.д. Программа “Space-Pi” дает возможность отработать новые технологические решения в различных направлениях космической деятельности.

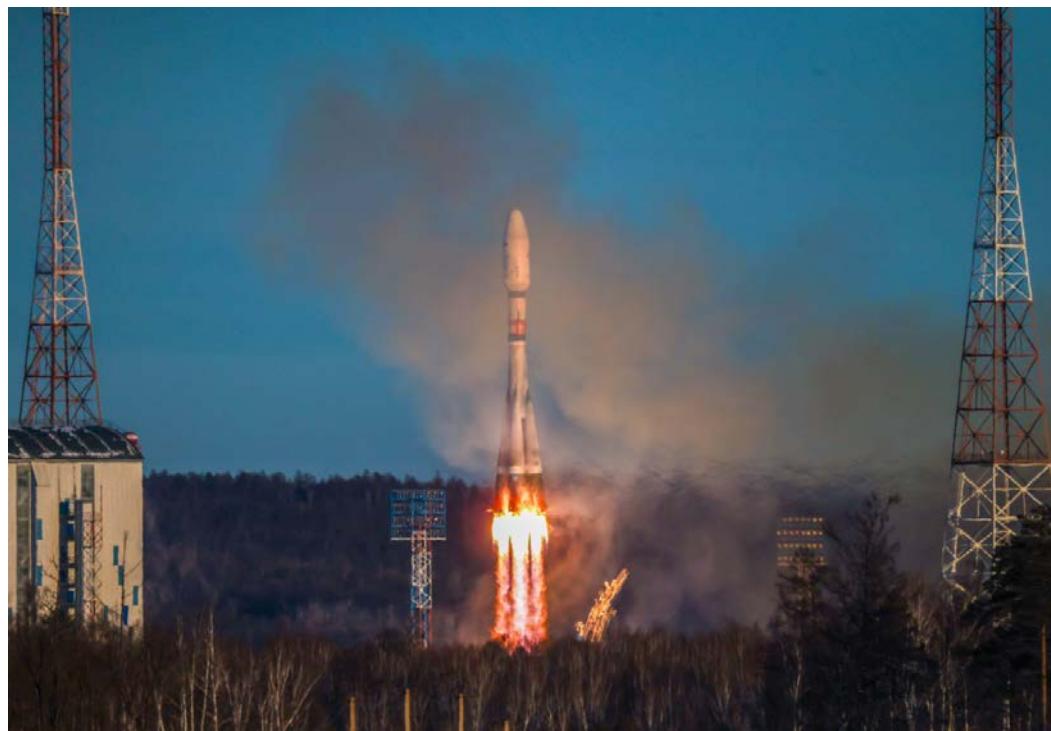


Рис. 2. Запуск 5.XI.2024, космодром Восточный



Рис. 3. МКА программы УниверСат, выведенные на орбиту 5.XI.2024

4. ЗАДАЧИ МИНИМИЗАЦИИ МАГНИТОМЕТРИЧЕСКОЙ АППАРАТУРЫ

К целевой аппаратуре, предполагаемой к установке на МКА, выдвигаются дополнительные требования по массе, габаритам и энергопотреблению. Физические основы и принцип работы аналогичны полноразмерным приборам, но при этом магнитометр для микроспутника должен быть компактным. Опыт минимизации магнитометрической аппаратуры имеется, как и в отечественных разработках, так и в зарубежных.

В 2023 г. специалистами ФГБУ “ИПГ” была произведена калибровка магнитометра, предполагаемого к установке на борт МКА “Ярило № 3” (рис. 4). Магнитометрический датчик, установленный в прибор – Honeywell HMC100x (табл. 3). Принцип действия датчика не ферропондовый, как на большинстве КА, а магниторезистивный. Такие элементы обладают широким диапазоном рабочих температур, имеют долгий срок службы, а также могут измерять очень слабые магнитные поля (порядка 0.1 нТл). Магнитометрическая система расположена на выносной углепластиковой штанге длиной 2 м (оптимальная длина рассчитана теоретически) для исключения влияния магнитных шумов корпуса.

Конструкция и система развертывания штанги – разработка студентов и сотрудников МГТУ им. Н. Э. Баумана [17].

В микроспутнике *SamSat-ION*, разработанном студентами Самарского университета им. С. П. Королева используется магнитный датчик MMC5883MA (США). На борту МКА расположено два магнитометра – один внутри корпуса, другой на выносной штанге. Технические характеристики магнитного датчика представлены в табл. 4.

Датчики магнитного поля MAG3110 производства фирмы Olimex (Болгария) используются в проекте *ReshUCube-1* Сибирского государственного университета науки и технологий имени академика М. Ф. Решетнева (СиБГУ). Технические характеристики магнитного датчика представлены в табл. 5.

Магнитные датчики, составляющие основу прибора, используются в основном зарубежного производства. Поэтому разработка отечественного аналога, схожего по устройству, техническим характеристикам, а также ценовой доступности, является важным и перспективным направлением. Анализируя имеющийся опыт создания магнитометрической спутниковой аппаратуры, можно определить дальнейшие перспективы ее развития. Это улучшение точности,

Таблица 2. Перечень МКА, участвующих в программе “Space-Pi”

Название МКА	Запуск	Организация	Описание
<i>CubeSX-Sirius-HSE</i>	22.III.2021 космодром “Байконур”	НИУ ВШЭ, Образовательный центр “Сириус”	– Мониторинг экологического состояния Земли;
<i>CubeSX-HSE</i> <i>OrbiCraft</i> <i>Зоркий</i>		СПУТНИКС	– отработка нового солнечного датчика повышенной точности
<i>Политех</i> <i>Юниверс-1 и 2</i>		СПбПУ им. Петра Великого	– Изучение уровня ЭМ-излучения на поверхности Земли в различных частотных диапазонах;
<i>ReshUCube-1</i>		СибГУ им. М.Ф. Решетнева	– мониторинг радиационной обстановки на орбите;
<i>Монитор-1</i>		НИИЯФ МГУ	– изучение атмосферы и магнитосферы Земли;
<i>Кузбасс-300</i>	09.VIII.2022 космодром “Байконур”	КузГТУ “НИЛАКТ ДОСААФ”	– регистрация в ОКП радиационно-опасных потоков протонов от солнечных вспышек;
<i>КАИ-1</i>		КНИТУ-КАИ	– задачи ДЗЗ;
<i>Сколтех-Б1 и Б2</i>		Сколтех	– задачи ДЗЗ; – отработка технологии межспутниковой связи на большой дистанции; – мониторинг космической радиации и гамма- всплесков
<i>СтратоСам</i> <i>TK-1</i>		“Стратонавтика”	– Доставка на околоземную орбиту 6 КА пико-класса;
<i>УмКА-1</i>		Центр научного творчества 29 школы Подольска	– съемка объектов глубокого космоса;
<i>Vizard-meteo</i>		ООО “НИС”	– мониторинг образования опасных метеорологических явлений в атмосфере;
<i>Нанозонд-1</i>		ОГУ имени И.С. Тургенева	– исследование влияния космической среды на корпус спутника;
<i>Sirius-SINP-3U</i>	27.VI.2023 космодром “Восточный”	“БГ-Оптикс” “Нейро-Мастер”	– исследование электронов, протонов и гамма- излучения;
<i>Политех</i> <i>Юниверс-3</i>		СПбПУ им. Петра Великого	– создание трехмерной нестационарной модели распределения уровня электромагнитного излучения у Земли;
<i>Монитор-2,</i> <i>-3 и -4</i>		НИИЯФ МГУ	– наблюдение космических вспышек в рентгеновском и гамма-излучении;
<i>ReshUCube-2</i>		СибГУ им. М.Ф. Решетнева	– летные эксперименты с перспективными сетевыми протоколами

разрешающей способности прибора, частоты записи, качества оцифровки, обеспечение качественной передачи данных между КА и наземным сегментом. Также важной является работа над надежностью прибора – сроком

эксплуатации, устойчивостью к температурным, ударным и вибрационным воздействиям.

В настоящее время в ФГБУ “ИПГ” ведутся работы по созданию магнитометрического аппаратурного комплекса для низкоорбитальных КА

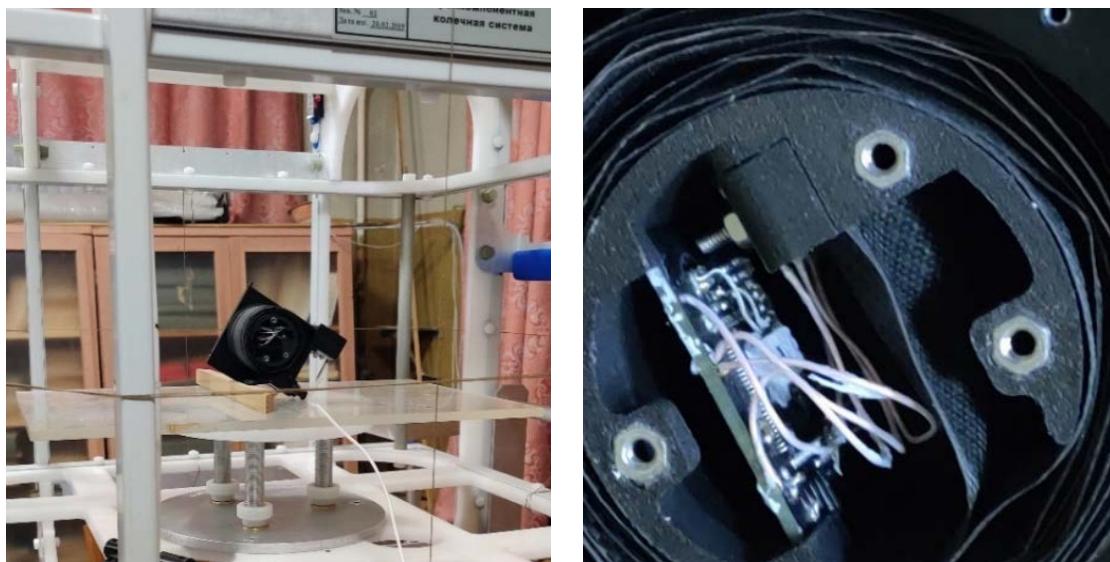


Рис. 4. Магнитометр МГТУ им. Н. Э. Баумана с датчиком Honeywell HMC100x в процессе калибровки

Таблица 3. Технические характеристики магнитного датчика Honeywell HMC100x

Параметр	Значение
Диапазон измерений, нТл	±200 000
Частота измерений, Гц	1
Разрешение, нТл	2.7
Напряжение питания, В	5–12
Размеры, мм	12.7 × 7.3 × 2.5

Таблица 4. Технические характеристики магнитного датчика MMC5883MA

Параметр	Значение
Диапазон измерений, нТл	±800 000
Шум, нТл	40
Чувствительность, %	±5
Напряжение питания, В	1.62–3.6

Таблица 5. Технические характеристики магнитного датчика MAG3110

Параметр	Значение
Диапазон измерений, нТл	±1 000 000
Чувствительность, нТл	100
Шум, нТл	250
Напряжение питания, В	1.95–3.6
Размеры, мм	29 × 18
Масса, г	25

и МКА типа кубсат, по результатам которых разработаны технические требования для миниатюризированного магнитометра для МКА с учетом ограничений по массе, габаритам и энергопотреблению. В процессе сборки находится макет магнитометра для МКА (измерительный блок с датчиком, блок электроники, корпус). Проведен анализ перспектив создания кластера МКА с магнитометрами на борту, определены решаемые задачи. Разработаны требования к количеству МКА, орбитам и высотам. Рассматривается возможность комплексной работы с наземными магнитовариационными станциями (МВС).

Прибор планируется к использованию в качестве полезной нагрузки на разрабатываемой спутниковой магнитометрической группировке для решения задач мониторинга магнитосферы.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, гелиогеофизические спутниковые наблюдения в настоящее время представляются перспективным и быстро развивающимся направлением. Реализация таких исследований с применением МКА типа кубсат существенно облегчает решение как прикладных, так и научных задач. Такие проекты, как “Универсат” и “Space-Pi” дают возможность своевременно и качественно отрабатывать новые технологии, аппаратурные решения и методики спутниковых исследований.

Выстраивание линии связи между образовательными организациями – изготовителями платформ МКА и аппаратурой для них, и предприятиями – тематическими заказчиками, основными потребителями, позволит структурировать систему обмена и использования данных. В настоящее время в ФГБУ “ИПГ” ведется разработка единой базы данных спутниковых магнитометрических наблюдений [18]. Рассматривается получение информации и координация действий по магнитометрической аппаратуре на действующих МКА.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Зеленый Л.М., Клинов С.И., Ангаров В.Н. и др. Проект микроспутник “Чибис-М”. Опыт создания и реализации // Исследование солнечно-земных связей на микро-, нано- и пикоспутниках: Матер. науч. сессии Секции солнечно-земных связей Совета по космосу РАН. Сер. “Механика, управление и информатика” М.: ИКИ РАН, 2015. С. 91–118.
2. Зеленый Л.М., Гуревич А.В., Клинов С.И. и др. Академический микроспутник Чибис-м // Космические исследования. 2014. Т. 52. № 2. С. 93–105.
3. Богомолов В.В., Богомолов А.В., Дементьев Ю.Н. и др. Научно-образовательный космический эксперимент на спутниках “СириусСат-1,-2” // Вестник Московского университета. Сер. 3. Физика. Астрономия. 2020. № 6.
4. Прохоров М.И., Богомолов В.В., Богомолов А.В. и др. Анализ быстрых вариаций потоков электронов в области зазора методом нормированного размаха по данным измерений на спутнике СириусСат-1 // Космические исследования. 2022. Т. 60. № 4. С. 271–284.
5. Bogomolov A.V., Bogomolov V.V., Iyudin A.F et al. Space Weather Effects from Observations by Moscow University Cubesat Constellation // Universe. 2022. V. 8. Iss. 282.
6. Копытенко Ю.А., Петрова А.А., Гурьев И.С. и др. Анализ информативности магнитного поля Земли в околоземном космическом пространстве // Космические исследования. 2021. Т. 59. № 3. С. 177–190.
7. Вернов С.Н., Григоров Н.Л., Логачев Ю.И. и др. Измерение космического излучения на искусственном спутнике Земли // Искусственные спутники Земли. 1958. Вып. 1: Результаты научных исследований, проведенных по программе МГГ при помощи первого и второго искусственных спутников Земли. С. 5–8.
8. Соловьев А.А. Некоторые задачи геомагнетизма, решаемые по данным наземных и спутниковых наблюдений // Геология и геофизика. 2023. Т. 64. № 9. С. 1330–1356.
9. Долгинов Ш.Ш., Жузгов Л.Н., Пушкин Н.В. Предварительные сообщения о геомагнитных измерениях на третьем искусственном спутнике Земли // Искусственные спутники Земли. 1958. Вып. 2. С. 50–52.
10. Olsen N., Holme R., Luehr H. A magnetic field model derived from Ørsted, CHAMP and Ørsted-2/ SACC observations // Proc. AGU Spring Meeting. Washington, D.C., USA. 2002
11. Брагина А.А., Арутюнян Д.А., Минигареев В.Т. Обзор космических систем гелиогеофизического назначения с магнитометрической аппаратурой // Гелиогеофизические исследования. 2022. № 34. С. 40–48.
12. Симонов В.Л. Применение разработки наноспутников кубсат (Cubesat) в учебном процессе // Современные информационные технологии в образовании, науке и промышленности: Сб. тр. XXI Международная конференция. XIX Международный конкурс научных и научно-методических работ. Москва, Россия. 2022. С. 81–84.
13. Фомин Д.В. “АмГУ-1” (“АмурСат”) – первый спутник АмГУ // Космонавтика: наука и образование: Сб. материалов Всероссийской науч-

- ной конференции. Благовещенск, Россия. 2019. С. 15–18.
14. Садовничий В.А., Панасюк М.И., Липунов В.М. и др. Мониторинг природных и техногенных космических угроз: результаты миссии Ломоносов и проект Универсат-СОКРАТ // Космические исследования. 2019. Т. 57. № 1. С. 46–56.
15. Рачкин Д.А., Тененбаум С.М., Мельникова В.Г. и др. Разработка МКА типоразмера Cubesat – опыт МГТУ им. Н. Э. Баумана // К. Э. Циolkовский и прогресс науки и техники в XXI веке: материалы 56-х научных чтений, посвященных разработке научного наследия и развитию идей К. Э. Циolkовского. Калуга, Россия. 2021. С. 24–27.
16. Минлигареев В.Т., Заболотнов В.Н., Денисова В.И. и др. Обеспечение единства магнитных измерений на государственной наблюдательной сети // Гелиогеофизические исследования. 2013. № 6. С. 8–19.
17. Богачев С.А., Головин А.А., Дятков С.Ю. и др. Малоразмерный космический магнитометр для наноспутника “Ярило” № 3. // Космонавтика и ракетостроение. 2023. № 1(130). С. 123–134.
18. Свидетельство 2023622956. Минутные измерения магнитовариационных обсерваторий сети INTERMAGNET за период с 1991 по 2018 год после обработки. База данных / Вишняков Д.Д., Брагина А.А., Арутюнян Д.А., Шклярук А.Д. (RU); опубл. 28.08.2023.

PROSPECTS FOR THE DEVELOPMENT OF HELIOGEOPHYSICAL SATELLITE OBSERVATIONS ON SMALL SPACECRAFT

© 2025 A. A. Bragina*, V. T. Minligareev, S. D. Bogodyazh

Institute of Applied Geophysics named after Academician E.K. Fedorov, Moscow, Russia

*e-mail: anastasia.a.bragina@yandex.ru

The paper considers the prerequisites for the creation of satellite systems of small spacecraft of the cubesat type for heliogeophysical purposes. The history of the appearance and features of this type of platform are described, and examples of their implementation are given. The domestic satellite group of the small spacecraft, developed under the programs “Universat” and “Space-Pi”, are also considered. Small spacecraft with magnetometric measuring equipment on board are described. Based on the results of the analysis, the main relevant directions for the development of on-board heliogeophysical and, in particular, magnetometric equipment have been identified. Problems have also been identified in the implementation system of the received data. As examples of modern developments in the field of satellite heliogeophysical observations, the activities of Institute of Applied Geophysics as a thematic customer, expert and manufacturer of equipment are described. The possibilities of analyzing data from already in use devices are described, and prospects for further development are also stated.

УДК 629.786

ОЦЕНКА УРОВНЯ КВАЗИСТАТИЧЕСКИХ МИКРОУСКОРЕНИЙ НА БОРТУ КОСМИЧЕСКОГО АППАРАТА В РЕЖИМЕ ОРБИТАЛЬНОЙ ОРИЕНТАЦИИ

© 2025 г. А. И. Игнатов

Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия

e-mail: general_z@mail.ru

Поступила в редакцию 01.02.2024 г.

После доработки 24.02.2024 г.

Принята к публикации 07.03.2024 г.

Рассмотрены различные варианты реализации режима орбитальной ориентации космического аппарата, предназначенного для проведения экспериментов в условиях микрогравитации в течение длительных интервалов времени. В качестве исполнительных органов системы управления вращательным движением используются гироскопические органы управления (гиросистема). Предложенные в работе законы управления гиросистемой позволяют не только обеспечивать заданную ориентацию космического аппарата, но и ограничивать накопление собственного кинетического момента гиросистемы, что существенно увеличивает продолжительность интервалов времени невозмущенного движения космического аппарата. Эффективность работы рассмотренных законов управления при наличии внешних дестабилизирующих возмущающих моментов, действующих на космический аппарат, подтверждается результатами численного моделирования уравнений движения. Основным режимом ориентации космического аппарата, исследованным в работе, является его орбитальная ориентация с использованием гиродемпфирования. Для этого режима проведена оценка уровня квазистатических микроускорений, возникающих на борту космического аппарата, а также показаны результаты их спектрального анализа.

DOI: 10.31857/S0023420625010103, EDN: HDROCA

1. ВВЕДЕНИЕ

Настоящая работа посвящена расчету уровня микроускорений, возникающих на борту космического аппарата (КА) в режиме его орбитальной ориентации, а также анализу их спектральных характеристик. Рассматриваемый КА предназначен для проведения исследований в области микрогравитации в течение длительных интервалов времени. В настоящее время во многих работах [1–3] показано, что в случае низкоорбитального КА наиболее подходящими для проведения экспериментов в области космического материаловедения являются круговая орбита и покой КА в орбитальной системе координат – орбитальная ориентация. В зависимости от условий проведения экспериментов орбитальная ориентация КА может быть реализована как в окрестности его гравитационно устойчивого положения равновесия, так и неустойчивого. В любом случае, для

поддержания такой ориентации необходимы затраты энергии или рабочего тела.

Одним из возможных вариантов реализации орбитальной ориентации КА может стать его пассивная орбитальная ориентация, близкая к гравитационно устойчивой, однако даже в этом случае за счет влияния аэродинамического момента она может оказаться неустойчивой и без надлежащей коррекции не сможет сохраняться длительное время [4–5]. Или же уровень микроускорений на борту КА при этом будет неприемлемый для проведения экспериментов. В связи с этим, для обеспечения длительной орбитальной ориентации КА при наличии дестабилизирующего действия аэродинамического момента можно использовать демпфирующие устройства [6]. В качестве таких устройств можно рассматривать гироскопические исполнительные органы системы управления (гиросистему) КА. Чтобы реализовать демпфирование с помощью гиросистемы

(т.н. гиродемпфирование) достаточно задать надлежащий закон управления собственным кинетическим моментом гиросистемы (гиростатическим моментом КА). Такую орбитальную ориентацию КА можно назвать полупассивной, т.е. ее можно считать активной, однако расходы энергии на ее поддержание невелики. Кроме того, гиродемпфирование можно реализовать без накопления кинетического момента КА, и не будет затрат энергии или рабочего тела для проведения разгрузок гиросистемы. Также необходимость разгрузки гиросистемы сокращает время невозмущенного полета КА и накладывает ограничения на время проведения экспериментов на его борту, поэтому реализация режима орбитальной ориентации без накопления гиростатического момента КА является очень большим преимуществом. Принципиальная возможность реализации гиродемпфирования показана в исследовании [7]. В данной работе предложен один из возможных вариантов закона управления гиросистемой и приведены результаты численного решения уравнений движения КА, подтверждающие возможность реализации режима орбитальной ориентации с использованием гиродемпфирования. Также, для указанного режима, проведена оценка уровня квазистатических микроускорений, возникающих на борту КА, и показаны результаты их спектрального анализа.

Другим возможным вариантом ориентации КА для проведения космических экспериментов на борту выступает непосредственно его орбитальная ориентация в окрестности гравитационно устойчивого или неустойчивого положения равновесия с использованием гиросистемы. Как было сказано выше, при использовании гиросистемы одним из критериев эффективности ее функционирования является скорость накопления гиростатического момента. Эта скорость определяет промежутки времени между разгрузками гиросистемы и должна быть достаточно малой, чтобы обеспечить продолжительные отрезки полета КА с малым уровнем микроускорений. Соответствующие законы управления, реализующие орбитальную ориентацию КА с одновременным ограничением роста его гиростатического момента, были предложены в публикациях [7–10]. В данной работе предложен один из возможных способов выбора коэффициентов каждого из рассмотренных в статье [8] законов управления и приведены результаты численного решения уравнений движения КА, подтверждающие возможность реализации используемых законов управления с выбранными значениями коэффициентов.

Все предложенные в данной работе законы управления могут быть реализованы для большинства КА (в том числе и для перспективных разгонных блоков) имеющих в своем составе гиросистему, и для которых требуется поддерживать режим орбитальной ориентации на низкой околокруговой орбите в течение длительного интервала времени без проведения разгрузок гиростатического момента, что делает задачу реализации рассмотренных в настоящей работе режимов весьма актуальной.

2. МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ МИКРОУСКОРЕНИЙ

Квазистатические микроускорения на низкоорбитальном КА вызываются четырьмя причинами: 1) движением КА относительно центра масс как твердого тела; 2) градиентом гравитационного поля; 3) аэродинамическим торможением; 4) действием силы, создаваемой органами управления. Если КА совершает неуправляемое движение или для управления им используется гиросистема, то последняя из перечисленных причин исчезает. В таком случае квазистатическое микроускорение в заданной фиксированной точке борта описывается простой формулой, причем чтобы воспользоваться ею, достаточно знать только орбиту и вращательное движение КА.

Пусть КА представляет собой твердое тело, и точка P жестко связана с его корпусом. Микроускорением \mathbf{b} в точке P называется разность между напряженностью гравитационного поля в этой точке и абсолютным ускорением последней. Роль вектора \mathbf{b} в орбитальных экспериментах аналогична роли ускорения свободного падения в экспериментах на поверхности Земли. В частности, если в точке P закрепить пробное тело с исчезающей малой массой m_p , то сила реакции, действующая на это тело со стороны КА, будет равна $-m_p \mathbf{b}$. Приближенная формула для расчета микроускорений имеет вид [11]

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{b} &= \mathbf{b}_r + \mathbf{b}_g + \mathbf{b}_a, \\ \mathbf{b}_r &= \boldsymbol{\rho} \times \dot{\boldsymbol{\omega}} + (\boldsymbol{\omega} \times \boldsymbol{\rho}) \times \boldsymbol{\omega}, \\ \mathbf{b}_g &= \frac{\mu_E}{r^3} \left(3 \frac{\boldsymbol{\rho} \cdot \mathbf{r}}{r^2} \mathbf{r} - \boldsymbol{\rho} \right), \\ \mathbf{b}_a &= c \mathbf{P}_a \mathbf{v} \mathbf{v}. \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

Здесь $\boldsymbol{\rho}$ – радиус-вектор точки P относительно центра масс КА – точки O ; $\boldsymbol{\omega}$ – абсолютная угловая скорость КА; точка над буквой означает дифференцирование по времени t ; μ_E – гравитационный параметр Земли; \mathbf{r} – геоцентрический

радиус-вектор точки O , $r = |\mathbf{r}|$, \mathbf{v} – скорость этой точки относительно поверхности Земли, $v = |\mathbf{v}|$; ρ_a – плотность атмосферы в точке O ; c – баллистический коэффициент КА. Слагаемые в правой части формулы (1) отвечают первым трем указанным выше причинам возникновения микроускорений.

Формула (1) использовалась для расчета реальных квазистатических микроускорений, имевших место на летавших КА [1, 2, 11]. Ее можно использовать и для прогноза микроускорений [3, 12, 13]. В этом случае составляются уравнения движения КА, выбирается режим движения, вычисляется решение уравнений движения, моделирующее этот режим, и вдоль найденного решения микроускорение в заданной точке борта рассчитывается по формуле (1). Именно таким образом формула (1) применяется ниже.

3. УРАВНЕНИЯ ДВИЖЕНИЯ КОСМИЧЕСКОГО АППАРАТА

Космический аппарат считаем гиростатом, центр масс которого движется по геоцентрической орбите. Для описания его движения будем использовать три правые декартовы системы координат.

Связанная с КА система координат $Ox_1x_2x_3$, образована его главными центральными осями инерции. Начало системы находится в центре масс КА – точке O . Несколько упрощая модель, полагаем, что оси системы $Ox_1x_2x_3$ связаны с характерными элементами конструкции КА (рис. 1). Допустим, что КА имеет форму прямого кругового цилиндра радиусом R_c и высотой L_c с двумя прикрепленными к нему одинаковыми прямоугольными пластинами – солнечными батареями, суммарной площадью S_b . С целью минимизации возмущений при проведении экспериментов на борту КА предполагается использование солнечных батарей без специального привода, ориентирующего рабочие поверхности батарей относительно Солнца. Ось Ox_1 совпадает с осью цилиндра. Солнечные батареи расположены в плоскости Ox_1x_3 симметрично относительно оси Ox_1 , стороны батарей параллельны осям Ox_1 и Ox_3 , ось Ox_2 перпендикулярна плоскости солнечных батарей. Координаты геометрических центров цилиндра и пластин солнечных батарей обозначим $(x_c, 0, 0)$ и $(x_b, 0, 0)$ соответственно. Здесь и ниже, если не оговорено особо, компоненты векторов и координат точек относятся к системе $Ox_1x_2x_3$. Базисные орты системы $Ox_1x_2x_3$ обозначим $\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2, \mathbf{e}_3$.

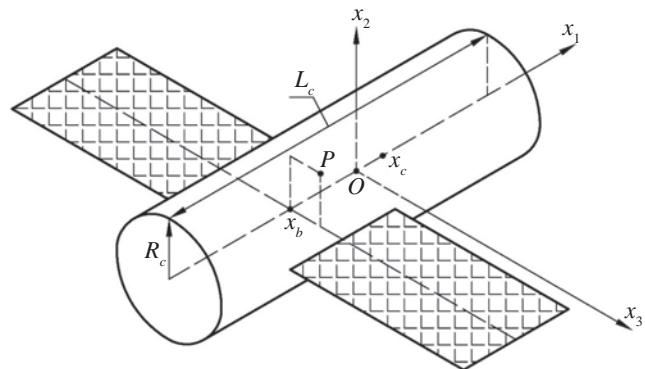


Рис. 1. Общая форма КА и положение связанной системы координат

В орбитальной системе $OX_1X_2X_3$ оси OX_3 и OX_2 направлены соответственно вдоль геоцентрического радиус-вектора точки O и вектора кинетического момента орбитального движения КА. Базисные орты этой системы обозначим $\mathbf{E}_1, \mathbf{E}_2, \mathbf{E}_3$.

Начало гринвичской системы координат $O_EY_1Y_2Y_3$ – точка O_E , расположенная в центре Земли, плоскость $O_EY_1Y_2$ совпадает с плоскостью экватора, ось O_EY_1 пересекает гринвичский меридиан, ось O_EY_3 направлена по оси вращения Земли к Северному полюсу. Полагаем, что эта система вращается с постоянной угловой скоростью ω_E вокруг оси O_EY_3 .

Матрицу перехода от орбитальной системы к гринвичской системе обозначим $W = (w_{ij})_{i,j=1}^3$, где w_{ij} – косинус угла между осями O_EY_i и OX_j . Элементы этой матрицы выражаются через компоненты геоцентрического радиус-вектора точки O и вектора скорости этой точки относительно поверхности Земли в гринвичской системе координат. Матрицы перехода от системы $Ox_1x_2x_3$ к гринвичской и орбитальной системам обозначим соответственно $U = (u_{ij})_{i,j=1}^3$ и $Q = (q_{ij})_{i,j=1}^3$. Здесь $q_{ij} = \mathbf{E}_i \cdot \mathbf{e}_j$, u_{ij} и q_{ij} – косинусы углов, которые ось Ox_j образует с осями O_EY_i и OX_j . Справедливо соотношение $U = WQ$.

Матрицу Q параметризируем углами γ, δ и β , которые введем следующим образом [3]. Система $Ox_1x_2x_3$ может быть получена из системы $OX_1X_2X_3$ тремя последовательными поворотами: 1) на угол $\delta + \pi/2$ вокруг оси OX_2 ; 2) на угол β вокруг новой оси OX_3 ; 3) на угол γ вокруг оси OX_1 полученной после первых двух поворотов и совпадающей с осью Ox_1 . Элементы матрицы Q выражаются через эти углы с помощью формул

$$\left. \begin{array}{l} q_{11} = -\sin \delta \cos \beta, \quad q_{12} = \cos \delta \sin \gamma + \sin \delta \sin \beta \cos \gamma \\ q_{21} = \sin \beta, \quad q_{22} = \cos \beta \cos \gamma, \\ q_{31} = -\cos \delta \cos \beta, \quad q_{32} = -\sin \delta \sin \gamma + \cos \delta \sin \beta \cos \gamma, \\ \\ q_{13} = \cos \delta \cos \gamma - \sin \delta \sin \beta \sin \gamma, \\ q_{23} = -\cos \beta \sin \gamma, \\ q_{33} = -\sin \delta \cos \gamma - \cos \delta \sin \beta \sin \gamma. \end{array} \right\} \quad (2)$$

Уравнения движения КА состоят из двух подсистем. Одна подсистема уравнений для векторов \mathbf{r} и \mathbf{v} описывает движение центра масс КА в гринвичской системе координат с учетом нецентральности гравитационного поля Земли и сопротивления атмосферы [14]. Нецентральность поля учитывается с точностью до членов порядка (16, 16) включительно в разложении гравитационного потенциала Земли в ряд по шаровым функциям. Атмосфера считается вращающейся вместе с Землей, ее плотность рассчитывается согласно модели ГОСТ Р 25645.166-2004. Параметры атмосферы и баллистический коэффициент КА считаются неизменными на всем интервале интегрирования уравнений движения.

Другая подсистема описывает движение КА относительно центра масс (вращательное движение) и имеет вид

$$\left. \begin{array}{l} \frac{\tilde{d} \mathbf{K}}{dt} + \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{K} = \mathbf{M}_g + \mathbf{M}_a, \quad \mathbf{K} = \hat{I} \boldsymbol{\omega} + \mathbf{H}, \\ \frac{\tilde{d} \mathbf{u}_1}{dt} + \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{u}_1 = \boldsymbol{\omega}_E \mathbf{u}_2, \quad \frac{\tilde{d} \mathbf{u}_2}{dt} + \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{u}_2 = -\boldsymbol{\omega}_E \mathbf{u}_1. \end{array} \right\} \quad (3)$$

Здесь символом \tilde{d} / dt обозначена локальная производная вектора в системе $Ox_1x_2x_3$; \mathbf{K} – кинетический момент КА в его движении относительно центра масс; $\boldsymbol{\omega} = (\omega_1, \omega_2, \omega_3)^T$ – абсолютная угловая скорость КА; $\hat{I} = \text{diag}(I_1, I_2, I_3)$ – тензор инерции КА; $\mathbf{H} = (h_1, h_2, h_3)^T$ – гиростатический момент КА (собственный кинетический момент гиросистемы); \mathbf{M}_g – гравитационный момент, действующий на КА; \mathbf{M}_a – аэродинамический момент, действующий на КА; \mathbf{u}_1 и \mathbf{u}_2 – соответственно первая и вторая строки матрицы перехода U . Третья строка этой матрицы $\mathbf{u}_3 = \mathbf{u}_1 \times \mathbf{u}_2$. Строки \mathbf{u}_1 и \mathbf{u}_2 связаны условиями ортогональности матрицы U (\mathbf{u}_i – орты осей $O_E Y_i$), которые учитываются при задании начальных условий для этих переменных.

Чтобы замкнуть подсистему уравнений (3) надо добавить уравнение, описывающее изменение гиростатического момента КА в виде

$$\frac{\tilde{d} \mathbf{H}}{dt} + \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{H} = -\mathbf{M}_c, \quad (4)$$

где \mathbf{M}_c – момент, действующий со стороны гиросистемы, на корпус КА. Выражения для \mathbf{M}_c будут приведены ниже.

Гравитационный момент задается формулой [15]:

$$\mathbf{M}_g = 3 \frac{\mu_E}{r^5} (\mathbf{r} \times \hat{I} \mathbf{r}).$$

Формула аэродинамического момента имеет вид

$$\mathbf{M}_a = p(\mathbf{v} \times \mathbf{e}_1),$$

$$p = \rho_a \left(\pi R_c^2 y_c |v_1| + S_b y_b |v_2| + 2 R_c L_c y_c \sqrt{v_2^2 + v_3^2} \right),$$

где v_i – компоненты вектора \mathbf{v} , $i = \overline{1, 3}$. При выводе последней формулы считалось, что молекулы атмосферы при столкновении с корпусом КА испытывают абсолютно неупругий удар [16], и не учитывалось взаимное затенение корпуса КА и солнечных батарей от набегающего аэродинамического потока. Такое упрощение оправдано, поскольку для большинства движений КА относительная продолжительность отрезков времени, на которых указанное затенение существенно, невелика.

Приведем использованные в расчетах числовые значения параметров описанной модели. Параметры КА: $m = 6440$ кг, $I_1 = 2600$ кг·м 2 , $I_2 = 11100$ кг·м 2 , $I_3 = 10900$ кг·м 2 , $R_c = 1.3$ м, $L_c = 5.0$ м, $S_b = 33$ м 2 , $x_b = -1$ м, $x_c = 0.3$ м. Начальные условия движения центра масс КА задавались в восходящем узле орбиты в момент 09:10:34 UTC 21. IX.2007. Начальные элементы орбиты: высота в апогее 450 км, высота в перигее 400 км, наклонение 63.0°, аргумент широты перигея 53.5°, долгота восходящего узла (отсчитывается от точки среднего весеннего равноденствия эпохи даты) 164.0°. Микроускорения рассчитывались в точке P с координатами (-1 м, 0.7 м, 0.5 м) (рис. 1). Эта точка находится на внутренней стенке рабочего отсека КА, примерно на ее середине. Вблизи этой точки возможна установка научной аппаратуры. Параметры модели атмосферы: $F_{10.7} = F_{81} = 150$, $A_p = 12$.

Начальные условия уравнений (3) задавались в тот же момент времени, что и начальные условия орбитального движения. Этот момент служил началом отсчета времени – точкой $t = 0$.

4. РЕЖИМ ОРБИТАЛЬНОЙ ОРИЕНТАЦИИ КОСМИЧЕСКОГО АППАРАТА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ГИРОДЕМПИРОВАНИЯ

В начале рассмотрим режим гравитационной ориентации КА. Уравнения (3) неудобны для пояснения такого режима и способа его реализации, но это можно сделать с помощью более простых уравнений, учитывающих только главные факторы. Предположим, что орбита центра масс КА круговая и неизменна в абсолютном пространстве, на КА действует один лишь гравитационный момент. В этом случае уравнения (3) можно преобразовать к виду

$$\left. \begin{aligned} \hat{I}\dot{\omega} + \dot{H} + \omega \times (\hat{I}\omega + H) &= 3\omega_0^2(E_3 \times \hat{I}E_3), \\ \dot{\gamma} &= \omega_1 - \operatorname{tg}\beta(\omega_2 \cos \gamma - \omega_3 \sin \gamma), \\ \dot{\delta} &= \frac{\omega_2 \cos \gamma - \omega_3 \sin \gamma}{\cos \beta} - \omega_0, \\ \dot{\beta} &= \omega_2 \sin \gamma + \omega_3 \cos \gamma. \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

В этом случае система (5) имеет 24 стационарных решения, в которых $\omega = \omega_0 E_2$, орты e_i совпадают с ортами $\pm E_j$, $i, j = \overline{1, 3}$ где $\omega_0 = \sqrt{\mu_E / r^3}$ – среднее движение КА (орбитальная частота). Эти решения описывают положения равновесия (покой) КА в орбитальной системе координат [15]. Здесь $E_3 = (q_{31}, q_{32}, q_{33})^T$, а величины q_{3i} выражаются через углы γ , δ и β по формулам (2).

Ограничимся рассмотрением двух стационарных решений системы (5), задаваемых соотношениями:

$$e_1 = -E_3, e_2 = E_2, e_3 = E_1, \quad (6)$$

$$e_1 = E_1, e_2 = E_3, e_3 = -E_2. \quad (7)$$

При выполнении неравенств $I_1 < I_3 < I_2$ решение (6) является устойчивым, а решение (7) – неустойчивым [15]. Устойчивое стационарное решение (6) можно использовать для реализации режима пассивной трехосной гравитационной ориентации КА. Далее по тексту устойчивое положение равновесия (6) будем называть гравитационной ориентацией КА.

Чтобы реализовать гиродемпфирование для режима орбитальной ориентации КА, близкой к его гравитационной ориентации, зададим закон изменения собственного кинетического момента гirosистемы в виде [7]

$$\hat{T}\dot{H} + H - h_0 e_2 = \hat{J}(\omega - \omega_0 e_2), \quad (8)$$

где $\hat{T} = \operatorname{diag}(\tau_1, \tau_2, \tau_3)$; $\hat{J} = \operatorname{diag}(J_1, J_2, J_3)$; $J_i, \tau_i, i = \overline{1, 3}$ – положительные постоянные; h_0 – произвольная постоянная. Использование закона управления (8) вращательным движением КА подразумевает наличие на его борту датчиков угловых скоростей в соответствии с показаниями которых изменяется собственный кинетический момент гirosистемы.

Система уравнений (5), (8) допускает стационарное решение

$$\left. \begin{aligned} \gamma &= \delta = \beta = 0, \omega_1 = \omega_2 - \omega_0 = \omega_3 = 0, \\ h_1 &= h_2 - h_0 = h_3 = 0. \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

Это решение также описывает положение равновесия КА в орбитальной системе координат, при этом расположение осей системы $Ox_1x_2x_3$ соответствует соотношениям (6). Для исследования устойчивости стационарного решения (9) можно воспользоваться теоремами Е. А. Барбашина и Н. Н. Крассова [17]. Рассмотрим функцию Ляпунова [7]

$$\begin{aligned} V = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^3 I_i \omega_i^2 - \omega_0 \sum_{i=1}^3 I_i \omega_i q_{2i} + \frac{3}{2} \omega_0^2 \sum_{i=1}^3 I_i q_{3i}^2 + \\ + \omega_0 \left(h_2 - \sum_{i=1}^3 h_i q_{2i} \right) + \frac{1}{2} \omega_0^2 (I_2 - 3I_1) + \\ + \frac{1}{2} \left(\frac{h_1^2}{J_1} + \frac{(h_2 - h_0)^2}{J_2} + \frac{h_3^2}{J_3} \right). \end{aligned}$$

Ее производная в силу системы (5), (8)

$$\dot{V} = - \left(\sum_{i=1}^3 \frac{\tau_i \dot{h}_i^2}{J_i} \right)$$

знакоотрицательна.

В окрестности решения (9) с точностью до членов третьего порядка малости относительно $\gamma, \delta, \beta, \omega_1, \omega_2 - \omega_0, \omega_3, h_1, h_2 - h_0, h_3$ имеем

$$\begin{aligned} V = \frac{I_1}{2} (\omega_1 - \omega_0 \beta)^2 + \frac{I_2}{2} (\omega_2 - \omega_0)^2 + \frac{I_3}{2} (\omega_3 + \omega_0 \gamma)^2 + \\ + \frac{1}{2} [(I_2 - I_3) \omega_0 + h_0] \omega_0 \gamma^2 + \\ + \frac{3}{2} \omega_0^2 (I_3 - I_1) \delta^2 + \frac{1}{2} [4(I_2 - I_1) \omega_0 + h_0] \omega_0 \beta^2 + \\ + \omega_0 (h_3 \gamma - h_1 \beta) + \\ + \frac{1}{2} \left(\frac{h_1^2}{J_1} + \frac{(h_2 - h_0)^2}{J_2} + \frac{h_3^2}{J_3} \right). \end{aligned}$$

Нетривиальные условия положительной определенности выписанной квадратичной формы выражаются неравенствами

$$(I_2 - I_3 - J_3)\omega_0 + h_0 > 0, \\ [4(I_2 - I_1) - J_1]\omega_0 + h_0 > 0, I_3 > I_1. \quad (10)$$

Если последние неравенства выполнены и

$$I_2 \neq I_1, \quad (11)$$

то пересечение множества $\dot{V} = 0$ с достаточно малой окрестностью положения равновесия (9) не содержит целых траекторий системы (5), (8) отличных от выражений (9). Это утверждение установлено приемом, описанным в публикации [18], с помощью анализа соответствующих линеаризованных уравнений. При выполнении неравенств (10), (11) удовлетворены условия теоремы Барбашина – Красовского ([17], теорема 3.2) и положение равновесия (9) асимптотически устойчиво. Если же хотя бы одно из неравенств (10) выполнено с противоположным знаком и по-прежнему справедливо неравенство (11), то выполнены условия теоремы Красовского ([17], теорема 4.1) и положение равновесия (9) неустойчиво [7].

Из-за разного рода возмущающих факторов (эллиптичность орбиты, влияние аэродинамического момента и др.) система уравнений (3) для рассматриваемого КА не имеет решений, описывающих его покой (9) в орбитальной системе

$$A_2 = \begin{pmatrix} 0 & (\omega_0(I_2 - I_3) + h_0)/I_1 & 0 & 0 & -\omega_0/I_1 \\ (\omega_0(I_1 - I_2) - h_0)/I_3 & -J_3/I_3\tau_3 & 0 & 3\omega_0^2(I_1 - I_2)/I_3 & \omega_0/I_3 \\ 1 & 0 & 0 & -\omega_0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix},$$

$$B_2 = \begin{pmatrix} 1/I_1 & 0 & 0 & 0 & -1 & 0 \end{pmatrix}^T,$$

$$K_2 = \begin{pmatrix} -J_1/\tau_1 & 0 & 0 & 0 & 1/\tau_1 & 0 \\ 0 & -J_3/\tau_3 & 0 & 0 & 0 & 1/\tau_3 \end{pmatrix}.$$

Структура матриц K_1, K_2 подразумевает, что для формирования управления вращательным движением КА не требуется информация о его ориентации. Значения коэффициентов J_i, τ_i ,

координат, однако в силу непрерывной зависимости решений дифференциальных уравнений от начальных условий и параметров эти уравнения допускают решения, которые после пересчета переменных $u_{1i}, u_{2i}, i = 1, 3$ в углы γ, δ и β будут близки положению покоя (9).

5. УПРАВЛЕНИЕ ВРАЩАТЕЛЬНЫМ ДВИЖЕНИЕМ КОСМИЧЕСКОГО АППАРАТА

Чтобы реализовать закон управления (8) выразим момент M_c , действующий со стороны гиросистемы на корпус КА и стабилизирующий режим гравитационной ориентации КА в окрестности положения (9) в виде

$$M_c = H \times \omega - \hat{T}^{-1} \hat{J}(\omega - \omega_0 e_2) + \hat{T}^{-1}(H - h_0 e_2). \quad (12)$$

Система (4), (5), (12), линеаризованная в окрестности стационарного решения (9) разбивается на две независимые подсистемы, которые имеют вид

$$\dot{x}_1 = (A_1 + B_1 K_1) x_1, x_1 = (\omega_2 - \omega_0, \delta, h_2 - h_0)^T, \quad (13)$$

$$A_1 = \begin{pmatrix} 0 & 3\omega_0^2(I_1 - I_3)/I_2 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix},$$

$$B_1 = (1/I_2, 0, -1)^T, K_1 = (-J_2/\tau_2, 0, 1/\tau_2),$$

$$\dot{x}_2 = (A_2 + B_2 K_2) x_2, x_2 = (\omega_1, \omega_3, \gamma, \beta, h_1, h_3)^T, \quad (14)$$

$i = \sqrt{-1}$ выберем таким образом, чтобы все корни характеристического полинома линеаризованной системы лежали в левой полуплоскости комплексного переменного достаточно далеко от мнимой оси. Точнее, критерием качества закона управления (12) будем считать степень устойчивости линеаризованной системы (13), (14) – взятую с обратным знаком действительную часть самого правого корня ее характеристического полинома. В данном случае этот полином разлагается на полиномы третьего

$$\det[(A_1 + B_1 K_1) - \lambda^{(1)} E_3] = 0,$$

и шестого порядков

$$\det[(A_2 + B_2 K_2) - \lambda^{(2)} E_6] = 0,$$

являющихся характеристическими полиномами первой (13) и второй подсистем (14) соответственно. Здесь E_3 и E_6 – единичные матрицы третьего и шестого порядков соответственно.

Полином третьего порядка зависит от коэффициентов J_2 , τ_2 . Выберем их так, чтобы этот полином имел трехкратный действительный корень $\lambda_j^{(1)} = -\alpha$, $j = \overline{1,3}$ где $\alpha > 0$ – степень устойчивости. Получаем

$$\tau_2 = \frac{3}{\alpha}, J_2 = 8I_2, \alpha = \omega_0 \sqrt{\frac{I_3 - I_1}{I_2}}.$$

Из приведенных соотношений видно, что максимальная степень устойчивости первой подсистемы (13) определяется только моментами инерции КА и высотой его орбиты. Для рассматриваемого КА

$$\omega_0 = 1.125 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}, \alpha = 9.73 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1},$$

$$\tau_2 = 3084 \text{ с}, J_2 = 88000 \text{ кг} \cdot \text{м}^2.$$

Полином шестого порядка содержит коэффициенты τ_1 , J_1 и τ_3 , J_3 . С учетом соотношений (10) для асимптотической устойчивости системы (14) необходимо выполнение следующих условий:

$$\begin{aligned} 0 < J_1 < \left(4(I_2 - I_1) + \frac{h_0}{\omega_0} \right), \\ 0 < J_3 < \left(I_2 - I_3 + \frac{h_0}{\omega_0} \right). \end{aligned} \quad (15)$$

Приняв значение $h_0 = 5 \text{ Н} \cdot \text{м} \cdot \text{с}$, найдем значения J_1 , J_3 в виде

$$J_1 = \frac{1}{2} \left(4(I_2 - I_1) + \frac{h_0}{\omega_0} \right) = 19222 \text{ кг} \cdot \text{м}^2,$$

$$J_3 = \frac{1}{2} \left(I_2 - I_3 + \frac{h_0}{\omega_0} \right) = 2322 \text{ кг} \cdot \text{м}^2.$$

Примем значения

$$\tau_1 = J_1 / \chi_1 = 4805 \text{ с}, \tau_3 = J_3 / \chi_3 = 2322 \text{ с},$$

где $\chi_1 = 4 \text{ Н} \cdot \text{м} \cdot \text{с}$, $\chi_3 = 1 \text{ Н} \cdot \text{м} \cdot \text{с}$. Корни полинома шестого порядка при этом равны

$$\lambda_{1,2}^{(2)} = -1.37 \cdot 10^{-4} \pm 2.0 \cdot 10^{-3} i \text{ с}^{-1},$$

$$\lambda_{3,4}^{(2)} = -1.37 \cdot 10^{-4} \pm 3.7 \cdot 10^{-5} i \text{ с}^{-1},$$

$$\lambda_{5,6}^{(2)} = -8.61 \cdot 10^{-4} \pm 1.4 \cdot 10^{-3} i \text{ с}^{-1}.$$

Степень устойчивости полинома шестого порядка $\alpha = 1.37 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$. Таким образом, закон управления (12) с указанными значениями

параметров J_i , τ_i , $i = \overline{1,3}$ обеспечивает асимптотическую устойчивость системы (3), (4) в окрестности стационарного решения (9).

6. МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РЕЖИМА ОРБИТАЛЬНОЙ ОРИЕНТАЦИИ КОСМИЧЕСКОГО АППАРАТА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ГИРОДЕМПФИРОВАНИЯ

Покажем, что выбранный закон изменения управляемого момента гиростатической системы (12) действительно обеспечивает устойчивую ориентацию КА, близкую к гравитационной. С этой целью вычислим решения системы (3), (4), (12) с начальными условиями $\gamma(0) = \delta(0) = \beta(0) = 0$, $h_1(0) = h_3(0) = 5 \text{ Н} \cdot \text{м} \cdot \text{с}$, $h_2(0) = 0$ и

$$\omega_1(0) = \omega_2(0) - \omega_0 = \omega_3(0) = 0.01 \text{ }^{\circ}/\text{с} \quad (16)$$

на интервале времени 140 сут. Значения соответствующих коэффициентов закона управления (12) приняты как в разделе “Управление вращательным движением космического аппарата”. На рис. 2–4 изображены графики зависимости от времени углов γ , δ и β , компонент h_i , $i = \overline{1,3}$ и модуля гиростатического момента $|\mathbf{H}|$, а также компонент b_i , $i = \overline{1,3}$ и модуля $|\mathbf{b}|$ вектора микроДУСКОРЕНИЙ. На графиках не показан начальный участок длительностью 1 сут, содержащий переходной процесс, который обусловлен ошибками в задании начальной угловой скорости (16) и начальных значений гиростатического момента. Результаты расчетов показывают, что закон управления (12) обеспечивает устойчивую орбитальную ориентацию КА, и гиростатический момент при этом остается ограниченным. В установившемся режиме амплитуды колебаний компонент угловой скорости ограничены следующими значениями:

$$\begin{aligned} |\omega_1| &< 6 \cdot 10^{-5} \text{ }^{\circ}/\text{с}, |\omega_2 - \omega_0| < 2 \cdot 10^{-3} \text{ }^{\circ}/\text{с}, \\ |\omega_3| &< 3 \cdot 10^{-4} \text{ }^{\circ}/\text{с}. \end{aligned}$$

Из-за выбранного масштаба времени на рис. 2–4 не видны колебания соответствующих величин с частотами кратными ω_0 , которые вызваны сопротивлением атмосферы и эллиптичностью орбиты. Такие колебания показаны в работе [3], где на интервале времени 6 сут приведены результаты численного решения уравнений движения КА с подобным законом управления.

На рис. 2 увеличение амплитуды колебаний, а также постоянное смещение угла $\delta \approx 0.8^{\circ}$ вызваны сопротивлением атмосферы, зависящим от положения Солнца относительно плоскости

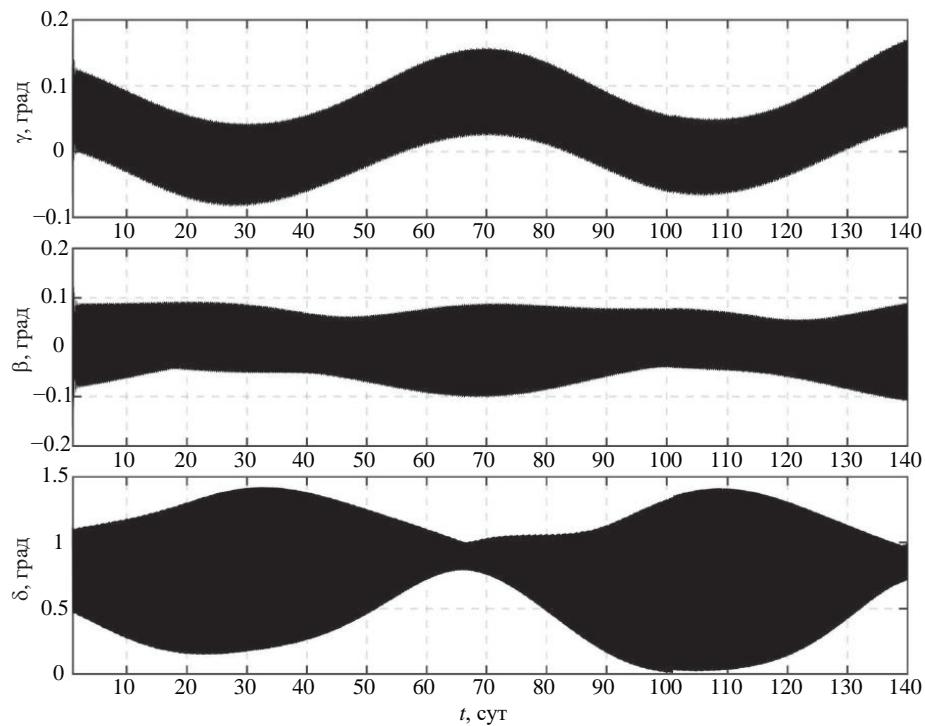


Рис. 2. Углы ориентации КА при использовании закона управления (12)

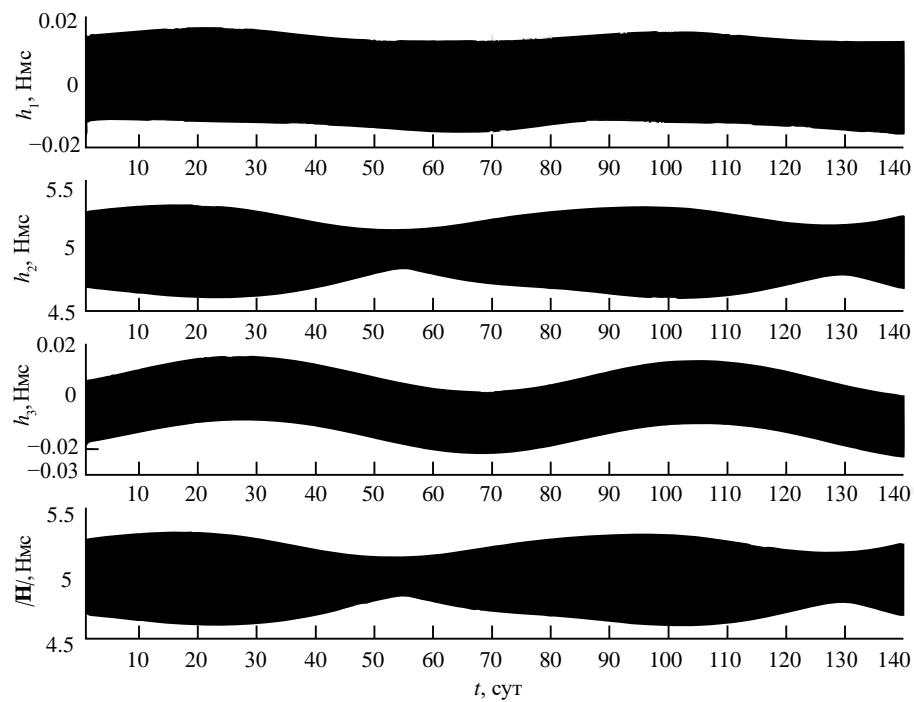


Рис. 3. Компоненты и модуль вектора гиростатического момента КА при использовании закона управления (12)

орбиты КА. Это положение меняется из-за прецессии плоскости орбиты с угловой скоростью $\sim 5^\circ/\text{сут}$. За период времени равный примерно

70 сут, величина постоянного смещения угла δ практически не меняется, амплитуда колебаний меняется в диапазоне от 0.1° до 1.5° . Поскольку

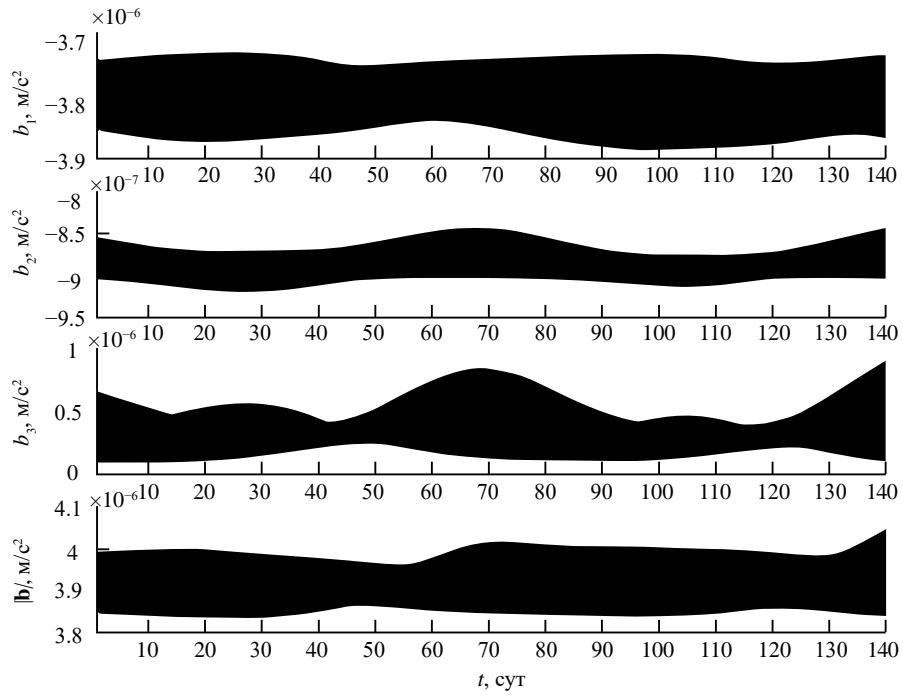


Рис. 4. Компоненты и модуль вектора микроускорений КА

закон управления (12) не накладывает ограничений на угловое положение КА, значения углов γ , δ и β , приведенные на рис. 2, в каждый момент времени соответствуют некоторому относительному равновесному положению КА под действием гравитационного и аэродинамического моментов [19]. Один из возможных методов нахождения такого положения представлен в публикации [8]. В данном случае для оценки смещения δ_0 значения угла δ можно использовать приближенную аналитическую зависимость

$$\delta_0 = \frac{2R_c L_c x_c (R_0 + R_E)^2 \rho_a}{3(I_3 - I_1) + \pi R_c^2 x_c (R_0 + R_E)^2 \rho_a},$$

которая была получена путем линеаризации системы (3) в окрестности стационарного решения (9). При указанной линеаризации были приняты условия, что центр масс КА движется по круговой орбите радиуса $r = R_0 + R_E$, неизменной в абсолютном пространстве, и скорость набегающего потока направлена по касательной к орбите КА [20]. Здесь $R_E = 6378.14$ км – радиус Земли принимаемой сферой, R_0 – высота круговой орбиты КА. В табл. 1 приведены некоторые значения δ_0 в зависимости от значений R_0 . Соответствующие R_0 значения плотности атмосферы ρ_a были взяты из ГОСТ Р 25645.166-2004 для $F_{10.7} = 150$.

На рис. 3 смещение компоненты h_2 и модуля $|\mathbf{H}|$ вектора гиростатического момента определяется значением постоянной величины $h_0 = 5$ Н·м·с закона управления (12). Как видно из неравенств (15) величина h_0 влияет на размер области устойчивости коэффициентов J_1, J_3 , чем больше значение h_0 , тем больше размер указанной области. Однако при выборе значения h_0 следует учитывать конкретные характеристики и схему расположения установленных на борту КА исполнительных органов гиросистемы, чтобы при реализации закона управления собственный кинетический момент каждого исполнительного органа не приближался к своему предельному значению [20].

На рис. 4 видно, что значение модуля вектора микроускорений $|\mathbf{b}|$ не превышает $4.1 \cdot 10^{-6}$ м/с², и область вариации вектора \mathbf{b} достаточно мала. Следует отметить, что значение $|\mathbf{b}| < 10^{-5}$ м/с² является приемлемым при проведении космических экспериментов, в частности в области материаловедения [21]. Небольшой размер области вариации вектора \mathbf{b} ($|\mathbf{b}| \approx |b_1|$) является

Таблица 1. Значения угла δ_0

R_0 , км	400	420	440
ρ_a , кг/м ³	$3.02 \cdot 10^{-12}$	$2.11 \cdot 10^{-12}$	$1.48 \cdot 10^{-12}$
δ_0 , град	1.101	0.801	0.580

дополнительным преимуществом режима гравитационной ориентации КА при проведении указанных экспериментов.

7. СПЕКТРАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ МИКРОУСКОРЕНИЙ

С целью анализа уровня микроускорений, возникающих на борту КА в процессе реализации закона управления (12), в работе определены характерные частоты колебаний модулей векторов \mathbf{b}_a , \mathbf{b}_g и \mathbf{b} (1). Частоты были найдены с помощью спектрального анализа, выполнявшегося по следующей схеме [22]. Пусть x_n , $n = \overline{1, N}$ – значения какой-либо переменной $x(t)$ исследуемого решения в узлах равномерной временной сетки $\{t_n\}$: $x_n = x(t_n)$. Во всех рассмотренных ниже примерах шаг сетки $h = t_{n+1} - t_n = 10$ с. Предположим, что исследуемая функция имеет вид

$$x(t) = \alpha_0 + \sum_{k=1}^M (\alpha_m \cos 2\pi f_m^{\circ} t + \beta_m \sin 2\pi f_m^{\circ} t),$$

где $f_m^{\circ} \in (0, h^{-1} / 2)$ и α_0 , α_m , β_m , $m = \overline{1, M}$ – постоянные параметры, причем среди частот f_m° нет одинаковых. Оценить частоты и амплитуды отдельных гармоник, входящих в $x(t)$, можно, исследуя максимумы периодограммы Шустера –

$$I(f) = \left[\sum_{n=1}^N (x_n - x_*) \cos 2\pi f t_n \right]^2 + \left[\sum_{n=1}^N (x_n - x_*) \sin 2\pi f t_n \right]^2,$$

$$x_* = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N x_n,$$

на интервале $0 < f < h^{-1} / 2$. Функция $I(f)$ имеет много максимумов, из которых выбирают несколько наиболее выделяющиеся. Если функция $I(f)$ имеет такой максимум в точке f_* , предполагается, что f_* близка одной из частот f_m° , а величина $2\sqrt{I(f_*)} / N$ является оценкой амплитуды $\sqrt{\alpha_m^2 + \beta_m^2}$ соответствующей гармоники. Периодограмму Шустера удобно преобразовать к виду, называемому амплитудным спектром $A(f) = 2N^{-1}\sqrt{I(f)}$. Выделяющиеся максимумы функции $A(f)$ напрямую оценивают амплитуды отдельных гармоник, но ее максимумы выражены менее наглядно, чем максимумы периодограммы.

На рис. 5 показаны амплитудные спектры $A_{ba}(f)$, $A_{bg}(f)$, $A_b(f)$ величин $|\mathbf{b}_a|$, $|\mathbf{b}_g|$ и $|\mathbf{b}|$

соответственно. Спектры приведены в диапазоне частот от 0 до 0.001 Гц, при значениях $h = 10$ с и $N = 6.048 \cdot 10^6$. Показано, что наибольший вклад в общий уровень микроускорений \mathbf{b} на борту КА при использовании закона (12) вносит составляющая \mathbf{b}_a с доминирующей частотой $f_0 = \omega_0 / 2\pi \approx 1.79 \cdot 10^{-4}$ Гц. Такие колебания вызваны влиянием атмосферы. Также происходит увеличение амплитуд колебаний величин $|\mathbf{b}_a|$ и $|\mathbf{b}|$ на частоте $2f_0 \approx 3.58 \cdot 10^{-4}$ Гц, однако такое увеличение амплитуд практически не сказывается на общем уровне возникающих на борту микроускорений \mathbf{b} .

Учитывая общий уровень микроускорений, показанный на рис. 4, малую область вариации вектора \mathbf{b} и, что колебания микроускорения происходят весьма медленно – с орбитальной частотой, можно утверждать, что условия на борту КА приемлемы для проведения космических экспериментов [3, 11].

8. ОРБИТАЛЬНАЯ ОРИЕНТАЦИЯ КОСМИЧЕСКОГО АППАРАТА В ОКРЕСТНОСТИ ГРАВИТАЦИОННО-УСТОЙЧИВОГО ПОЛОЖЕНИЯ РАВНОВЕСИЯ

Закон управления (8) можно реализовать без использования постоянной величины гиростатического момента h_0 . Обозначим положение равновесия (9) при $h_0 = 0$ как (9'). Тогда момент \mathbf{M}_c , действующий со стороны гиросистемы на корпус КА и стабилизирующий режим гравитационной ориентации КА в окрестности положения равновесия (9'), представим в виде [8]

$$\mathbf{M}_c = -K_{\omega}(\mathbf{\omega} - \omega_0 \mathbf{e}_2) + K_h \mathbf{H}, \quad (17)$$

где $K_{\omega} = (k_{ij}^{(\omega)})_{i,j=1}^3$, $K_h = (k_{ij}^{(h)})_{i,j=1}^3$, $k_{ij}^{(\omega)}$, $k_{ij}^{(h)}$, $i, j = \overline{1, 3}$ – постоянные величины. Систему (4), (5), (17), линеаризованную в окрестности решения (9'), представим в виде двух независимых подсистем третьего и шестого порядка [23]:

$$\dot{\mathbf{x}}_3 = (A_3 + B_3 K_3 C_3) \mathbf{x}_3, \quad \mathbf{x}_3 = (\omega_2 - \omega_0, \delta, h_2)^T, \quad (18)$$

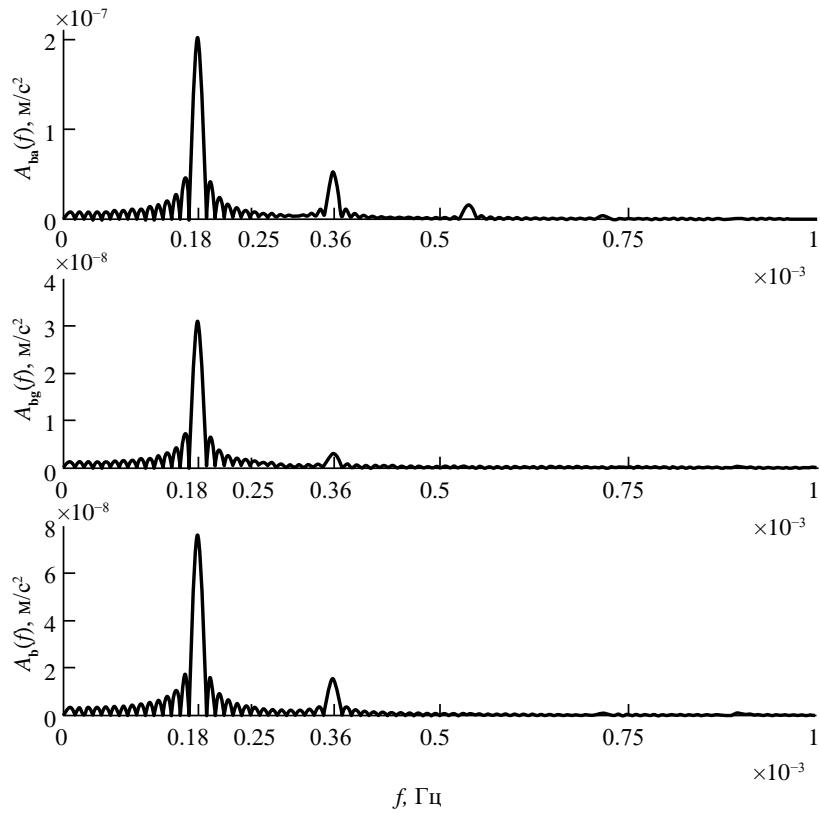
$$A_3 = \begin{pmatrix} 0 & 3\omega_0^2(I_1 - I_3)/I_2 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix},$$

$$B_3 = (1/I_2, 0, -1)^T, \quad C_3 = \text{diag}(1, 0, 1),$$

$$K_3 = \left(-k_{22}^{(\omega)}, 0, k_{22}^{(h)} \right),$$

$$\dot{\mathbf{x}}_4 = (A_4 + B_4 K_4 C_4) \mathbf{x}_4,$$

$$\mathbf{x}_4 = (\omega_1, \omega_3, \gamma, \beta, h_1, h_3)^T, \quad (19)$$

Рис. 5. Амплитудные спектры модулей векторов \mathbf{b}_a , \mathbf{b}_g и \mathbf{b}

$$A_4 = \begin{pmatrix} 0 & \omega_0(I_2 - I_3)/I_1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \omega_0(I_1 - I_2)/I_3 & 0 & 0 & 3\omega_0^2(I_1 - I_2)/I_3 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & -\omega_0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & \omega_0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -\omega_0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \omega_0 & 0 \end{pmatrix},$$

$$B_4 = \begin{pmatrix} 1/I_1 & 0 & 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 1/I_3 & 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}^T,$$

$$C_4 = \text{diag}(1, 1, 0, 0, 1, 1),$$

$$K_4 = \begin{pmatrix} -k_{11}^{(\omega)} & -k_{13}^{(\omega)} & 0 & 0 & k_{11}^{(h)} & k_{13}^{(h)} \\ -k_{31}^{(\omega)} & -k_{33}^{(\omega)} & 0 & 0 & k_{31}^{(h)} & k_{33}^{(h)} \end{pmatrix}.$$

В данном случае также как и в разделе 5 структура матриц K_3 , C_3 , K_4 , C_4 подразумевает, что для формирования управления вращательным движением КА не требуется информация о его ориентации. В данном случае

$$k_{12}^{(\omega)} = k_{21}^{(\omega)} = k_{23}^{(\omega)} = k_{32}^{(\omega)} = 0 \quad \text{и} \quad k_{12}^{(h)} = k_{21}^{(h)} = k_{23}^{(h)} = k_{32}^{(h)} = 0.$$

Характеристический полином системы третьего порядка зависит от коэффициентов $k_{22}^{(\omega)}$ и $k_{22}^{(h)}$. Выберем их так же как в разделе 5, чтобы этот полином имел трехкратный действительный корень $\lambda_j^{(3)} = -\alpha$, $j = \overline{1, 3}$ где $\alpha > 0$ – степень устойчивости. Получим аналитические зависимости

$$k_{22}^{(h)} = \frac{\alpha}{3}, \quad k_{22}^{(\omega)} = \frac{8I_2\alpha}{3}, \quad \alpha = \omega_0 \sqrt{\frac{I_3 - I_1}{I_2}}.$$

Для рассматриваемого КА: $k_{22}^{(h)} = 3.24 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$, $k_{22}^{(\omega)} = 28.8 \text{ Н} \cdot \text{м} \cdot \text{с}$.

Значения коэффициентов полинома шестого порядка будем искать как решение задачи линейно-квадратичного регулирования [24] в виде $K_4 = -S^{-1}B_4^T P$, где $P \in \mathbb{R}^{6 \times 6}$ – матрица, полученная в результате численного решения алгебраического матричного уравнения Рикатти

$$PA_4 + A_4^T P - PB_4 S^{-1} B_4^T P + C_4^T R C_4 = 0. \quad (20)$$

Здесь $R \in \mathbb{R}^{6 \times 6}$ и $S \in \mathbb{R}^{2 \times 2}$ – положительно определенные матрицы весовых коэффициентов, выбранным значениям которых $R = \text{diag}(1,5 \cdot 10^7, 0, 0, 100, 1)$, $S = \text{diag}(1,1)$ соответствуют значения коэффициентов

$$\begin{aligned} k_{11}^{(\omega)} &= 1042.76 \text{ Н}\cdot\text{м}\cdot\text{с}, k_{13}^{(\omega)} = -1271.81 \text{ Н}\cdot\text{м}\cdot\text{с}, \\ k_{11}^{(h)} &= 9.60 \text{ с}^{-1}, k_{13}^{(h)} = 0.12 \text{ с}^{-1}, \\ k_{31}^{(\omega)} &= 6620.91 \text{ Н}\cdot\text{м}\cdot\text{с}, k_{33}^{(\omega)} = -3709.13 \text{ Н}\cdot\text{м}\cdot\text{с}, \\ k_{31}^{(h)} &= -2.55 \text{ с}^{-1}, k_{33}^{(h)} = 1.54 \text{ с}^{-1}. \end{aligned}$$

Соответствующие значения корней характеристического полинома шестой степени

$$\begin{aligned} \lambda_{1,2}^{(4)} &= -1.03 \cdot 10^{-4} \pm 2.10 \cdot 10^{-3} i \text{ с}^{-1}, \\ \lambda_{3,4}^{(4)} &= -1.14 \cdot 10^{-3} \pm 4.72 \cdot 10^{-4} i \text{ с}^{-1}, \\ \lambda_5^{(4)} &= -1.20 \text{ с}^{-1}, \lambda_6^{(4)} = -10.00 \text{ с}^{-1}. \end{aligned}$$

Степень устойчивости полинома шестого порядка $\alpha = 1.03 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$. Таким образом, закон управления (17), с указанными значениями параметров $k_{ij}^{(\omega)}, k_{ij}^{(h)}, i, j = \overline{1,3}$, обеспечивает асимптотическую устойчивость системы (3), (4) в окрестности стационарного решения (9'). Представленные значения элементов матриц R и S , как и использованный метод нахождения коэффициентов закона управления в целом, не являются единственными возможными. Применяя специальные методы математической теории автоматического управления [24], вероятно, возможно получить значения коэффициентов полинома шестого порядка, обеспечивающие больший запас устойчивости и лучшее качество управления. Однако это представляет собой тему для отдельного исследования.

Следует отметить, закон управления (17) по сути представляет собой закон управления (12), в котором не учитывается слагаемое $\mathbf{H} \times \boldsymbol{\omega}$, значение $h_0 = 0$ и, используются другие обозначения для коэффициентов: $K_{\omega} = \hat{T}^{-1} J$, $K_h = \hat{T}^{-1}$. Поэтому $A_3 = A_1$, $B_3 = B_1$, $B_4 = B_2$ и матрицы A_4 , A_2 имеют похожую структуру. Введение новых обозначений было сделано с целью представления линеаризованной системы уравнений в виде (18), (19) для удобства численного решения уравнения (20). Таким образом, коэффициенты закона управления (12) обеспечивающие асимптотическую устойчивость системы (3), (4) в окрестности стационарного

решения (9) также можно подобрать в результате решения задачи линейно-квадратичного регулирования с использованием соответствующих матриц линеаризованной системы (14).

Покажем, что для найденных значений коэффициентов $k_{ij}^{(\omega)}, k_{ij}^{(h)}, i, j = \overline{1,3}$ закон изменения управляемого момента гиросистемы (17) действительно обеспечивает устойчивую ориентацию КА, близкую к гравитационной. Для этого вычислим решения системы (3), (4), (17) с начальными условиями $\gamma(0) = \delta(0) = \beta(0) = 0$, $h_1(0) = h_2(0) = h_3(0) = 0$ и (16) на интервале времени 8 сут. На рис. 6, 7 изображены графики зависимости от времени углов γ , δ и β , компонент $h_i, i = \overline{1,3}$ и модуля гиростатического момента $|\mathbf{H}|$. На графиках не показан начальный участок длительностью 1 сут, содержащий переходной процесс, который обусловлен ошибками в задании начальной угловой скорости (16). Результаты расчетов показывают, что закон управления (17) обеспечивает устойчивую орбитальную ориентацию КА, и гиростатический момент при этом остается ограниченным. В установившемся режиме амплитуды колебаний компонент угловой скорости ограничены следующими значениями:

$$\begin{aligned} |\omega_1| &< 8 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}, |\omega_2| < 2 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}, \\ |\omega_3| &< 2 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}. \end{aligned}$$

На рис. 6 заметно увеличение амплитуды колебаний угла δ , а также его постоянное смещение, что полностью соответствует результатам, представленным в разделе 6 на рис. 2. Отсутствие в законе управления (17) слагаемого содержащего постоянное значение гиростатического момента h_0 не оказывает существенного влияния на угловую ориентацию КА, его абсолютную угловую скорость и на уровень микроускорений на его борту, разница видна только на графиках гиростатического момента. На рис. 7 видно, что в случае использования закона управления (17) отсутствует величина постоянного смещения компоненты h_2 и модуля $|\mathbf{H}|$. Установившиеся колебания величин γ , δ , β , ω_i , $h_i, i = \overline{1,3}$, и $|\mathbf{H}|$ происходят с доминирующей частотой, которая равна орбитальной частоте ω_0 , что соответствует влиянию аэродинамического торможения $c \rho_a v v$.

9. ОРБИТАЛЬНАЯ ОРИЕНТАЦИЯ КОСМИЧЕСКОГО АППАРАТА В ОКРЕСТНОСТИ ГРАВИТАЦИОННО НЕУСТОЙЧИВОГО ПОЛОЖЕНИЯ РАВНОВЕСИЯ

Рассмотрим стационарное решение (7) системы (5), которое при выполнении неравенств $I_1 < I_3 < I_2$

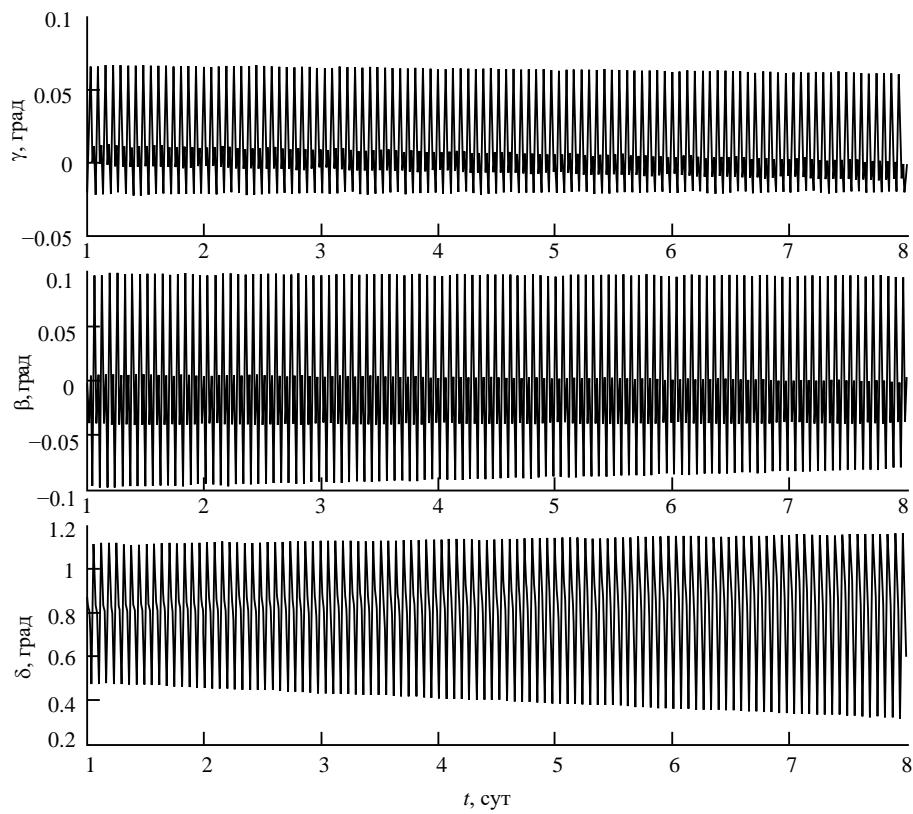


Рис. 6. Углы ориентации КА при использовании закона управления (17)

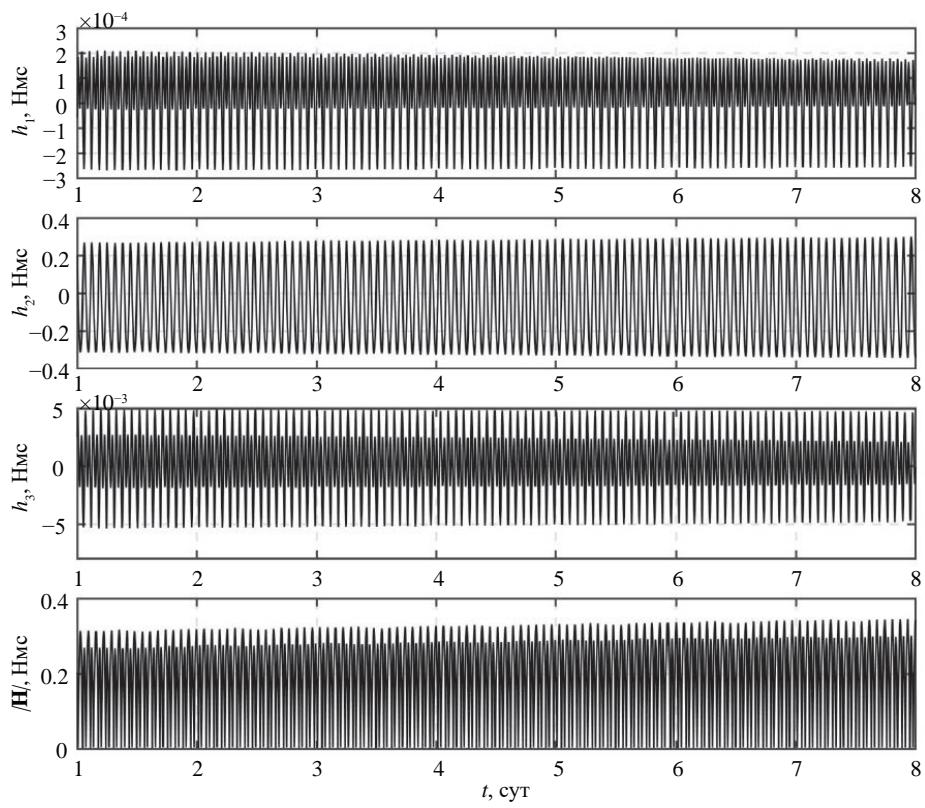


Рис. 7. Компоненты и модуль вектора гиростатического момента КА при использовании закона управления (17)

будет неустойчивым. Чтобы реализовать режим орбитальной ориентации КА, в окрестности гравитационно неустойчивого положения равновесия зададим закон управления гиросистемой в виде [8]

$$\mathbf{M}_c = -K_\theta [(\mathbf{E}_3 \times \mathbf{e}_2) + (\mathbf{e}_3 \times \mathbf{E}_2)] - K_\omega (\boldsymbol{\omega} - \omega_0 \mathbf{E}_2) + K_h \mathbf{H}, \quad (21)$$

где $K_\theta = (k_{ij}^{(\theta)})_{i,j=1}^3$, $K_\omega = (k_{ij}^{(\omega)})_{i,j=1}^3$, $K_h = (k_{ij}^{(h)})_{i,j=1}^3$, $k_{ij}^{(\theta)}, k_{ij}^{(\omega)}, k_{ij}^{(h)}, i, j = \overline{1,3}$ – постоянные величины.

Система уравнений (5), (21) допускает стационарное решение

$$\begin{aligned} \gamma = -\delta = \pi/2, \beta = 0, \omega_1 = \omega_2 = \omega_3 + \omega_0 = 0, \\ h_1 = h_2 = h_3 = 0. \end{aligned} \quad (22)$$

Это решение описывает положение равновесия КА в орбитальной системе координат, при этом

расположение осей системы $Ox_1x_2x_3$ соответствует (7).

Систему (4), (5), (21), линеаризованную в окрестности решения (22), представим в виде двух независимых подсистем третьего и шестого порядка [25]:

$$\begin{aligned} \dot{\mathbf{x}}_5 &= (A_5 + B_5 K_5) \mathbf{x}_5, \\ \mathbf{x}_5 &= (\omega_3 + \omega_0, \delta + \pi/2, h_3)^T, \end{aligned} \quad (23)$$

$$A_5 = \begin{pmatrix} 0 & 3\omega_0^2(I_1 - I_2)/I_3 & 0 \\ -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad B_5 = (1/I_3, 0, -1)^T,$$

$$K_5 = (-k_{33}^{(\omega)}, k_{33}^{(\theta)}, k_{33}^{(h)}),$$

$$\dot{\mathbf{x}}_6 = (A_6 + B_6 K_6) \mathbf{x}_6,$$

$$\mathbf{x}_6 = (\omega_1, \omega_2, \gamma - \pi/2, \beta, h_1, h_2)^T, \quad (24)$$

$$A_6 = \begin{pmatrix} 0 & \omega_0(I_3 - I_2)/I_1 & -3\omega_0^2(I_3 - I_2)/I_1 & 0 & 0 & 0 \\ \omega_0(I_1 - I_3)/I_2 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & -\omega_0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & \omega_0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -\omega_0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \omega_0 & 0 \end{pmatrix},$$

$$B_6 = \begin{pmatrix} 1/I_1 & 0 & 0 & 0 & -1 & 0 \end{pmatrix}^T,$$

$$K_6 = \begin{pmatrix} -k_{11}^{(\omega)} & -k_{12}^{(\omega)} & -2k_{11}^{(\theta)} - \omega_0 k_{12}^{(\omega)} & -k_{12}^{(\theta)} + \omega_0 k_{11}^{(\omega)} & k_{11}^{(h)} & k_{12}^{(h)} \\ -k_{21}^{(\omega)} & -k_{22}^{(\omega)} & -2k_{21}^{(\theta)} - \omega_0 k_{22}^{(\omega)} & -k_{22}^{(\theta)} + \omega_0 k_{21}^{(\omega)} & k_{21}^{(h)} & k_{22}^{(h)} \end{pmatrix}.$$

В данном случае такой вид линеаризованной системы (23), (24), а также структура матриц K_5, K_6 , обусловлены тем, что режим орбитальной ориентации КА в окрестности гравитационно неустойчивого положения равновесия нельзя реализовать без использования информации об ориентации КА. Здесь $k_{13}^{(\theta)} = k_{23}^{(\theta)} = k_{31}^{(\theta)} = k_{32}^{(\theta)} = 0$, $k_{13}^{(\omega)} = k_{23}^{(\omega)} = k_{31}^{(\omega)} = k_{32}^{(\omega)} = 0$ и $k_{13}^{(h)} = k_{23}^{(h)} = k_{31}^{(h)} = k_{32}^{(h)} = 0$.

Характеристический полином системы третьего порядка зависит от коэффициентов $k_{33}^{(\theta)}, k_{33}^{(\omega)}$ и $k_{33}^{(h)}$. Выберем их, как и выше, чтобы этот полином имел трехкратный действительный корень

$\lambda_j^{(5)} = -\alpha$, $j = \overline{1,3}$ где $\alpha > 0$ – степень устойчивости. Получим аналитические зависимости

$$\begin{aligned} k_{33}^{(h)} &= \frac{\alpha^3 I_3}{3\omega_0^2(I_1 - I_2)}, \quad k_{33}^{(\omega)} = I_3(3\alpha - k_{33}^{(h)}), \\ k_{33}^{(\theta)} &= 3(I_3\alpha - \omega_0^2(I_1 - I_2)). \end{aligned}$$

Для рассматриваемого КА зададим значение $\alpha = 5.0 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$, тогда $k_{33}^{(h)} = -4.267 \cdot 10^{-2} \text{ с}^{-1}$, $k_{33}^{(\omega)} = 628.648 \text{ Н}\cdot\text{м}\cdot\text{с}$, $k_{33}^{(\theta)} = 0.849 \text{ Н}\cdot\text{м}$.

Как и в разделе 8, значения коэффициентов полинома шестого порядка будем искать в виде $K_6 = -S^{-1}B_6^T P$, где $P \in \mathbb{R}^{6 \times 6}$ – матрица, полученная в результате численного решения

алгебраического матричного уравнения Рикатти $PA_6 + A_6^T P - PB_6 S^{-1} B_6^T P + R = 0$. Здесь $R \in \mathbb{R}^{6 \times 6}$ и $S \in \mathbb{R}^{2 \times 2}$ – положительно определенные матрицы весовых коэффициентов, выбранным значениям которых $R = \text{diag}(1, 1, 0.01, 1, 0.01, 1)$, $S = \text{diag}(1, 1)$ соответствуют значения коэффициентов

$$\begin{aligned} k_{11}^{(\omega)} &= 701.26 \text{ Н}\cdot\text{м}\cdot\text{с}, k_{12}^{(\omega)} = -554.17 \text{ Н}\cdot\text{м}\cdot\text{с}, \\ k_{11}^{(\theta)} &= 0.19 \text{ Н}\cdot\text{м}, k_{12}^{(\theta)} = -0.30 \text{ Н}\cdot\text{м}, \\ k_{11}^{(h)} &= -0.17 \text{ с}^{-1}, k_{12}^{(h)} = 0.05 \text{ с}^{-1}, \\ k_{21}^{(\omega)} &= 117.55 \text{ Н}\cdot\text{м}\cdot\text{с}, k_{22}^{(\omega)} = 128.15 \text{ Н}\cdot\text{м}\cdot\text{с}, \\ k_{21}^{(\theta)} &= 0.02 \text{ Н}\cdot\text{м}, k_{22}^{(\theta)} = 0.09 \text{ Н}\cdot\text{м}, \\ k_{21}^{(h)} &= -0.04 \text{ с}^{-1}, k_{22}^{(h)} = 0.99 \text{ с}^{-1}. \end{aligned}$$

Соответствующие значения корней характеристического полинома шестой степени будут $\lambda_{1,2}^{(6)} = -8.40 \cdot 10^{-5} \pm 1.11 \cdot 10^{-3} i \text{ с}^{-1}$, $\lambda_{3,4}^{(6)} = -6.52 \cdot 10^{-4} \pm 1.47 \cdot 10^{-4} i \text{ с}^{-1}$, $\lambda_5^{(6)} = -9.83 \cdot 10^{-2} \text{ с}^{-1}$, $\lambda_6^{(6)} = -1.00 \text{ с}^{-1}$.

Степень устойчивости полинома шестого порядка $\alpha = 8.40 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$. Таким образом, закон управления (21) с указанными значениями параметров $k_{ij}^{(\theta)}$, $k_{ij}^{(\omega)}$, $k_{ij}^{(h)}$, $i, j = \overline{1, 3}$ обеспечивает асимптотическую устойчивость системы (3), (4) в окрестности стационарного решения (22).

Покажем, что для найденных значений коэффициентов $k_{ij}^{(\theta)}$, $k_{ij}^{(\omega)}$, $k_{ij}^{(h)}$, $i, j = \overline{1, 3}$

закон изменения управляющего момента гиросистемы (21) действительно обеспечивает ориентацию КА, близкую к гравитационно неустойчивому положению равновесия. С этой целью вычислим решения системы (3), (4), (21) с начальными условиями $\beta(0) = 0$, $\gamma(0) = -\delta(0) = \pi/2$, $\omega_1(0) = \omega_2(0) = \omega_3(0) + \omega_0 = 0.01^\circ/\text{с}$, $h_1(0) = h_2(0) = h_3(0) = 0$ на интервале времени 8 сут. На рис. 8, 9 изображены графики зависимости от времени углов γ , δ и β , компонент h_i , $i = \overline{1, 3}$ и модуля гиростатического момента $|\mathbf{H}|$. На графиках не показан начальный участок длительностью 1 сут, содержащий переходной процесс, который обусловлен ошибками в задании начальной угловой скорости. Результаты расчетов показывают, что закон управления (21) обеспечивает устойчивую орбитальную ориентацию КА, и гиростатический момент при этом остается ограниченным. В установившемся режиме амплитуды колебаний компонент угловой скорости ограничены следующими значениями:

$$\begin{aligned} |\omega_1| &< 1.5 \cdot 10^{-4} \text{ }^\circ/\text{с}, |\omega_2| < 1 \cdot 10^{-4} \text{ }^\circ/\text{с}, \\ |\omega_3| &< 2 \cdot 10^{-3} \text{ }^\circ/\text{с}. \end{aligned}$$

На рис. 8 постепенное уменьшение амплитуды колебаний углов γ , β вызвано остаточным влиянием переходного процесса протекающего в течение первых суток полета КА. Здесь

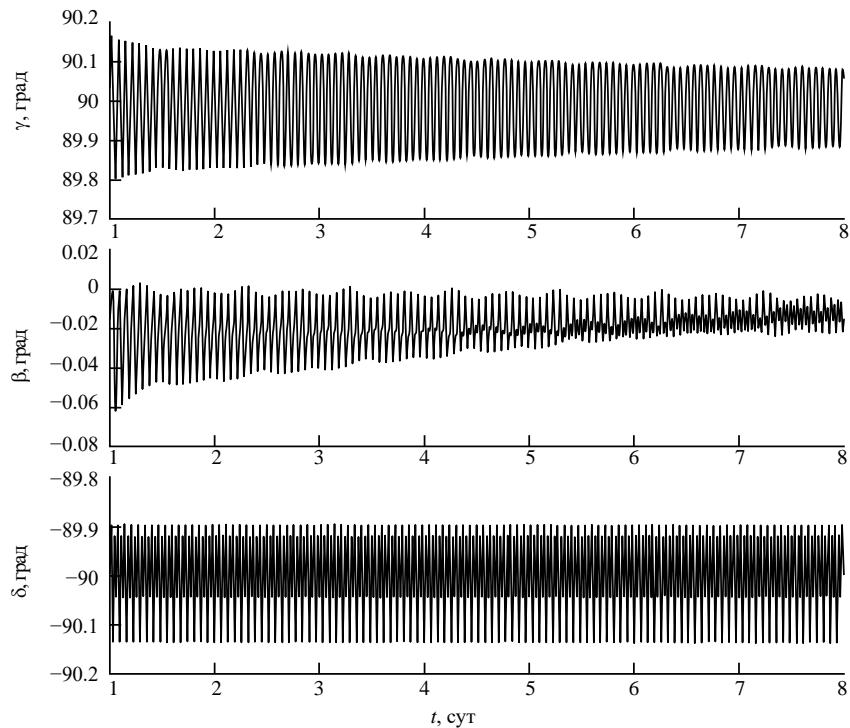


Рис. 8. Углы ориентации КА при использовании закона управления (21)

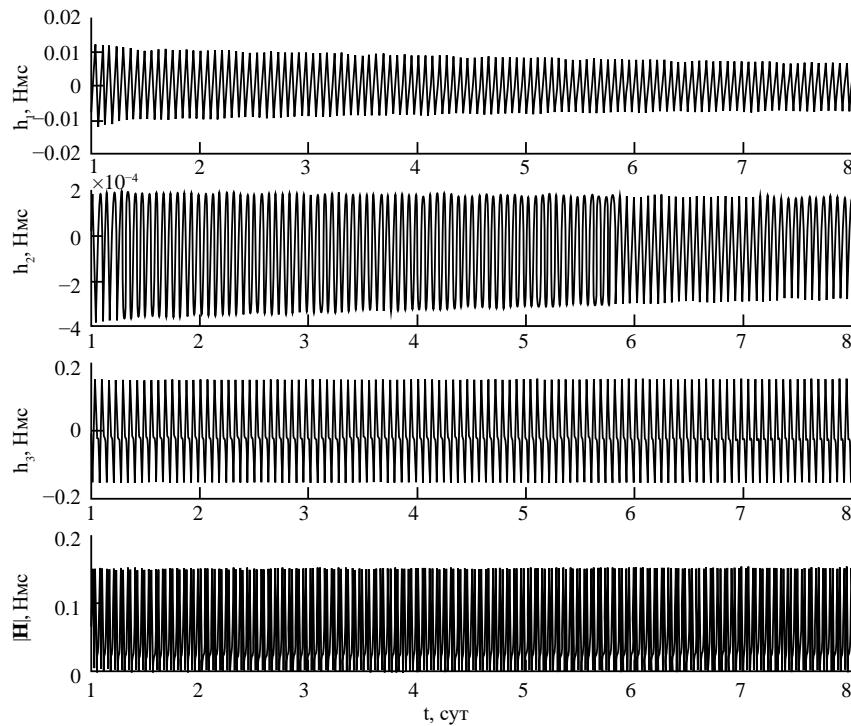


Рис. 9. Компоненты и модуль вектора гиростатического момента КА при использовании закона управления (21)

установившиеся колебания величин γ , δ и β , ω_i , h_i , $i = 1, 3$, и $|\mathbf{H}|$ также происходят с доминирующей частотой, которая равна орбитальной частоте ω_0 .

10. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе показано, что с помощью гироскопических исполнительных органов системы управления вращательным движением КА можно реализовать режим длительной орбитальной ориентации КА как в окрестности гравитационно устойчивого, так и неустойчивого положения равновесия.

Приведены соответствующие законы управления собственным кинетическим моментом гиросистемы. В качестве основного режима при реализации орбитальной ориентации КА в окрестности устойчивого положения равновесия рассмотрен режим гиродемпфирования, для которого приведены результаты численного моделирования микроускорений, возникающих на борту КА, а также их амплитудные спектры. Показано, что данный режим может использоваться при проведении космических экспериментов в течение длительных интервалов времени.

Дополнительно рассмотрены еще два варианта закона управления гиросистемой, обеспечивающие орбитальную ориентацию КА в окрестности

устойчивого и неустойчивого положения равновесия. Для всех рассмотренных вариантов предложена методика выбора коэффициентов закона управления, обеспечивающих асимптотическую устойчивость вращательного движения КА.

Все предложенные в работе законы управления гиросистемой позволяют не только обеспечивать заданную ориентацию КА, но и ограничивать накопление гиростатического момента.

Полученные в работе результаты могут быть использованы при предварительном проектировании систем управления ориентацией КА построенных на базе гироскопических органов управления различного типа.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Сазонов В.В., Чебуков С.Ю., Абрашкин В.И. и др. Анализ низкочастотных микроускорений на борту ИСЗ *Фотон-11* // Космические исследования. 2001. Т. 39. № 4. С. 419–435.
- Бойзелинк Т., Ван Бавинхов К., Сазонов В.В. и др. Анализ низкочастотной составляющей в измерениях микроускорения, выполненных на спутнике *Фотон М-2* // Космические исследования. 2008. Т. 46. № 5. С. 463–483.
- Игнатов А.И., Сазонов В.В. Реализация режимов вращательного движения ИСЗ с малым уровнем микроускорений электромеханическими исполнителями // Космические исследования. 2009. Т. 67. № 1. С. 10–16.

- нительными органами // Космические исследования. 2012. Т. 50. № 5. С. 380–393.
4. Сарычев В.А., Сазонов В.В. Влияние аэродинамического момента на режим гравитационной ориентации орбитального комплекса *Салют-6 – Союз* // Космические исследования. 1985. Т. 23. № 1. С. 63–67.
 5. Сазонов В.В. Об одном механизме потери устойчивости режима гравитационной ориентации спутника // Космические исследования. 1989. Т. 27. № 6. С. 836–841.
 6. Сарычев В.А. Вопросы ориентации искусственных спутников // Итоги науки и техники. Сер. Исследование космического пространства. Т. 11. М.: ВИНИТИ, 1978. 223 с.
 7. Сазонов В.В. Гравитационная ориентация искусственных спутников с гиродинами // Космические исследования. 1988. Т. 26. № 2. С. 315–318.
 8. Игнатов А.И., Сазонов В.В. Реализация режима орбитальной ориентации искусственного спутника Земли без накопления кинетического момента гиросистемы // Изв. РАН. ТиСУ. 2020. № 1. С. 129–142.
 9. Зубов Н.Е., Микрин Е.А., Мисриханов М.Ш. и др. Стабилизация орбитальной ориентации космического аппарата с одновременной разгрузкой кинетического момента инерционных исполнительных органов // Изв. РАН. ТиСУ. 2015. № 4. С. 124–131.
 10. Mashakov Y., Tkachev S., Ovchinnikov M. Use of External Torques for Desaturation of Reaction Wheels // Guidance, Control and Dynamics. 2018. V. 41. Iss. 8. P. 1663–1674.
 11. Сазонов В.В., Комаров М.М., Полежаев В.И. и др. Микроускорения на орбитальной станции Мир и оперативный анализ гравитационной чувствительности конвективных процессов тепломас-сопренося // Космические исследования. 1999. Т. 37. № 1. С. 86–101.
 12. Игнатов А.И., Сазонов В.В. Оценка остаточных микроускорений на борту ИСЗ в режиме односторонней солнечной ориентации // Космические исследования. 2013. Т. 51. № 5. С. 380–388.
 13. Игнатов А.И. Оценка низкочастотных микроускорений на борту искусственного спутника Земли в режиме солнечной ориентации // Космические исследования. 2022. Т. 60. № 5. С. 43–56.
 14. Игнатов А.И., Иванов Г.А., Коломиец Е.С. и др. Реализация режима солнечной ориентации космического аппарата с помощью системы двигателей-маховиков // Космические исследования. 2023. Т. 61. № 2. С. 143–156.
 15. Белецкий В.В. Движение искусственного спутника относительно центра масс. М.: Наука, 1965. 415 с.
 16. Белецкий В.В., Яншин А.М. Влияние аэродинамических сил на вращательное движение искусственных спутников. Киев: Наук. думка, 1984. 187 с.
 17. Барбашин Е.А. Функции Ляпунова. М.: Наука, 1970. 240 с.
 18. Сарычев В.А. Условия устойчивости системы гравитационной стабилизации спутников с гиродемпфированием // Astronautica Acta. 1969. V. 14. Iss. 4. P. 299–301.
 19. Румянцев В.В. Об устойчивости стационарных движений спутников // Сер. Математические методы в динамике космических аппаратов. Вып. 4. М.: ВЦ АН СССР, 1967. 141 с.
 20. Игнатов А.И. Выбор геометрических параметров расположения системы двигателей-маховиков при управлении вращательным движением космического аппарата // Изв. РАН. ТиСУ. 2022. № 1. С. 124–144.
 21. Земсков В.С., Раухман М.Р., Шалимов В.П. Гравитационная чувствительность раствор-расплавов при кристаллизации двухфазных сплавов InSb-InBi в космических условиях // Космические исследования. 2001. Т. 39. № 4. С. 384–389.
 22. Теребиж В.Ю. Анализ временных рядов в астрофизике. М.: Наука, 1992. 392 с.
 23. Игнатов А.И., Коломиец Е.С., Мартыненкова Е.В. Реализация режима гравитационной ориентации космического аппарата без накопления кинетического момента гиросистемы // Сб. тез. XIII Всероссийский съезд по теоретической и прикладной механике. Санкт-Петербург, Россия. 2023. Т. 1. С. 593–595.
 24. Поляк Б.Т., Хлебников М.В., Рапопорт Л.Б. Математическая теория автоматического управления. М.: ЛЕНАНД, 2019. 504 с.
 25. Игнатов А.И., Коломиец Е.С., Мартыненкова Е.В. Поддержание режима орбитальной ориентации космического аппарата в окрестности гравитационно неустойчивого положения равновесия // Сб. тез. XIII Всероссийский съезд по теоретической и прикладной механике. Санкт-Петербург, Россия. 2023. Т. 1. С. 591–592.

ESTIMATION OF THE LEVEL OF QUASI-STATIC MICROACCELERATIONS ON BOARD OF THE SPACECRAFT IN ORBITAL ORIENTATION MODE

© 2025 A. I. Ignatov

Bauman Moscow Technical State University, Moscow, Russia

*e-mail: general_z@mail.ru

The paper considers various options for implementing the orbital orientation mode of a spacecraft intended for conducting experiments in microgravity conditions over long time intervals. The system of gyroscopic controls (gyrosystem) is used as the actuators of the angular motion control system. The gyrosystem control laws proposed in the paper allow not only to provide a given orientation of the spacecraft, but also to limit the accumulation of the gyrosystem's own angular momentum, which significantly increases the duration of time intervals of unperturbed motion of the spacecraft. The efficiency of the considered control laws in the presence of external destabilizing disturbing moments acting on the spacecraft is confirmed by the results of numerical modeling of the equations of motion. The main orientation mode of the spacecraft investigated in the paper is its orbital orientation using gyrodamping. For this mode, an assessment of the level of quasi-static microaccelerations occurring on board the spacecraft is carried out, and the results of their spectral analysis are shown.

УДК 520; 528.8.04; 681.7

СТЕНДОВАЯ И НАТУРНАЯ ОТРАБОТКА ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ АВТОНОМНОЙ ПРИПЛАНЕТНОЙ НАВИГАЦИИ НА ОКОЛОЛУННЫХ ОРБИТАХ

© 2025 г. Б. С. Жуков*, Г. А. Аванесов, А. С. Лискив, П. С. Сметанин

Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

*e-mail: bzhukov@mail.ru

Поступила в редакцию 03.10.2023 г.

После доработки 29.11.2023 г.

Принята к публикации 29.11.2023 г.

Рассматриваются результаты стендовой отработки системы автономной оптической навигации, рассчитанной для работы на окололунных орбитах и на трассе перелета Земля – Луна. В состав системы входят широкоугольная навигационная камера, предназначенная для определения положения космического аппарата (КА) по горизонту планеты и по контрольным точкам на ее поверхности, узкоугольная навигационная камера, применяемая для уточнения положения космического аппарата по контрольным точкам, с использованием снимков более высокого разрешения, и два звездных датчика для определения ориентации камер. Отлаженное на стенде программно-алгоритмическое обеспечение системы использовано при обработке снимка лунной поверхности, полученного съемочной системой СТС-Л на КА “Луна-25”. Все контрольные точки из разработанного каталога, попавшие на снимок, были уверенно распознаны. Расхождение координат КА, полученных по оптическим навигационным измерениям и по баллистическому прогнозу, оказалось в пределах ошибок измерений и прогноза.

DOI: 10.31857/S0023420625010116, EDN: HDRDMM

1. ВВЕДЕНИЕ

Автономная оптическая навигация находит все более широкое применение в практике космических исследований планет и малых тел Солнечной системы. Традиционные радиотехнические методы (одно-, двух-, трехпутевая допплеровская радиолокация, радиоинтерферометрия со сверхдлинными базами) требуют определенного времени, затрачиваемого на распространение радиосигнала, на его наземную обработку и накопление измерений [1]. Автономная оптическая навигация, позволяющая определять положение космического аппарата (КА) путем бортовой обработки изображений, получаемых оптическими съемочными системами, незаменима в случаях, когда требуется автоматически определять и корректировать орбиту КА в реальном времени. Такая ситуация может возникнуть при выводе КА на околопланетную орбиту и после коррекций орбиты, при автоматической посадке КА на поверхность небесных тел. Кроме того, дополнение

автономными оптическими измерениями навигационных данных, получаемых наземными радиотехническими системами, повышает надежность и безопасность космических миссий, что особенно важно при пилотируемых полетах.

В отечественной практике телевизионные приборы были впервые использованы для автономной навигации в проекте “Вега” в 1984–1986 гг., когда при пролете КА мимо ядра кометы Галлея телевизионная система осуществляла автоматическое наведение платформы с научными приборами по центру яркости на объект наблюдения [2]. Такой же метод применялся для наведения научной аппаратуры (с использованием дополнительного вращения КА) с помощью разработанной в Jet Propulsion Laboratory (США) автономной оптической навигационной системы AvtoNav при пролете малых тел (комет и астероидов) в миссиях *Deep Space 1*, *STARDUST*, *Deep Impact*, *EPOXI* и *STARDUST NExT* [3].

Для управления сближением с Фобосом и посадкой на него спускаемого аппарата (проект

“Фобос-Грунт”), включая выбор безопасного места посадки, была разработана Телевизионная система навигации и наблюдения (ТСНН) в составе двух камер – широкоугольной и узкоугольной [4]. К сожалению, из-за аварии КА до практического использования ТСНН дело не дошло.

Автономная оптическая навигация на траектории снижения при подлете к району посадки использовалась в американских миссиях *Mars-2020* при посадке на Марсе (<https://robotics.jpl.nasa.gov/what-we-do/flight-projects/mars-2020-rover/terrain-relative-navigation/>) и *IM-1 (Intuitive Machines)* в 2024 г. при посадке на Луну (https://www.intuitivemachines.com/_files/ugd/7c27f7_51f84ee63ea744a9b7312d17fef9606.pdf).

Автономный выбор безопасного места посадки по телевизионным изображениям проводился при посадке на поверхность Луны китайских зондов *Chang'e 3–6* в 2013–2024 гг. [5] и индийского зонда *Chandrayaan-3* в 2023 г. (https://www.isro.gov.in/Chandrayaan3_Details.html), а также китайского зонда *Tianwen-1* при посадке на поверхность Марса в 2021 г. [6].

2. СИСТЕМА АВТОНОМНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ НАВИГАЦИИ И СТЕНД ДЛЯ ЕЕ ОТРАБОТКИ

В настоящее время с учетом накопленного опыта и перспективных планов полетов отечественных КА к Луне в ИКИ РАН создается система автономной оптической навигации [7], в состав которой входят:

– широкоугольная навигационная камера (ШНК), предназначенная для определения положения космического аппарата (КА) по горизонту планеты и по контрольным точкам (КТ) – хорошо распознаваемым и привязанным к топографической модели Луны участкам поверхности;

– узкоугольная навигационная камера (УНК), предназначенная для уточнения положения КА по КТ, с использованием снимков более высокого разрешения;

– два звездных датчика, предназначенные для определения ориентации камер;

– блок обработки данных (БОД).

Все приборы унифицированы и строятся на базе разрабатываемых в ИКИ РАН звездных датчиков семейства БОКЗ. Они отличаются лишь объективами, светофильтрами и программным обеспечением. Характеристики оптических головок (ОГ) указанных приборов приведены в табл. 1.

Для экспериментальной отработки системы в ИКИ РАН создан специализированный стенд [8], в состав которого входят нескольких компьютеров и средств отображения, позволяющих воспроизводить изображения Луны, Земли и звезд в масштабе и ракурсах, соответствующих положению КА на трассе полета (рис. 1). В состав стендов включен также персональный компьютер, к которому через блок интерфейсов могут подключаться оптические головки ОГ-ЗД, ОГ-УНК и ОГ-ШНК либо непосредственно, либо через БОД навигационной системы.

Задаваемые параметры полета сравниваются с величинами, измеренными приборами навигационной системы. При этом сопоставляются углы ориентации КА и координаты КА в связанный планетоцентрической системе координат (ПЦСК). Для Луны в качестве ПЦСК используется Moon-ME (Mean Earth), центр которой совпадает с центром масс Луны, ось *Z* направлена по среднему направлению оси вращения Луны, ось *X* лежит в средней экваториальной плоскости и направлена в начальный меридиан (к Земле), ось *Y* также лежит в экваториальной плоскости и дополняет систему до правой. Радиус референц-сферы Луны принят равным $R_0 = 1737.4$ км. Координаты космического аппарата выводятся как в виде декартовых координат

Таблица 1. Основные параметры оптических головок системы автономной оптической навигации

Характеристики	Камера		
	ОГ-ШНК	ОГ-УНК	ОГ-ЗД (2 шт.)
Фокусное расстояние, мм	3.6	23	36
Размер кадра, пикс.	2048 × 2048		
Угловое разрешение, угл. сек	316	49.3	31.5
Поле обзора, угл. град	180	27.5	17.8
Спектральная зона, мкм	0.8–0.9	0.8–0.9	0.5–0.9

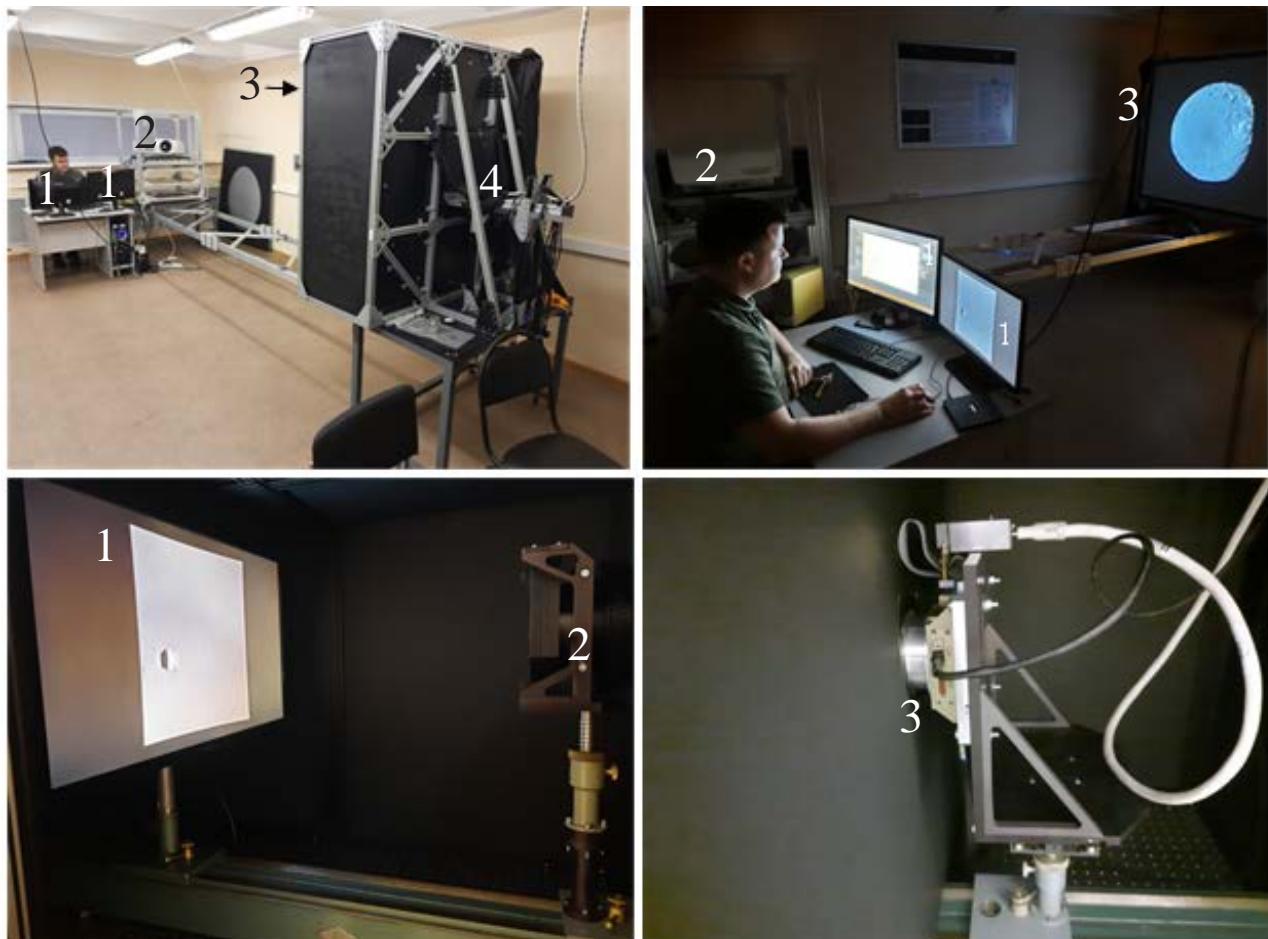


Рис. 1. Стенд отработки технологии автономной оптической навигации: вверху – стенд ШНК (слева) и его проецирующая часть (справа): 1) мониторы управляющего компьютера, 2) оптический проектор, 3) экран, 4) оптическая головка ШНК (закрыта черным покрывалом); внизу: слева – проецирующая часть стенда УНК с проекционным монитором (1) и коллиматорной линзой (2), справа – регистрирующая часть стенда УНК с оптической головкой (3)

КА, которые непосредственно используются при динамической фильтрации навигационных измерений при определении орбиты КА, так и для удобства в виде сферических координат – широты и долготы подспутниковой точки (ПСТ) и высоты КА.

Таким образом, оборудование и программно-математическое обеспечение стенда позволяют и моделировать условия съемки небесных тел, и оценивать результаты работы приборов навигационной системы.

Перед началом каждого “пролета” проводится автоматическая геометрическая калибровка стенда, основанная на проецировании на экраны монитора регулярной сетки точек, ее съемки, распознавании точек сетки на получаемых изображениях и определении геометрических параметров, связывающих координаты точек на изображениях, подаваемых на экраны мониторов,

и их координаты на изображениях, получаемых камерами. Калибровка стендад проверяется в процессе “пролета” и при ее изменении из-за прогрева стендад “пролет” повторяется.

3. МОДЕЛИРОВАНИЕ ИЗОБРАЖЕНИЙ ЛУНЫ

Изображения Луны существенно зависят от направления падения на ее поверхность солнечных лучей и направления наблюдения. При фазовом угле (угле между направлениями падения и наблюдения) больше $\sim 40^\circ$, при которых планируется реализовать навигацию по КТ, основным фактором, влияющим на структуру изображений, является рельеф. При таких фазовых углах можно пренебречь вариациями микроструктуры реголита, оказывающими доминирующее влияние на распределение яркости поверхности

Луны при малых фазовых углах. При фазовых углах меньше 40° планируется лишь навигация по горизонту, для которой адекватное моделирование распределения яркости по диску Луны не имеет существенного значения.

Изображения Луны моделировались в реальном времени с использованием глобальной топографической модели GLD100–256Р с разрешением на поверхности около 118 м (https://wms.lroc.asu.edu/lroc/view_rdr/WAC_GLD100). Модель GLD100 построена по изображениям, которые были получены широкоугольной камерой WAC, входящей в состав съемочной системы LROC (Lunar Reconnaissance Orbiter Camera) на КА *Lunar Reconnaissance Orbiter (LRO)* [9]. На окополярных широтах она дополнена моделью LOLA-256Р, построенной по данным лазерного высотометра LOLA (Lunar Orbiter Laser Altimeter) на том же КА. Распределение яркости поверхности Луны рассчитывалось по модели Хапке [10], с использованием средних значений ее параметров для Луны. Хотя существуют карты распределения параметров модели Хапке по поверхности Луны [11], их разрешение в 5° (150 км) не достаточно для моделирования орбитальных изображений.

При построении изображения, выводимого на стенды, учитывалась геометрическая модель камеры и результаты калибровки стенда таким образом, чтобы угловое распределение поля яркости на апертуре камеры соответствовало реальному распределению поля яркости Луны в заданных условиях наблюдения.

Адекватность моделирования изображений Луны проверялась путем сопоставления модельных изображений с реальными изображениями, полученными камерой WAC/LROC.

4. ПРОГРАММНО-АЛГОРИТМИЧЕСКОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ ПРИПЛАНЕТНОЙ НАВИГАЦИИ

На первом этапе обработки по изображениям ШНК определяется положение КА по горизонту, используется алгоритм, описанный в работе [12]. Для этого на изображении с помощью оператора Собеля выделяются потенциальные точки горизонта, проводится фильтрация точек терминатора и аппроксимация направлений на оставшиеся точки горизонта круговым конусом. Направление оси конуса дает направление на центр Луны во внутренней системе координат (ВСК) камеры. Оно преобразуется в лунную систему координат Moon-ME по данным об ориентации

камеры в инерциальной системе координат J2000, измеряемой звездными датчиками, с использованием перехода из J2000 в Moon-ME для заданного момента времени. Таким образом, определяется положение подспутниковой точки. По углу раствора аппроксимирующего конуса оценивается высота КА.

Предварительные оценки ошибок определения координат ПСТ по горизонту на низких орбитах составляют ~ 10 км, высоты $\sim 1\%$ (3σ), что вполне достаточно для перехода к следующему этапу – уточнению положения КА по контрольным точкам. Для этого используется центральная часть поля зрения ШНК, в которой углы наблюдения не превышают 45° , и, как следствие, геометрические искажения не слишком велики. При этом радиус области поиска на первом этапе принимается равным 10 км и из каталога выбираются КТ, которые могут попадать в центральную часть поля зрения камеры. Далее формируется область их поиска с радиусом 10 км в геометрической проекции КТ и осуществляется их поиск, с использованием многомасштабного метода установления соответствия. При этом КТ сначала ищутся по загруженным изображениям, а затем их положение уточняется по исходному изображению. Предварительно по 3D-модели КТ рассчитываются их эталонные изображения для заданных параметров разрешения и направлений освещения и наблюдения.

Для ограничения времени вычислений на изображении ищется не более 10 КТ, расположенных наиболее близко к расчетному положению точки пересечения оптической оси камеры с референц-сферой Луны. При идентификации на изображении не менее двух КТ, определении векторов направления на них в ВСК и преобразования векторов направления в ПЦСК, находится радиус-вектор КА в ПЦСК [13]. Геометрически эту процедуру можно интерпретировать как нахождение методом наименьших квадратов точки пересечения лучей, построенных из указанных КТ в направлениях, обратных направлениям их наблюдения с КА (известный в геодезии метод обратной засечки).

При навигации используется каталог КТ на Луне, который был сформирован с использованием топографической модели Луны GLD100–256Р. Для каждой КТ каталог содержит характеристики КТ (радиус-вектор КТ в ПЦСК, значения критерия качества КТ и др.) и многомасштабную пирамиду 3D-моделей КТ из 5 уровней. Размер элемента разрешения уровней пирамиды последовательно увеличивается в два

раза от 118 м для наиболее детального уровня до 1888 м для наиболее грубого. Среднее расстояние между КТ – 30 км, условие выбора КТ – максимизация значения критерия Харриса [14], усредненного по уровням пирамиды, при фазовых углах Солнца больше 40°.

Общий объем каталога составляет более 40 тыс. КТ.

Предварительная оценка ошибок оценки положения КА по контрольным точкам с помощью ШНК составляет ~ 1 км (3σ).

Дальнейшее увеличение точности измерений по КТ возможно, с использованием изображений более высокого разрешения, полученных УНК (при условии попадания в них достаточно количества КТ). Радиус области поиска КТ на изображениях УНК определяется ошибкой определения положения ПСТ по изображениям ШНК. Переход при навигации по КТ от ШНК к УНК позволяет улучшить точность определения координат КА на порядок. Однако ошибка оценки высоты КА при этом существенно не уменьшается из-за недостаточного угла засечки (угла между направлениями на найденные КТ), ограниченного полем зрения УНК в 27.5°.

5. РЕЗУЛЬТАТЫ СТЕНДОВЫХ НАВИГАЦИОННЫХ ИЗМЕРЕНИЙ НА ОКОЛОЛУННЫХ ОРБИТАХ

Для экспериментов выбирались полярные орбиты высотой 70, 100, 200, 400 и 800 км, начинающиеся над северным полюсом Луны и проходящие над предполагавшейся точкой посадки КА “Луна-25” к северу от кратера Богуславский (69.545° ю.ш., 43.544° в.д.). Координаты подсолнечной точки 1.0° с.ш., 119.3° в.д. выбраны также соответствующими условиям посадки КА “Луна-25”. В этих условиях наблюдение проводится при малой высоте Солнца, которая около

экватора составляет 15° и уменьшается до 4° на широте 78°. При более низком Солнце измерения по контрольным точкам не проводятся из-за сильного затенения. Измерения по горизонту проводятся вплоть до захода КА за терминатор.

Разрешение ШНК и УНК на этих орбитах и их поле зрения, используемое для детектирования КТ, приведено в табл. 2. В случае УНК для детектирования КТ используется все поле зрения, в случае ШНК – его центральная часть, соответствующая углам наблюдения в пределах $\pm 45^\circ$. Полное поле зрения ШНК в пределах $\pm 90^\circ$ используется для навигационных измерений по горизонту. На орбитах ниже 200 км разрешение УНК значительно лучше разрешения КТ (118 м), а поле зрения становится сопоставимым с размером области определения КТ, вследствие чего в поле зрения УНК обычно попадает недостаточное количество КТ. Поэтому переход к навигационным измерениям по КТ от ШНК к УНК осуществляется на высоте 200 км. На больших высотах измерения ШНК проводятся только по горизонту.

На рис. 2 показаны примеры изображений ШНК и УНК, получаемые на стенде, с результатами определения дуги горизонта и найденными контрольными точками на ее поверхности.

В табл. 3 приведена доля снимков ШНК и УНК, в которых число опознанных КТ оказалось достаточным для проведения навигационных измерений. На высоте 200 км доля снимков УНК, по которым не удалось провести измерения по КТ, составила 3 %, а на больших высотах – 1 %. На высотах ниже 200 км ШНК позволила опознать достаточное количество КТ на всех изображениях, а на высотах выше 200 км распознаваемость КТ резко ухудшилась из-за недостаточного разрешения стенда ШНК.

Ошибки измерений координат КА на околосолнечных орбитах показаны на рис. 3–5, а их

Таблица 2. Разрешение и поле зрения ШНК и УНК на полярных орбитах

Высота, км	ШНК		УНК	
	Разрешение, м	Поле зрения ($\pm 45^\circ$), км	Разрешение, м	Поле зрения, км
70	107	140	17	34
100	153	200	24	48
200	307	400	48	96
400	614	800	96	192
800	1230	1600	192	384

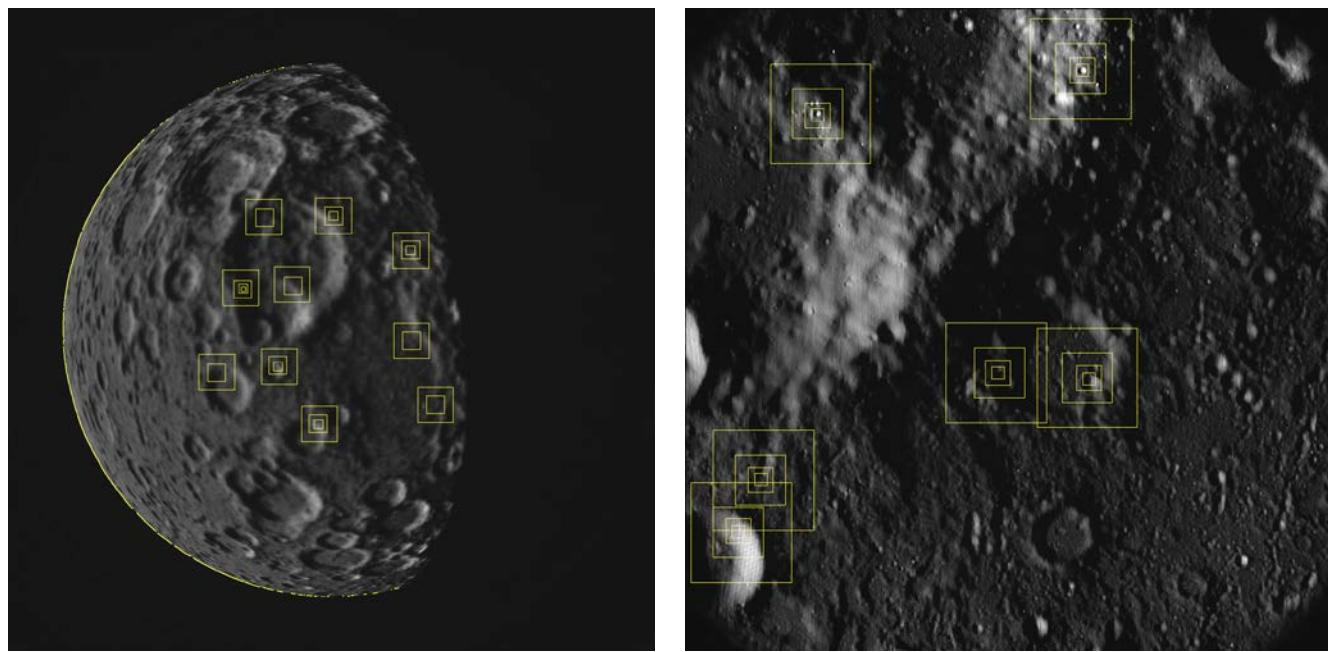


Рис. 2. Примеры полученных на стенде изображений ШНК (слева) и УНК (справа) с высоты 200 км; желтым отмечены выделенные точки горизонта на изображении ШНК и контрольные точки на изображениях ШНК и УНК

Таблица 3. Отношение количества снимков, по которым было проведено измерение по контрольным точкам, к общему числу снимков

Камера	Высота, км				
	70	100	200	400	800
ШНК	172 / 172	250 / 250	296 / 297	—	—
УНК	—	—	287 / 297	264 / 267	275 / 277

Таблица 4. Среднеквадратические ошибки стендовых измерений координат КА на окололунных орбитах (м)

Вид измерений	Ось	Высота, км				
		70	100	200	400	800
ШНК по горизонту	$R(H)$	660	722	1300	1311	1937
	N	2740	2362	2168	1746	1661
	B	2977	2663	2874	1547	2089
ШНК по контрольным точкам	$R(H)$	183	315	717	—	—
	N	106	155	417	—	—
	B	100	139	276	—	—
УНК по контрольным точкам	$R(H)$	—	—	185	220	411
	N	—	—	29	24	50
	B	—	—	35	26	46

среднеквадратичные отклонения (СКО) – в табл. 4. Они представлены в системе координат RNB , где ось R направлена по радиус-вектору

КА, ось N – в плоскости орбиты перпендикулярно радиус-вектору в сторону движения КА, ось B – перпендикулярна плоскости орбиты

и дополняет систему до правой. Ошибка по оси R равна ошибке по высоте H . Для полярной орбиты ось N направлена примерно по меридиану, ось B – по параллели. Поскольку ПСТ находится как точка пересечения радиус-вектора КА с поверхностью Луны, ошибки в координатах ПСТ получаются умножением ошибок в координатах

КА N и B на коэффициент $R_0/(R_0+H)$, равный отношению расстояний ПСТ и КА до центра Луны.

Среднеквадратичное отклонение ошибок ШНК по горизонту не превышает 2–3 км, а их максимальное значение лежит в пределах 10 км (рис. 3). Ошибки измерения высоты по

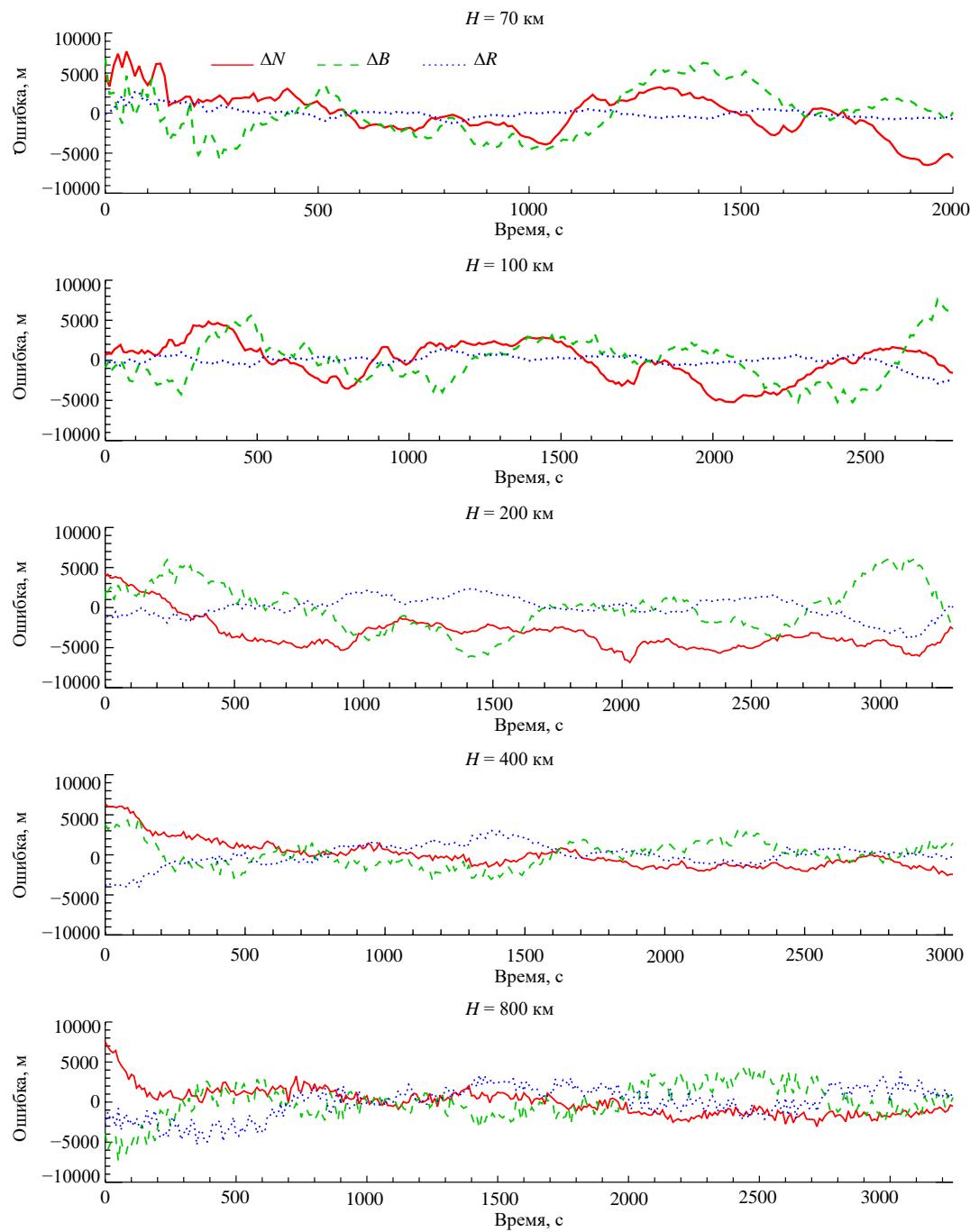


Рис. 3. Ошибки ΔN , ΔB , ΔR стендовых измерений координат КА с помощью ШНК по горизонту на окололунных полярных орбитах высотой 70, 100, 200, 400 и 800 км

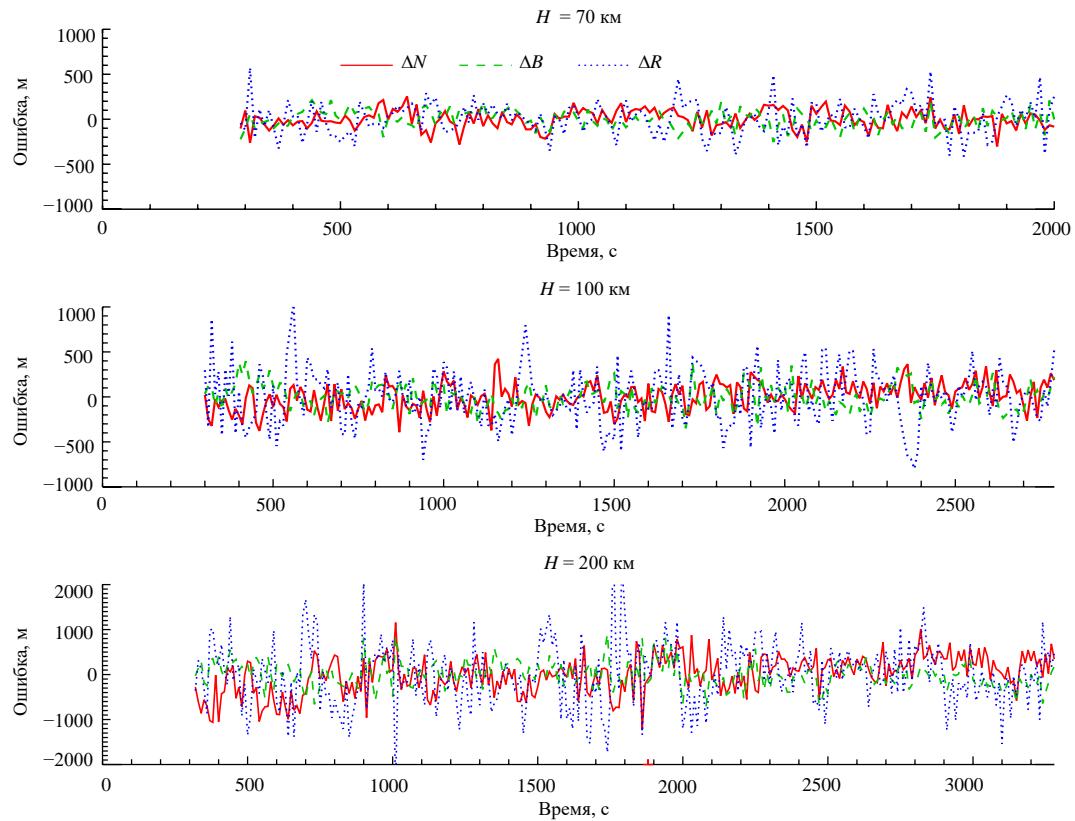


Рис. 4. Ошибки ΔN , ΔB , ΔR стендовых измерений координат КА с помощью ШНК по контрольным точкам на окололунных полярных орбитах высотой 70, 100 и 200 км

горизонту возрастают с увеличением высоты. Однако ошибки в горизонтальной плоскости (NB) в целом убывают, что связано с уменьшением чувствительности к рельефу горизонта (на Луне перепад высот поверхности относительно референц-сферы достигает ~ 10 км). Влияние рельефа определяет и большой интервал автокорреляции ошибок по горизонту, т.е. их медленное изменение вдоль трассы полета.

Ошибки ШНК по контрольным точкам в горизонтальной плоскости на порядок меньше, чем по горизонту (рис. 4). Их СКО не превышает нескольких сотен метров, а максимум — в пределах 1 км. Ошибки по высоте примерно в два раза больше, чем в горизонтальной плоскости. Ошибки по контрольным точкам в целом увеличиваются с высотой и слабо коррелированы вдоль орбиты.

На высотах 200 км и выше СКО ошибок УНК по контрольным точкам в горизонтальной плоскости составляет около 50 м, а максимальные ошибки не превышают 200–300 м (рис. 5). Ошибки по высоте в этом случае почти

на порядок больше из-за ограниченного углового поля зрения УНК.

6. РЕЗУЛЬТАТЫ НАТУРНЫХ НАВИГАЦИОННЫХ ИЗМЕРЕНИЙ ПО СНИМКУ ЛУННОЙ ПОВЕРХНОСТИ, ПОЛУЧЕННОМУ КАМЕРОЙ СТС-Л НА КА “ЛУНА-25”

С помощью телевизионной камеры КАМ-С, входящей в состав служебной телевизионной системы (СТС-Л) на КА “Луна-25”, 17.VIII.2023 было получено изображение поверхности Луны в районе кратера Зееман ($75^{\circ}05'$ ю.ш., $135^{\circ}05'$ з.д.) с окололунной круговой орбиты высотой около 100 км (рис. 6). КАМ-С имеет такой же матричный фотоприемник размером 2048×2048 пикселей, как ШНК и УНК, а по полю зрения в 50° занимает промежуточное положение между ШНК и УНК. С указанной высоты разрешение КАМ-С составило около 93 м, размер кадра — 93×93 км. При обработке использовались данные наземной геометрической калибровки камеры.

Данное изображение использовалось для:

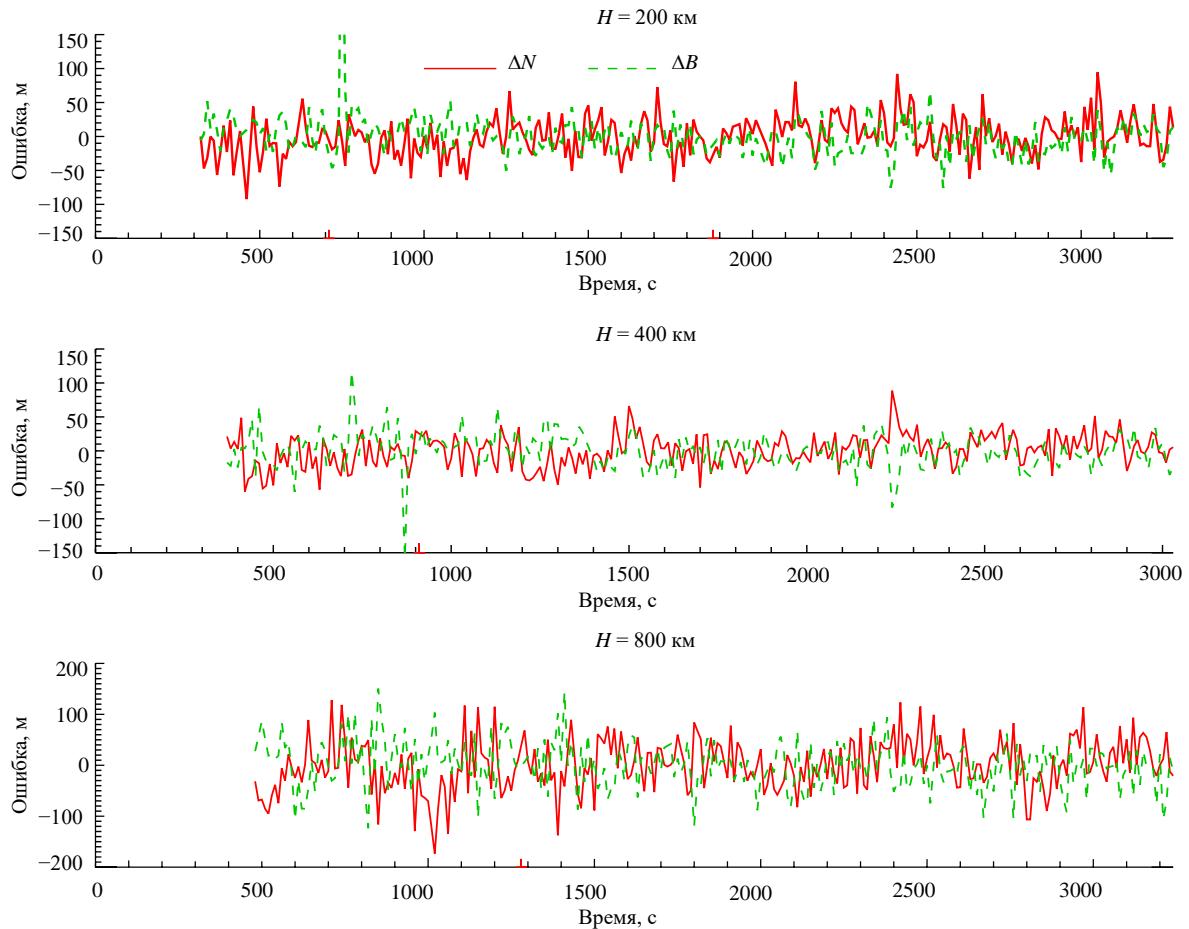


Рис. 5. Ошибки ΔN , ΔB стендовых измерений координат КА с помощью УНК по контрольным точкам на окололунных полярных орбитах высотой 200, 400 и 800 км

- проверки адекватности моделирования изображений поверхности Луны с использованием топографической модели GLD100–256Р;
- проверки распознаваемости контрольных точек по эталонным изображениям, построенным по топографической модели GLD100–256Р;
- оценки точности определения координат КА.

При применении отработанного на стенде программно-алгоритмического обеспечения к полученному изображению Луны были распознаны все 10 попадающих в поле кадра контрольных точек. В 9 случаях из 10 соответствие КТ было найдено для всех трех уровней разрешения эталонных изображений контрольных точек, построенных по их 3D-моделям, в одном случае — для двух уровней кроме самого детального. Это подтверждает адекватность выбора, как модели поверхности Луны, так и использованного при построении каталога критерия Харриса, который отдает предпочтение контрольным

точкам с выраженной текстурой по всему окну их определения, а, например, не малым кратерам на квазиоднородном фоне, которые, вероятно, выбрал бы глаз, но которые могут теряться на начальном этапе распознавания по загруженным изображениям.

Координаты КА в ПЦСК, определенные по найденным контрольным точкам с использованием данных об ориентации КА, сопоставлены с данными баллистического прогноза (табл. 5). Приведенные среднеквадратические ошибки определения координат КА по изображению, оцененные по остаточным отклонениям метода обратной засечки, составляют около 70 м по координатам X и Y и около 200 м по координате Z , что согласуется с ошибками стендовых измерений. Однако расхождение с результатами баллистического прогноза значительно больше. В координатах ПЦСК оно достигает 1.8 км, а в координатах RNB составляет: $\Delta N = 0.28$ км, $\Delta B = 1.5$ км, $\Delta R = 1.6$ км. Указанное расхождение

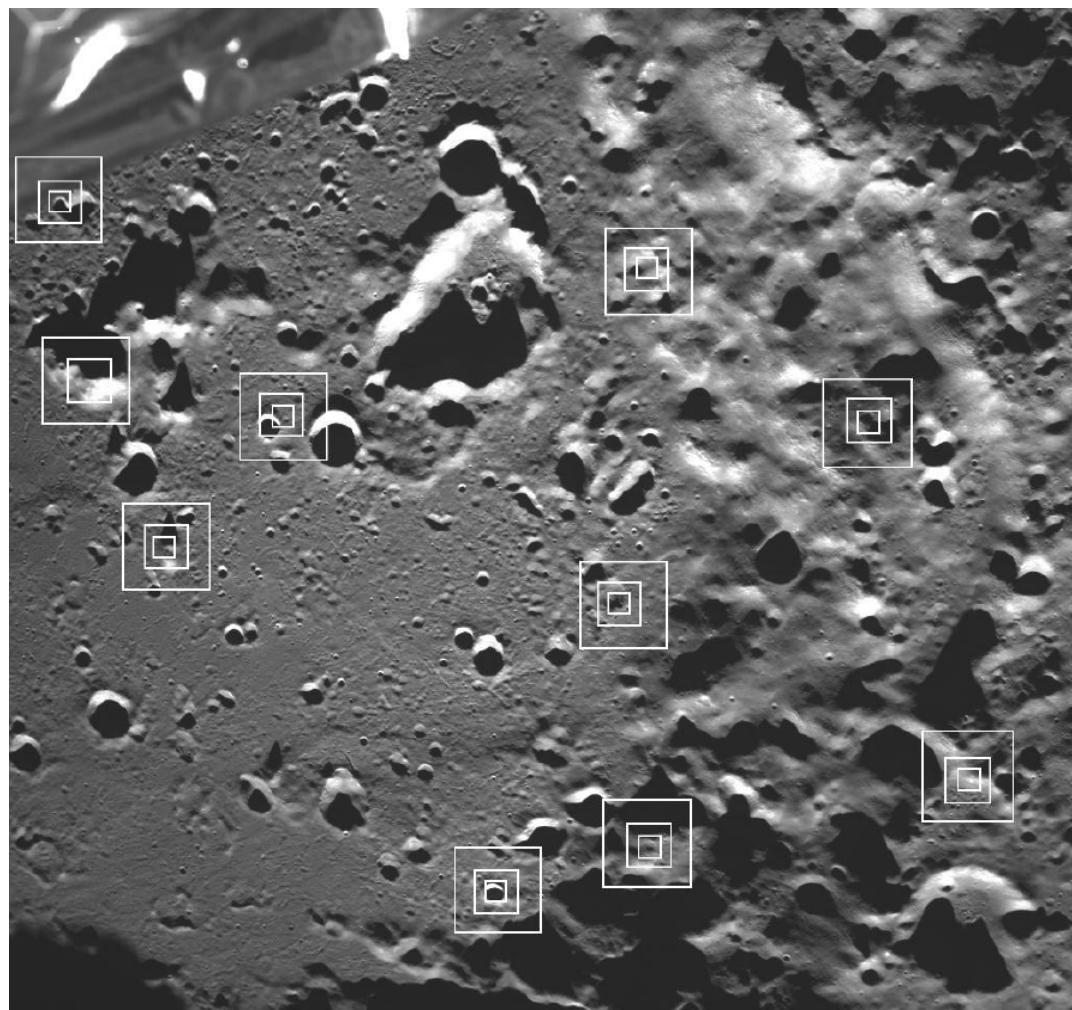


Рис. 6. Изображение поверхности Луны, полученное 17.VIII.2023 камерой КАМ-С/СТС-Л. Белыми вложенными квадратами показаны найденные контрольные точки при трех уровнях разрешения их эталонных изображений

Таблица 5. Сравнение оценок координат КА в ПЦСК по баллистическому прогнозу и по результатам обработки снимка КАМ-С/СТС-Л

Используемые данные	X , км	Y , км	Z , км	H , км
Баллистические данные	−299.974	−267.074	−1788.522	95.664
По снимку СТС-Л	$−298.160 \pm 0.069$	$−266.860 \pm 0.069$	$−1787.217 \pm 0.208$	94.064 ± 0.201

может быть связано с ошибками баллистического прогноза положения КА, которые оцениваются в ~ 1 км, и ошибкой привязки времени съемки к бортовому времени – до 1 с, что приводит к ошибке вдоль трассы полета до 1.6 км. Здесь необходимо отметить, что перед СТС-Л на КА “Луна-25” не ставилось задачи навигационных измерений, в связи с чем не была обеспечена

необходимая для этой цели точность привязки по времени (~ 1 мс).

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведена отработка системы автономной оптической навигации на специализированном стенде. Полученные результаты подтвердили

предварительные оценки точности навигационных измерений и методику взаимодействия измерений, выполняемых широкоугольной и узкоугольной навигационными камерами на окололунных орбитах.

В результате обработки снимка лунной поверхности, выполненного СТС-Л с борта КА “Луна-25”, получено подтверждение уверенного распознавания контрольных точек из разработанного каталога, а также подтверждение правильности используемых при наземной обработке методик исследований и испытаний оптической системы припланетной навигации. Расхождение результатов навигационных измерений по снимку с данными баллистического прогноза оказалось в пределах ошибок измерений и баллистического прогноза.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Наземный комплекс управления дальними космическими аппаратами. Перспективы развития / Под ред. Ю.М. Урличича. М.: Радиотехника, 2012. 216 с.
2. Телевизионная съемка кометы Галлея / Под ред. Р.З. Сагдеева. М.: Наука, 1989. 295 с.
3. Bhaskaran S. Autonomous navigation for deep space missions // Proc. Conf. American Institute of Aeronautics and Astronautics. Stockholm, Sweden. 2012. AIAA-2012-1267135. <https://doi.org/10.2514/6.2012-1267135>
4. Аванесов Г.А., Гордеев Р.В., Гришин В.А. и др. Телевизионная система навигации и наблюдения // Астрономический вестник. 2010. Т. 44. № 5. С. 473–479.
5. Wang Q., Liu J. A Chang'e-4 mission concept and vision of future Chinese lunar exploration activities // Acta Astronautica. 2016. V. 127. P. 678–683. <https://doi.org/10.2016/j.actaastro.2016.06.024>
6. Huang X., Xu C., Hu J. et al. Powered-descent landing GNC system design and flight results for Tianwen-1 mission // Astrodynamics. 2022. V. 6. № 1. P. 3–16. <https://doi.org/10.1007/s4/2064-021-0118-9/>
7. Аванесов Г.А., Жуков Б.С., Сметанин П.С., Михайлов М.В. Отработка технологии автономной навигации КА дальнего космоса на Международной Космической Станции // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. 2020. Т. 17. № 7. С. 41–49. <https://doi.org/10.21046/2070-7401-2020-17-7-41-49>
8. Аванесов Г.А., Жуков Б.С., Сметанин П.С. Стенд для отработки технологии автономной припланетной оптической навигации КА // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. 2021. Т. 18. № 3. С. 107–117. <https://doi.org/10.21046/2070-7401-2021-18-3-107-117>
9. Scholten F., Oberst J., Matz K.-D. et al. GLD100: the near-global lunar 100 m raster DTM from LROC WAC stereo image data // J. Geophys. Res. 2012. V. 117(E12). <https://doi.org/10.1029/2011JE003926>
10. Hapke B.W. Theory of Reflectance and Emittance Spectroscopy. N.Y.: Cambridge Univ. Press, 2012.
11. Sato H., Robinson M.S., Hapke B. et al. Resolved Hapke parameter maps of the Moon // J. Geophysical Research: Planets. 2014. V. 119. Iss. 8. P. 1775–1805. <https://doi.org/10.1002/2013JE004580>
12. Жуков Б.С., Жуков С.Б., Форш А.А. Возможности навигационных измерений по лимбу Земли в видимом и ближнем ИК диапазоне // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. 2015. Т. 12. № 2. С. 61–76.
13. Жуков Б.С., Полянский И.В., Жуков С.Б. Автономная оптическая навигация на окололунных орбитах и при посадке на Луну с помощью сверхширокоугольной камеры // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. 2017. Т. 14. № 2. С. 24–35. <https://doi.org/10.21046/2070-7401-2017-14-2-24-35>
14. Harris C., Stephens M. A combined corner and edge detector // Proc. 4th Alvey Vision Conference. Manchester, UK. 1988. P. 147–151. <https://doi.org/10.5244/C.2.23>

STAND AND REAL-CONDITIONS TESTING OF AN AUTONOMOUS OPTICAL NAVIGATION SYSTEM FOR OPERATIONS IN CIRCUMLUNAR ORBITS

© 2025 B. S. Zhukov*, G. A. Avanesov, A. S. Liskiv, P. S. Smetanin

Space Research Institute, Moscow, Russia

*e-mail: bzhukov@mail.ru

Stand testing of an autonomous optical navigation system for operation in circumlunar orbits and during Earth-Moon transfer was performed. The system includes a wide-angle navigation camera for estimation of spacecraft position using observations of the planet's horizon and of ground control points on its surface, a narrow-angle navigation camera for refinement the SC position using ground control points in higher resolution images, and two star trackers for determination of system orientation. The navigation software was also tested using the image of the lunar surface obtained by the television system STS-L installed on the *Luna-25* spacecraft. All the control points from the developed catalog that were located in the imaged area were confidently recognized. The diversion in the spacecraft coordinates as obtained from the optical navigation measurements and from the ballistic forecast was within the expected measurement and forecast errors.