

ISSN 0023-4206

Том 62, Номер 4

Июль–Август 2024



КОСМИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ



НАУКА

— 1727 —

СОДЕРЖАНИЕ

Том 62, номер 4, 2024

Микровсплески ультрафиолетового излучения в авроральной зоне по данным многоканального изображающего фотометра <i>К. Д. Щелканов, А. А. Белов, П. А. Климов, В. Д. Николаева, Р. Е. Сараев, С. А. Шаракин</i>	321
Солнечная активность за последние 20 лет и ее прогноз на 25-й солнечный цикл <i>Ю. И. Стожков, В. П. Охлопков</i>	329
Геомагнитные пульсации диапазона 1–4 мГц (Pc5/Pi3) в магнитосферном хвосте. Вне и внутримagnetосферные источники <i>Н. В. Ягова, Н. С. Евсина</i>	334
Регистрация эльфов в эксперименте «УФ атмосфера» с борта МКС и их реконструкция <i>С. Шаракин, Д. Баргини, М. Баттисти, А. Белов, М. Бертаина, М. Бьянчиотто, Ф. Бисконти, К. Блексли, С. Блин, Дж. Камбье, Ф. Капель, М. Казолино, Т. Эбисузаки, Й. Эзер, Ф. Феню, М. А. Франчески, А. Гольцио, Ф. Городецкий, Ф. Каджино, Х. Касуга, П. Климов, М. Манфрин, В. Маржаль, Л. Марчелли, Х. Миямото, М. Миньон, А. Мурашов, Т. Наполитано, Х. Охмори, А. Олинто, Э. Паризо, П. Пикоцца, Л. В. Пиотровски, З. Плебаняк, Г. Прево, Э. Реали, М. Риччи, Дж. Ромоли, Н. Сакаки, К. Шинозаки, Я. Шабельски, К. Де Ла Тай, Й. Такидзава, М. Врабель, Л. Винке, М. Зотов</i>	341
О согласованной динамике магнитного поля и потоков релятивистских электронов в области геостационарной орбиты <i>Н. А. Власова, В. В. Калегаяев</i>	350
Моделирование времени прихода корональных выбросов массы на околоземную орбиту по параметрам диммингов <i>А. А. Вахрушева, К. Б. Капорцева, Ю. С. Шугай, В. Е. Еремеев, В. В. Калегаяев</i>	362
Моделирование воздействия атомарного кислорода на материалы искусственных спутников Земли <i>Л. С. Новиков, В. Н. Черник, Е. Н. Воронина, Н. П. Чирская</i>	372
Оценка ожидаемых доз радиации при перелете к Луне с использованием двигателей малой тяги <i>А. Н. Турундаевский, Н. И. Николаева, А. Д. Панов, М. В. Подзолко, Д. М. Подорожный, К. Р. Рахимчанова</i>	385

УДК 523.4–854

МИКРОВСПЛЕСКИ УЛЬТРАФИОЛЕТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В АВРОРАЛЬНОЙ ЗОНЕ ПО ДАННЫМ МНОГОКАНАЛЬНОГО ИЗОБРАЖАЮЩЕГО ФОТОМЕТРА

© 2024 г. К. Д. Шелканов^{1, 2, *}, А. А. Белов^{1, 2}, П. А. Климов¹,
В. Д. Николаева¹, Р. Е. Сараев^{1, 2}, С. А. Шаракин¹

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

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

*e-mail: shchelkanov.kd18@physics.msu.ru

Поступила в редакцию 14.08.2023

После доработки 21.09.2023

Принята к публикации 22.09.2023

Осенью 2021 г. в обсерватории «Верхнетуломская» Полярного геофизического института (ПГИ) был установлен многоканальный изображающий фотометр системы RAIPS. В течение первого сезона работы (2021 / 2022 гг.) измерения проводились в течение 163 ночей в трех режимах, отличающихся временным разрешением: 2.5, 320 мкс и 41 мс. Высокое временное разрешение позволяет исследовать тонкую временную структуру свечения, представляющую собой короткие (менее 1 с) всплески ультрафиолетового излучения (УФ), т.н. «микровсплески», которые могут быть одиночными или следовать сериями. Обнаружены и проанализированы длительные серии микровсплесков, зарегистрированные 27–29.XI.2021. Показано, что серии всплесков имеют сложную временную структуру, отдельные всплески имеют несколько пиков с интервалами в 100–400 мс, интервалы между всплесками составляют порядка 1 с и появляются пачками длительностью от нескольких секунд до минут. Серии возникают как в спокойных геомагнитных условиях, так и во время суббурь, частота и амплитуда всплесков во втором случае в разы больше.

DOI: 10.31857/S0023420624040017, EDN: JJGTBO

ВВЕДЕНИЕ

Микровсплески релятивистских электронов (МРЭ) – интенсивные кратковременные высыпания релятивистских электронов (>1 МэВ) продолжительностью менее одной секунды из внешнего радиационного пояса Земли в атмосферу [1]. Впервые они были зарегистрированы в баллонных экспериментах, где было показано, что МРЭ возникают не по одиночке, а представляют собой серию нескольких вспышек [2].

Исследования микровсплесков производят также со спутников. Наблюдения, осуществляемые на борту космических аппаратов, обладают несомненным преимуществом: они позволяют получать длительные временные ряды данных вне зависимости от погодных и прочих условий проведения эксперимента, а также позволяют исследовать их глобальное распределение по частоте регистрации и положению в магнитосфере Земли. Спутниковые исследования МРЭ были проведены в проекте *SAMPEX* (англ. *Solar Anomalous Magnetospheric Particle Explorer*) [3]. Космический аппарат был выведен на орбиту в 1992 г. и за 20 лет измерений зарегистрировал около 200 тысяч МРЭ [4]. Такой

объем данных позволил проанализировать распределение частоты регистрации микровсплесков в зависимости от географических координат, а также получить их распределение по геомагнитной широте (по L -оболочке геомагнитного поля, характеризующей область возникновения и регистрации МРЭ). Более 99% микровсплесков происходит между $L = 3$ и $L = 8$. Этот диапазон включает внешний радиационный пояс Земли. Средняя частота возникновения МРЭ на земном шаре – 1 событие в 1000 с, пик частоты приходится на 07:00–08:00 MLT и составляет примерно одно событие каждые сто секунд [5; 6]. Была произведена оценка длительности МРЭ. Самые быстрые зарегистрированные МРЭ продолжались 100 мс. Однако эта величина скорее определяется временным разрешением прибора и возможно, существуют более короткие микровсплески [6]. В работе [7], было произведено уточнение продолжительности МРЭ. Было показано, что 50% зарегистрированных МРЭ имели длительность 66–142 мс. Также была обнаружена корреляция длительности микровсплесков с L -оболочкой, на которой они были обнаружены: медианная длительность возрастала от 85 до 106 мс

между $L = 4$ и $L = 5.5$, и уменьшалась до 90 мс при $L = 7$.

Сопоставление данных измерений спутника *SAMPEX* и сети наземных камер всего неба THEMIS (*англ.* Time History of Events and Macroscale Interactions During Substorms) [8], установленной в Канаде показало, что частота возникновения МРЭ коррелирует с пульсирующими полярными сияниями (ППС), вызываемыми электронами с энергией порядка 3–10 кэВ [9]. Однако, временные характеристики камер THEMIS (1 с экспозиции и 2 с обработки кадра) не позволяют подробно изучить временную структуру оптических сигналов, вызываемых МРЭ.

При попадании в атмосферу Земли релятивистские электроны, взаимодействуя с молекулами газов воздуха, производят флуоресцентное свечение. Основными компонентами, определяющими интенсивность такого свечения являются первая положительная (N_2 1P), вторая положительная (N_2 1P) и первая отрицательная (N_2^+ 1N) системы азота. Это было показано при моделировании прохождения пучков релятивистских электронов через атмосферу [10, 11].

Энергии у электронов ППС и МРЭ значительно различаются и, соответственно, свечение, вызываемое ими, должно происходить на разных высотах. Тогда как ППС имеют характерную высоту 100–110 км, МРЭ же могут быть обнаружены на высотах 70 км и ниже [12]. Изменение глубины ионизации, зарегистрированное по данным радара некогерентного рассеяния EISCAT (*англ.* European Incoherent Scatter Radar), подтверждает эти модельные оценки [13, 14, 15].

Временные флуктуации потоков электронов высоких энергий до 580 кэВ в области ППС одновременно с низкими энергиями порядка 10 кэВ обнаружены в ходе эксперимента LAMP (*англ.* Loss through Auroral Microburst Pulsation) [16]. Регистрирующая аппаратура была установлена на ракетном зонде, что позволило производить измерения непосредственно внутри области свечения [17].

Релятивистские электроны могут высыпаться под действием ультранизкочастотных волн (УНЧ), традиционно ассоциируемых с ускорением частиц радиационных поясов, что подтверждается моделированием на основе результатов измерения тормозного рентгеновского излучения в ходе баллонного эксперимента MINIS2005 г. [18]. Вариации темпа счета рентгеновского излучения высыпавшихся релятивистских электронов, измеренного в баллонном эксперименте BARREL (*англ.* Balloon Array for Radiation belt Relativistic Electron Losses) [19], происходят на временных масштабах УНЧ $Pc3$ – $Pc5$ пульсаций, что соответствует частотному диапазону от 2 МГц до 0.1 Гц [20].

Практически во всех экспериментах исследования микровсплесков релятивистских электронов

проводились либо с помощью аппаратуры космического базирования или аэростатов и зондов, либо с помощью панорамных камер с низкими временным разрешением, работающих в оптическом диапазоне. Фотометр системы PAIPS, установленный в авроральной зоне, производит измерения интенсивности свечения атмосферы Земли с высоким (41 мс) временным разрешением и позволяет регистрировать всплески УФ-излучения, которые могут быть ассоциированы с высыпаниями релятивистских электронов. В настоящей работе произведен отбор УФ-микровсплесков, проведен анализ их временных структур, условий наблюдения, времени регистрации и обсуждается их возможная связь с МРЭ.

ИНСТРУМЕНТЫ И МЕТОДЫ

Широкоугольный изображающий фотометр

Широкоугольный фотометр системы Pulsating Aurora Imaging Photometer System (PAIPS) был установлен в Верхнетуломской обсерватории ПГИ (Мурманская область, 68° 35' 29.61" с.ш., 31° 45' 19.18" в.д.) 29.IX.2021. Фотометр представляет собой компактный телескоп с линзовой оптической системой диаметром 5 см и матрицей четырех многоанодных фотоэлектронных умножителей (МАФЭУ), размером 8×8 пикселей каждый, работающих в режиме счета фотонов, в качестве фотоприемника, что обеспечивает высокую чувствительность детектора.

Перед матрицей МАФЭУ установлены светофильтры, ограничивающие спектральную полосу пропускания в области ближнего УФ (300...400 нм, «быстрые» линии свечения молекулярного азота). Угол обзора телескопа составляет около 20°, угловое разрешение составляет 1.1° (~2 км на высоте 100 км), апертура – 19.6 см². Подробное описание прибора приведено в публикации [21].

В сезоне 2021/2022 велась непрерывная запись интенсивности свечения неба в течение 163 ночей в трех временных разрешениях: 2.5, 320 мкс и 41 мс. Временное разрешение в 41 миллисекунду позволяет регистрировать и исследовать временную структуру отклика атмосферы на микровсплески потоков электронов, характерная длительность которых составляет менее 100 мс.

Алгоритм поиска микровсплесков

Для предварительного поиска микровсплесков был предложен и реализован алгоритм, основанный на простом пороговом триггере, позволяющий отбирать события по амплитуде и длительности всплеска в сигнале. Поиск импульсов проводится по суммарному сигналу центральных 36 каналов (6×6) каждого МАФЭУ. Это связано

с тем, что краевые пиксели МАФЭУ обладают повышенными шумами.

Данные проходят предварительную предобработку. Для каждой ночи наблюдений из рассмотрения убираются области заката и восхода, так как на фоне рассеянного солнечного света искомые события трудно различимы. Затем данные разбиваются на небольшие пакеты по 5 с, в течение которых изменение базового уровня (фоновое излучение) мало и может быть аппроксимировано линейно и вычтено. За базовый уровень, относительно которого затем анализируются пики, принимается минимальное значение скользящего среднего с окном в 16 временных интервалов измерений. После предобработки проводится отбор всплесков по двум критериям: амплитуда пика, длительность пика (ширина на полувысоте). Для отбора по амплитуде используется пороговое значение, которое выбрано равным 4σ от базового уровня сигнала.

Для отбора по длительности используются два параметра — минимальная и максимальная длительность. Ограничения по длительности нужны, чтобы в выборку не попали однократные всплески и, наоборот, длительные возращения от других явлений (проход облака в поле зрения, пролет метеора и др.). В качестве минимальной и максимальной длительности, на основе статистики микровсплесков проекта *SAMPEX* выбраны следующие значения: 60 и 160 мс соответственно.

Этот алгоритм был применен ко всей базе данных, проанализирована эффективность его работы. Оказалось, что результат сильно зависит от настроечных параметров. При малых величинах порога отбираются шумовые импульсы, а при больших — пропускается много полезных событий. Поэтому, такой предварительный отбор был использован для определения интервалов с большим количеством микровсплесков, которые затем отсчитывались и анализировались отдельно (в частности, серии 27–29.XI.2021, которые будут подробно описаны ниже). Также из базы данных были исключены события, связанные с пролетами метеоров, спутников и самолетов. Эти события обнаруживались визуально по характерным пространственно-временным паттернам. При регистрации метеора наблюдается короткий колоколообразный пик с характерной пространственной структурой на матрице фотоприемника в виде узкого трека. Спутник пролетает через все поле зрения, оставляя трек с квази-постоянной интенсивностью свечения. Попадание самолета в поле зрения характеризуется наличием эквидистантных коротких пиков на кривой свечения, связанных с миганием бортовых огней. Примеры событий показаны на рис. 1б–г. Другие примеры с подробным анализом можно найти в работе [21]. На рис. 1а показан пример УФ-микровсплесков, которые существенно отличаются как по временной,

так и пространственной структуре сигнала: видна последовательность импульсов разнообразной формы, а на карте каналов сигнал распределен по всему полю зрения.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Проведет анализ данных по наблюдениям сезона 2021 / 2022. По описанному выше алгоритму отобраны события, по своей временной структуре схожие с событиями МРЭ, регистрируемыми аппаратурой на спутнике *SAMPEX*. События представляют собой последовательность коротких всплесков излучения, которые происходят по всему полю зрения детектора. Детальный статистический анализ выборки не был проведен, поскольку существует сильная зависимость от параметров алгоритма. Но обратим внимание на несколько особенностей.

В условиях низкой освещенности отбирается существенно больше событий. Это связано с эффективностью обнаружения: при ярком фоновом свечении соотношение сигнал / шум существенно уменьшается, и обнаружение микровсплесков становится менее эффективным. Регистрируются лишь отдельные события. Пороговый эффект обнаружения всплесков не анализируется в настоящей работе, но при дальнейшей статистической обработке всех данных его необходимо учесть для корректного расчета времени экспозиции.

Практически всегда всплески регистрируются сериями от нескольких минут до часов. Три такие длительные серии наблюдались в ходе ночных наблюдений 27–28.XI.2021, 28–29.XI.2021 и 29–30.XI.2021.

Для этих дней была проанализирована геомагнитная обстановка. На рис. 2 показаны вариации индекса геомагнитной активности *AE*. В рассматриваемый период наблюдалась последовательность геомагнитных суббурь различной интенсивности от 100 до 600 нТл. Красным цветом обозначены периоды регистрации серий УФ-микровсплесков. 27 ноября серия микровсплесков происходила в спокойных геомагнитных условиях (*AE*-индекс не превышает 50 нТл). 28 ноября серия микровсплесков была зарегистрирована одновременно со слабой суббурей (*AE* $\approx$ 100 нТл), однако в интенсивности свечения по фотометру отсутствует рост фоновое уровня свечения, что свидетельствует о том, что бухта в *H*-компоненте геомагнитного поля, зарегистрированная на магнитовариационной станции, находящейся на ночной стороне, и давшая вклад в вариацию индекса *AE* не повлияла на геомагнитную обстановку в Верхнетуломской обсерватории, и данный период можно рассматривать как геомагнитно-спокойный. В свою очередь, 29 ноября во время регистрации микровсплесков происходило повышение *AE*-индекса до 300 нТл, и микровсплески наблюдались как во время взрывной фазы суббури, так и на фазе восстановления.

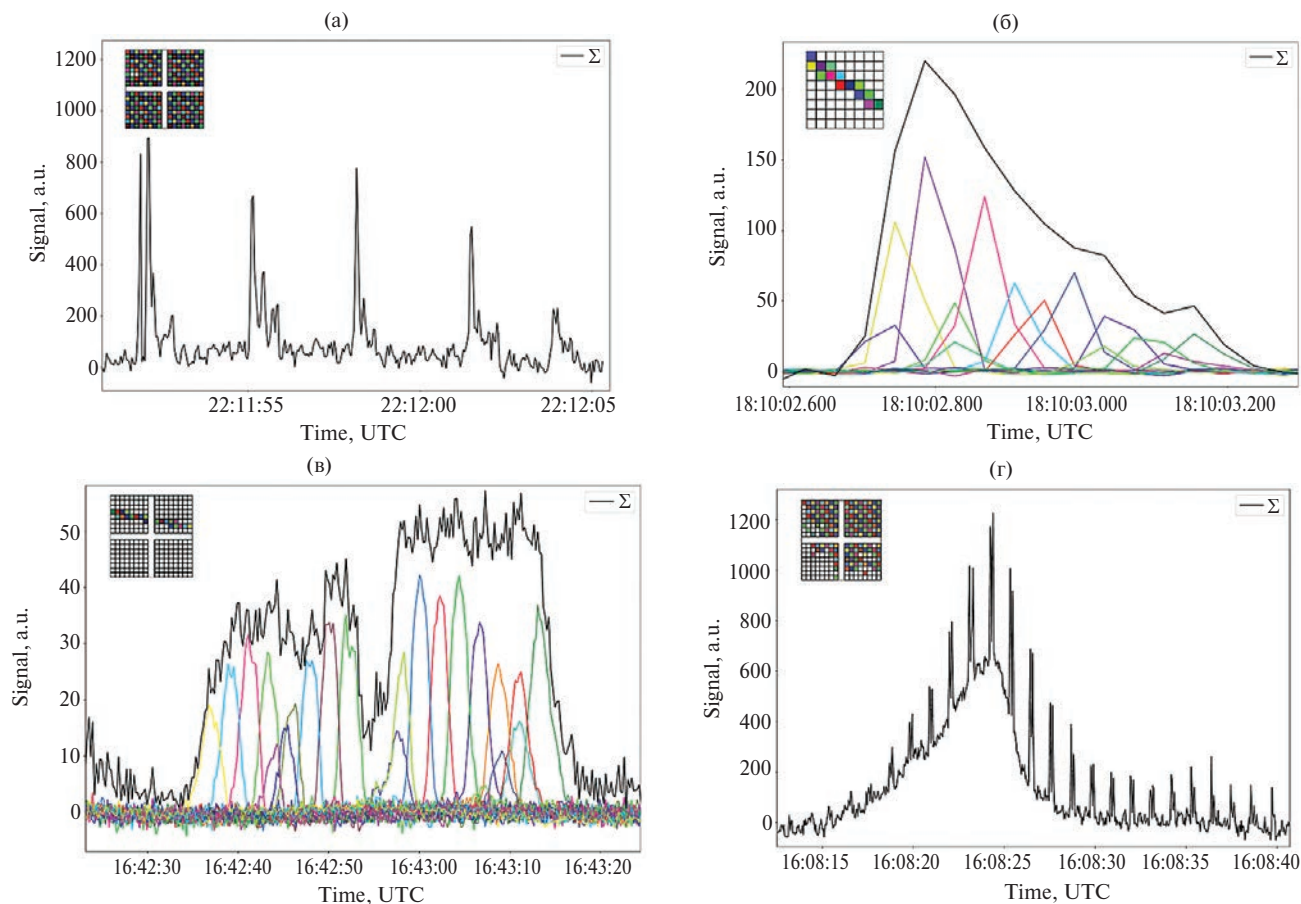


Рис. 1. (а) УФ-микровсплеск (вставка — карта сработавших каналов); (б) осциллограммы метеорного события, цветом показаны разные каналы, черная линия — интегральная кривая свечения, вставка — карта сработавших каналов; (в) осциллограммы для пролета спутника (цветные линии — сигнал в пикселях, черная — интегральная кривая свечения; (г) осциллограмма пролета самолета с характерными двухпиковыми всплесками сигнальных огней.

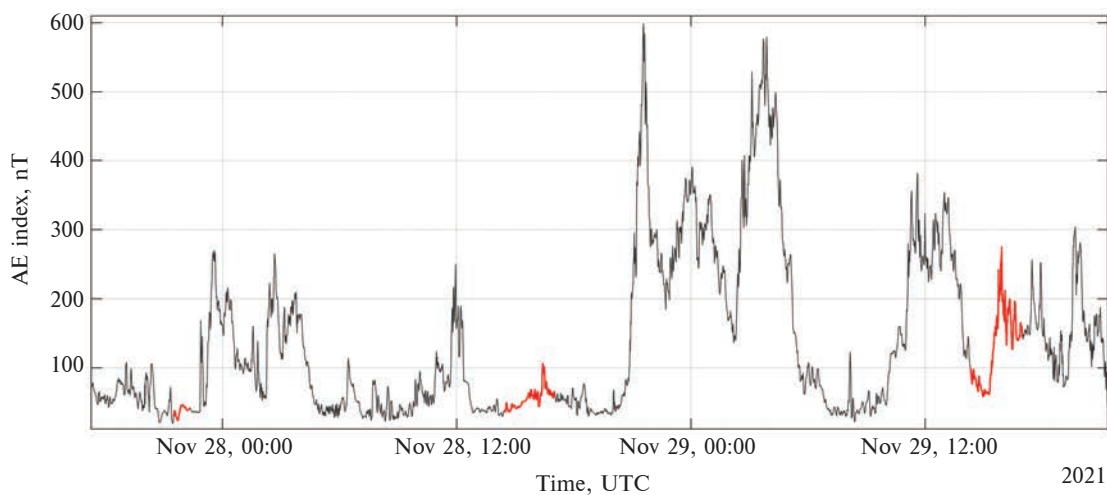


Рис. 2. AE-индекс геомагнитной активности в период 27–30.XI.2021. Красным цветом показаны временные интервалы регистрации последовательности УФ-микровсплесков.

На рис. 3 приведена подробная информация о сериях всплесков 27 и 29 ноября. В левой части рисунков показаны временные профили интенсивности свечения за длительный интервал

измерений. Справа — части временных интервалов с исследуемыми последовательностями микровсплесков. Эти два случая рассмотрены более подробно, так как они произошли при различных

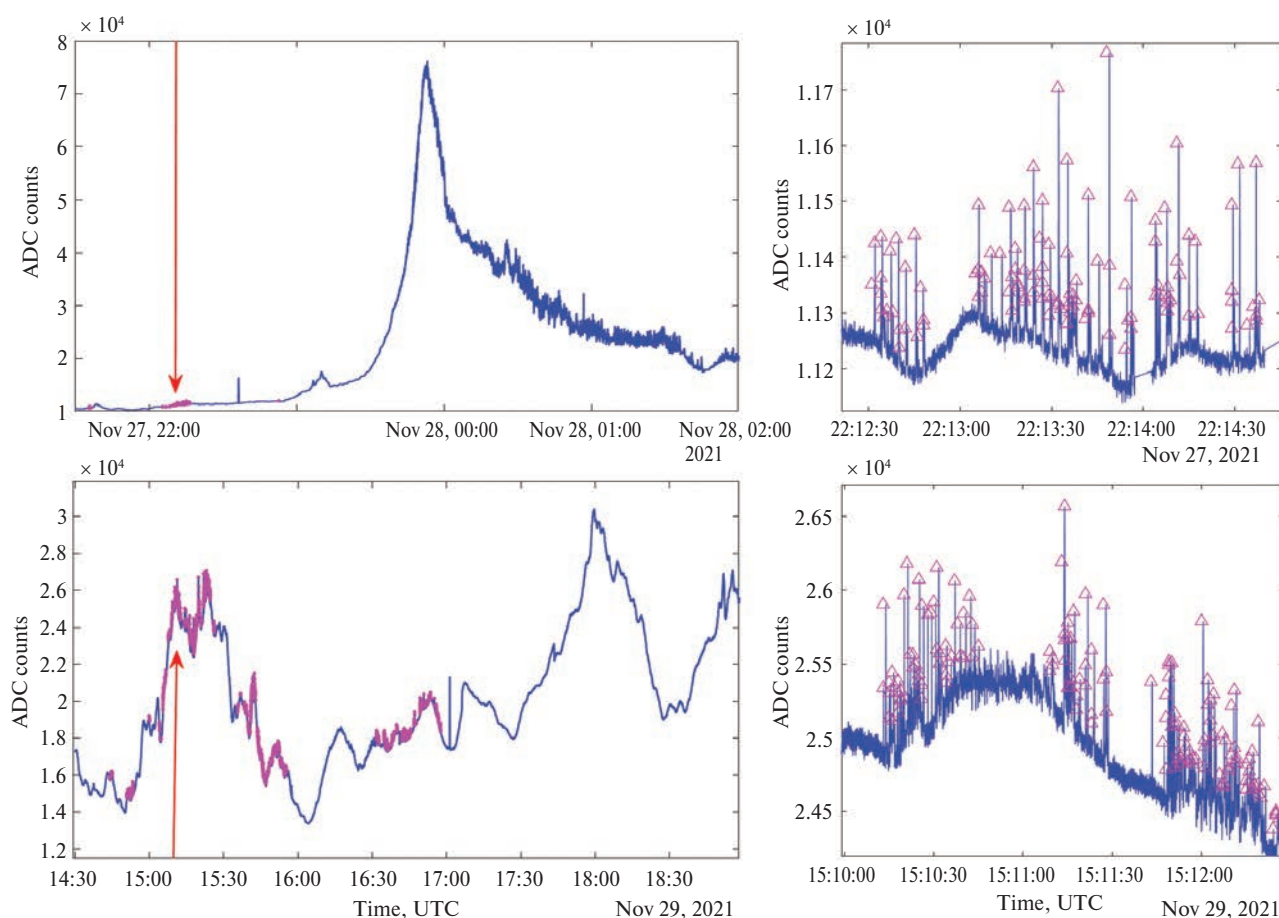


Рис. 3. Сверху: результаты наблюдения микровсплесков 27.XI.2021. Слева показана кривая свечения от момента заката до 02:00 UTC. Справа — временной интервал, содержащий микровсплески. Розовыми маркерами отмечены отобранные микровсплески. Положение интервала на кривой свечения обозначено красной стрелкой. Снизу: тоже самое для 29.XI.2021 г.

уровнях геомагнитной активности. Видно, что уровень фонового свечения в приведенные два дня отличаются в 2–2.5 раза. В первом случае регистрация всплесков происходит на фоне ясного неба в отсутствие дополнительного свечения, обусловленного высыпаниями частиц. Во втором случае наблюдаются слабые полярные сияния с характерными дугообразными структурами в направлении восток — запад, обуславливающих повышение фонового излучения. Интересно, что в обоих случаях регистрация микровсплесков происходит на дневной / вечерней стороне, а после полуночи, когда наблюдаются относительно яркие сияния, включая ППС, микровсплесков нет.

Последовательности микровсплесков имеют сложную временную структуру на разных масштабах. Каждый всплеск, как правило, имеет несколько импульсов, следующих друг за другом с интервалами 100–400 мс. На рис. 1а видна эта внутренняя структура импульсов, следующих один за другим через интервалы 2–4 с. В тоже время, эти всплески появляются сериями («пачками»), длительность

которых может быть разной и варьируется от нескольких секунд до десятков минут. На правой части рис. 3 хорошо видна эта структура следования импульсов «пачками».

Отдельно для случаев с низкой геомагнитной активности (27 и 28.XI.2021) и во время суббури (29.XI.2021) были проанализированы некоторые характеристики последовательностей УФ-микровсплесков. На рис. 4 показаны распределения микровсплесков по амплитуде (слева для 27 и 28, справа для 29 ноября). Видно, что для дней в условиях низкой геомагнитной активности распределение уже и смещено в сторону малых амплитуд. Медианные значения совпадают, но доля всплесков с большой амплитудой преобладает 29.XI.2021, когда микровсплески наблюдались на фоне полярных сияний. Если интерпретировать УФ-микровсплески как проявления высыпания электронов высокой энергии, то в этом случае можно говорить об увеличении энерговыделения в атмосфере, которое связано с ростом числа частиц в пучке или их энергией. Максимальную энергию частиц можно

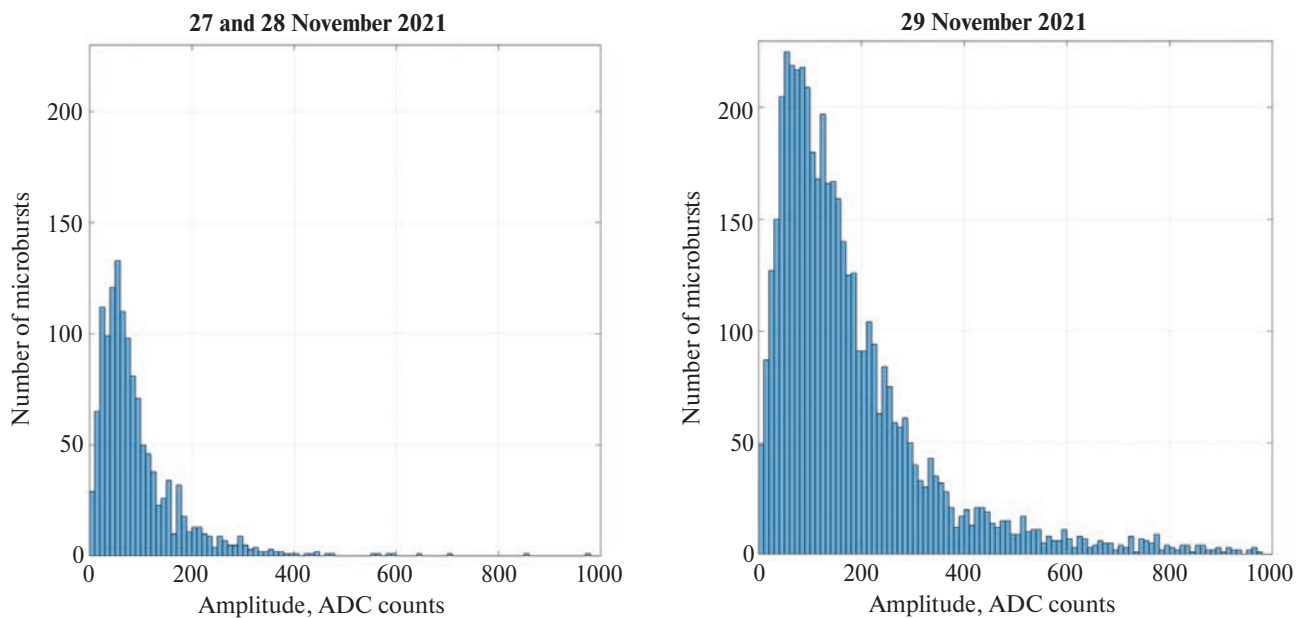


Рис. 4. Распределения УФ-микровсплесков по амплитуде. Слева — для дней с низкой геомагнитной активностью (27 и 28.XI.2021). Справа — для дня с высокой геомагнитной активностью (29.XI.2021).

определить по глубине свечения методом триангуляции или спектральным анализом свечения.

Важно отметить и существенное увеличение числа (или частоты) регистрируемых УФ-микровсплесков в период повышенной геомагнитной активности. Так, если для 27 ноября число зарегистрированных событий составило 340, т.е. средняя частота ~ 8.3 соб./мин, то для 29 ноября было отмечено ~ 4800 событий, а частота регистрации — 34 соб./мин, т.е. примерно в четыре раза больше.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе проведен предварительный поиск и анализ коротких микровсплесков УФ-излучения по данным фотометра, работающего с сентября 2021 г. в обсерватории «Верхнетуломская», Мурманская область. Временное разрешение и высокая чувствительность детектора позволяет отбирать события с характерной длительностью менее 1 с. При анализе первого сезона работы аппаратуры (2021 / 2022) обнаружены длительные последовательности всплесков 27–29.XI.2021, которые приведены и обсуждаются в данной работе.

Микровсплески возникают как в спокойных геомагнитных условиях, так и во время суббурь, при этом, амплитуда сигнала и частота следования во время суббурь в несколько раз больше, чем в спокойное время. Последовательности микровсплесков имеют сложную «вложенную» временную структуру. Длительные серии (более часа) разбиты на отдельные «пачки» от нескольких секунд до десятков минут с секундными временными интервалами между импульсами, а сами

всплески являются многопиковыми с интервалами 100–400 мс.

Возможной причиной происхождения УФ-микровсплесков являются так называемые микровсплески релятивистских электронов, которые были зарегистрированы ранее как в баллонных, так и в спутниковых экспериментах. Максимум в распределении МРЭ, регистрируемых в эксперименте *SAMPEX*, по *L*-оболочкам приходится на $L \approx 6$. Это значение соответствует расположению геофизического полигона «Верхнетуломский». Существующие модельные расчеты показывают, что прохождение пучков релятивистских электронов через атмосферу может быть зарегистрировано оптическими приборами на основе фотоэлектронных умножителей в диапазоне длин волн, используемых в фотометрах PAIPS [11].

Для подтверждения и проверки данной гипотезы планируется провести анализ данных фотометра и спутниковых измерений потоков заряженных частиц, а также с помощью стереометрических наблюдений, после установки второго фотометра системы PAIPS в обсерваторию «Ловозеро». Это позволит наблюдать не только временную структуру событий, но и высотное распределение свечения во время микровсплесков, и тем самым косвенно определить энергии высыпающихся электронов.

Исследование высыпания релятивистских электронов оптическими методами может служить одним из средств для оценки влияния таких событий на состояние средней и верхней атмосферы Земли. В частности, в условиях полярной ночи, именно высыпания электронов низких энергий порядка 1–10 кэВ являются основным источником

ионизации, однако высокоэнергичная часть спектра, дающая незначительный вклад в общую ионизацию на ионосферных высотах может служить возможной причиной быстрых внезапных изменений концентрации озона [22, 23, 24]. Поэтому, исследования частоты, интенсивности и продолжительности высыпаний энергичных электронов в авральной и субавральной зоне могут иметь важное практическое и теоретическое значение.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 22–62–00010, <https://rscf.ru/project/22-62-00010/>).

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарны Мировому центру геомагнитных данных (WDC), Киото (<http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/wdc/cresample.html>) за предоставление информации по АЕ-индексу геомагнитной активности.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Ripoll J.F., Claudepierre S.G., Ukhorskiy A.Y. et al.* Particle Dynamics in the Earth's Radiation Belts: Review of Current Research and Open Questions // *J. Geophysical Research: Space Physics*. 2020. V. 125. Iss. 5. Art. ID. e2019JA026735. <https://doi.org/10.1029/2019JA026735>
2. *Anderson K.A., Milton D.W.* Balloon observations of X-rays in the auroral zone: 3. High time resolution studies // *J. Geophysical Research*. 1964. V. 69. Iss. 21. P. 4457–4479.
3. Solar Anomalous Magnetospheric Particle Explorer. <https://lasp.colorado.edu/sampex/> (дата обращения: 05.08.2023)
4. *Baker D.N., Mason G.M., Figueroa et al.* An overview of the Solar Anomalous, and Magnetospheric Particle Explorer (SAMPEX) mission // *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*. 1993. V. 31. Iss. 3. P. 531–541. <https://doi.org/10.1109/36.225519>
5. *Douma Emma, Rodger Craig, Blum Lauren et al.* Occurrence characteristics of relativistic electron microbursts from SAMPEX observations: Occurrence of relativistic microbursts // *J. Geophysical Research: Space Physics*. 2017. V. 122. P. 8096–8107. <https://doi.org/10.1002/2017JA024067>
6. *Douma E.* Relativistic Electron Microbursts: Properties and Possible Plasma Wave Drivers (Thesis, Doctor of Philosophy). Otago: University of Otago, 2018. 409 pp. <http://hdl.handle.net/10523/8771>
7. *Shumko M., Gallardo-Lacourt B., Halford A.J. et al.* A Strong Correlation Between Relativistic Electron Microbursts and Patchy Aurora // *Geophysical Research Letters*. 2021. V. 48. P. 8811–8818. <https://doi.org/10.1029/2021GL094696>
8. Time History of Events and Macroscale Interactions During Substorms (THEMIS). https://themis.igpp.ucla.edu/instrument_asi.shtml (дата обращения: 11.08.2023).
9. *Shumko M., Blum L.W., Crew A.B.* Duration of individual relativistic electron microbursts: A probe into their scattering mechanism // *Geophysical Research Letters*. 2021. V. 48. Art. ID. e2021GL093879. <https://doi.org/10.1029/2021GL093879>
10. *Marshall R.A., Nicolls M., Sanchez E. et al.* Diagnostics of an artificial relativistic electron beam interacting with the atmosphere // *Geophys. Res. Space Physics*. 2014. V. 119. P. 8560–8577. <https://doi.org/10.1002/2014JA020427>
11. *Marshall R.A., Xu Wei, Kero Antti et al.* Atmospheric effects of a relativistic electron beam injected from above: Chemistry, electrodynamics, and radio scattering // *Frontiers in Astronomy and Space Sciences*. 2019. V. 6. Iss. 6. <https://doi.org/10.3389/fspas.2019.00006>
12. *Turunen Esa, Verronen Pekka T., Seppala Annika et al.* Impact of different energies of precipitating particles on NO_x generation in the middle and upper atmosphere during geomagnetic storms // *J. Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*. 2009. V. 71. P. 1176–1189. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2008.07.005>
13. *Oyama S., Kero A., Rodger C.J. et al.* Energetic electron precipitation and auroral morphology at the substorm recovery phase // *J. Geophysical Research: Space Physics*. 2017. V. 122. P. 6508–6527. <https://doi.org/10.1002/2016ja023484>
14. *Miyoshi Y., Saito S., Kurita S. et al.* Relativistic electron microbursts as high-energy tail of pulsating aurora electrons // *J. Geophysical Research: Space Physics*. 2015. V. 120. P. 2754–2766. <https://doi.org/10.1029/2020GL090360>
15. *Fasil Tesema, Noora Partamies, Hilde Nesse Tyssøy et al.* Observations of precipitation energies during different types of pulsating aurora // *Ann. Geophys.* 2020. V. 38. P. 1191–1202. <https://doi.org/10.5194/angeo-38-1191-2020>
16. Loss through Auroral Microburst Pulsations. URL: <https://lamp-mission.sites.uiowa.edu/>. (дата обращения: 11.08.2023)
17. *Taku Namekawa, Takefumi Mitani, Kazushi Asamura et al.* Simultaneous Precipitation of Sub-Relativistic

- Electron Microburst and Pulsating Aurora Electrons // Authorea Preprints. 2023.
<https://doi.org/10.22541/essoar.168167378.83120518/v1>.
18. Brito T., Woodger L., Hudson M. et al. Energetic radiation belt electron precipitation showing ULF modulation // Geophysical Research Letters. 2012. V. 39. Iss. 22. Art.ID. L22104.
<https://doi.org/10.1029/2012GL053790>
 19. Balloon Array for Radiation Belt Relativistic Electron Losses.
 URL: <https://barrel.rmillan.host.dartmouth.edu/>
 (дата обращения: 11.08.2023).
 20. Woodger L.A., Halford A.J., Millan R.M. et al. A summary of the BARREL campaigns: Technique for studying electron precipitation // J. Geophysical Research: Space Physics. 2015. V. 120. P. 4922–4935.
<https://doi.org/10.1002/2014JA020874>
 21. Klimov P., Sharakin S., Belov A. et al. System of Imaging Photometers for Upper Atmospheric Phenomena Study in the Arctic Region // Atmosphere. 2022. V. 13. Iss. 10. Art. ID. 1572.
<https://doi.org/10.3390/atmos13101572>
 22. Thorne R.M. Energetic radiation belt electron precipitation: a natural depletion mechanism for stratospheric ozone // Science. 1977. V. 195. Iss. 4275. P. 287–289.
<https://doi.org/10.1126/science.195.4275.28>
 23. Ozaki M., Shiokawa K., Kataoka R. et al. Localized mesospheric ozone destruction corresponding to isolated proton aurora coming from Earth's radiation belt // Scientific Reports. 2022. V. 12. Art. ID. 16300.
<https://doi.org/10.1038/s41598-022-20548-2>.
 24. Turunen E., Kero A., Verronen P.T. et al. Mesospheric ozone destruction by high-energy electron precipitation associated with pulsating aurora // Geophysical Research Atmospheres. 2016. V. 121. P. 11852–11861.
<https://doi.org/10.1002/2016JD025015>.

УДК 523.98

СОЛНЕЧНАЯ АКТИВНОСТЬ ЗА ПОСЛЕДНИЕ 20 ЛЕТ И ЕЕ ПРОГНОЗ НА 25-Й СОЛНЕЧНЫЙ ЦИКЛ

© 2024 г. Ю. И. Стожков^{1, *}, В. П. Охлопков^{2, **}¹Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук, Москва, Россия²Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скобельцына Московского государственного университета имени М. В. Ломоносова, Москва, Россия

*e-mail: stozhkovyi@lebedev.ru

**e-mail: ovpetrovich@yandex.ru

Поступила в редакцию 27.08.2023

После доработки 22.11.2023

Принята к публикации 27.11.2023

Экспериментальные данные о солнечной активности (числе солнечных пятен R_z , индукции полоидального магнитного поля Солнца в полярных шапках B_p и другие), характеристики межпланетной среды и потоки космических лучей свидетельствуют о том, что Солнце вступило в глубокий минимум своей активности, подобный минимуму Дальтона.

Обнаружена почти функциональная связь максимальной величины $B_{p\max}$, наблюдаемой в минимумах солнечной активности, с предстоящим максимумом солнечных пятен. На основе этой связи разработан метод прогнозирования максимального числа солнечных пятен $R_{z\max}$ и временного хода значений R_z в текущем (в настоящее время 25-ом) цикле солнечной активности.

DOI: 10.31857/S0023420624040027, EDN: JGMAVB

ВВЕДЕНИЕ

Известно, что в прошлом в некоторые периоды времени солнечная активность (число солнечных пятен R_z) существенно уменьшалась, иногда пятен на солнечном диске совсем не было [1]. Длительность таких периодов (английское выражение для них — grand minima) составляло от 3 до 7 одиннадцатилетних солнечных циклов (СЦ). На рис. 1 приведены среднегодовые значения R_z с 1000 г. по настоящее время (<https://www.sidc.be/silso/datafiles>) [2, 3].

Ранее одним из авторов настоящей работы (В. П. Охлопковым) было рассчитано расстояние r между центром масс солнечной системы и центром Солнца в зависимости от времени (рис. 2) [4]. Оказалось, что все продолжительные минимумы солнечной активности происходили в периоды, когда это расстояние r было равно или больше двух солнечных радиусов [4].

Исключение составил минимум Оорта, произошедший в период с 1000 по 1050 гг. [1]. Согласно сделанным расчетам величина r была больше двух солнечных радиусов в 1130–1180 гг. [4] Возможно, что это расхождение связано с тем, что восстановленное число солнечных пятен ~1000-летней давности имеет большие неточности.

В работе [4] было спрогнозировано, что новый глубокий минимум солнечной активности должен

наступить в начале этого тысячелетия, а следующий за ним — в период 1170–2200 гг. [4]. Это также показано на рис. 2. В настоящее время наблюдается глубокий минимум солнечной активности [4].

Придерживаемся точки зрения, что временное совпадение глубоких минимумов солнечной активности с максимальным удалением центра масс солнечной системы от центра Солнца не является

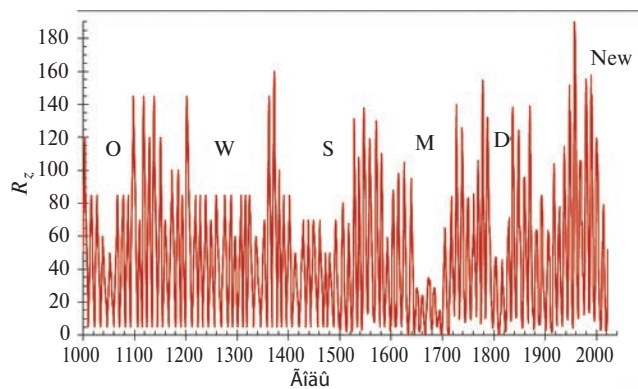


Рис. 1. Среднегодовые значения R_z с 1000 г. по настоящее время [2, 3]. Буквами обозначены глубокие минимумы солнечной активности [1]: O — минимум Оорта (1130–1180 гг.), W — минимум Вольфа (1415–1549 гг.), S — минимум Шперера (1415–1540 гг.), M — минимум Маундера (1645–1715 гг.), D — минимум Дальтона (1790–1830 гг.). New — современный минимум солнечной активности (2007–настоящее время).

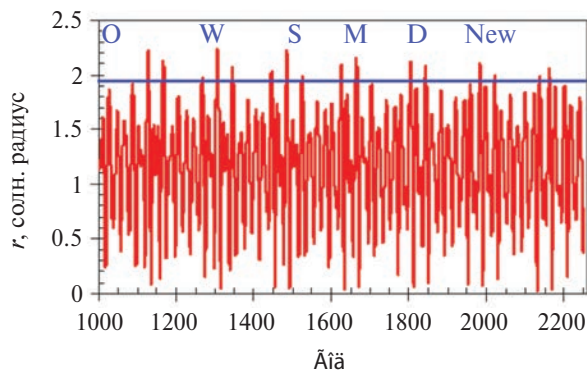


Рис. 2. Расстояние от центра масс Солнечной системы до центра Солнца в зависимости от времени (расчет [4]). Горизонтальная линия наверху проведена для значения солнечного радиуса $r = 2$. Буквы наверху обозначают глубокие минимумы солнечной активности, наблюдавшиеся в прошлом (см. подпись к рис. 1). New – современный глубокий минимум солнечной активности [1].

случайным. Возможно, это свидетельствует о влиянии гравитационных полей планет на солнечную активность.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ, СВИДЕТЕЛЬСТВУЮЩИЕ О СОВРЕМЕННОМ ГЛУБОКОМ МИНИМУМЕ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

Все глубокие минимумы солнечной активности в прошлом характеризовались значительным уменьшением числа солнечных пятен R_{zmax} в максимуме 11-летнего СЦ (рис. 1) [1]. Не является исключением и настоящий глубокий минимум солнечной активности. В 23-м СЦ (последним перед глубоким минимумом) среднегодовое максимальное число солнечных пятен было равно $R_{\text{zmax}} \approx 250$ (2002 г.). В 24-м СЦ (начало современного глубокого минимума) $R_{\text{zmax}} = 135$, т.е. количество уменьшилось почти в два раза. Ожидается, что 25-й СЦ будет иметь примерно такую же или меньшую величину R_{zmax} .

Существенно, что с началом нового глубокого минимума активности Солнца в 24-м СЦ (2009–2018 гг.) по сравнению с 23-м циклом (1997–2009 гг.) почти в два раза уменьшилось суммарное число солнечных вспышек C-M-X классов (<https://www.spaceweatherlive.com/ru/solnechnaya-aktivnost/solnechnyy-cikl.htm>). В текущем 25-м СЦ (2019 – настоящее время) также наблюдается малое количество солнечных вспышек, несмотря на то, что солнечная активность практически достигла своего максимума. В 24-м СЦ по сравнению с 23-м циклом в 1.5 раза уменьшилось число магнитных бурь (<https://www.spaceweather.com>).

На сайте <https://www.spaceweather.com> приводятся ежедневные данные о параметрах межпланетной среды с 2000 г. по настоящее время. Анализ этих данных, таких как индукция межпланетного магнитного поля, скорость солнечного ветра показывает, что их значения в 24-м и 25-м СЦ уменьшились по сравнению с данными 23-го СЦ. Это также поддерживает предположение о глубоком минимуме в солнечной активности в начале нового тысячелетия.

Как будет видно из дальнейшего, особую роль в развитии 11-летнего СЦ играет индукция солнечного полярного магнитного поля B_p (<http://wso.stanford.edu/gifs/Polar.gif>). В течение 22-летнего солнечного магнитного цикла эта величина меняется в интервале примерно $(-2, +2)$ Гс и имеет нулевое значение во время инверсии магнитного поля (<http://wso.stanford.edu/gifs/Polar.gif>) [5]. Согласно наблюдениям и модели Х. Бэбкока [5], в периоды минимумов солнечной активности в 11-летних СЦ солнечное полярное магнитное поле имеет полоидальную структуру, которая трансформируется в тороидальную за счет дифференциального вращения солнечной фотосферы [5].

В минимумах 24-го и 25-го циклов солнечной активности имело место уменьшение величины индукции солнечного полярного поля B_p по сравнению с предыдущими 21–23 циклами (<http://wso.stanford.edu/gifs/Polar.gif>). Это также поддерживает вывод об уменьшении общего уровня солнечной активности. Заметим, что на Солнце, как правило,

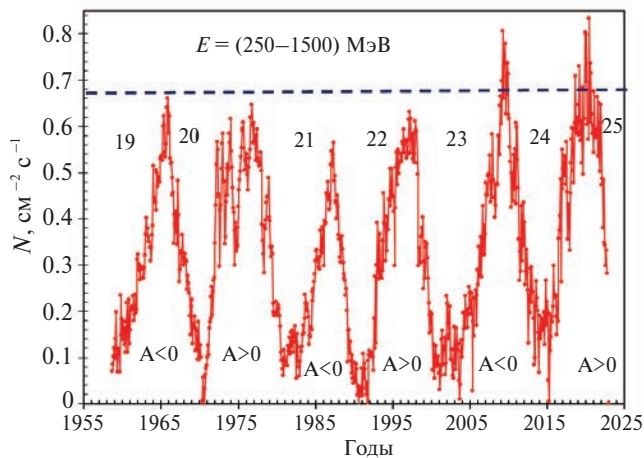


Рис. 3. Временной ход среднемесячных значений потоков вторичных заряженных частиц, образованных космическими лучами в атмосфере. Энергии космических частиц находились в интервале 200...1500 МэВ. Наверху указаны номера 11-летних солнечных циклов. $A > 0$ и $A < 0$ обозначают положительную и отрицательную фазы 22-летних солнечных магнитных циклов. Горизонтальная пунктирная линия показывает максимальный поток космических лучей, который был зарегистрирован ранее в минимуме солнечной активности 20-го солнечного цикла в 1965 г.

измеряется составляющая магнитного поля по лучу зрения.

Подтверждением присутствия глубокого минимума активности Солнца в настоящее время служат данные о космических лучах. Поток космических лучей регистрируется на Земле или в космосе. Чем ниже солнечная активность, тем меньше возмущенность гелиосферы, тем больше поток космических лучей. На рис. 3 показан временной ход потока вторичных частиц, зарегистрированных в атмосфере. Этот поток образован космическими лучами, падавшими на границу атмосферы и имевшими энергию $E = (200...1500)$ МэВ. Видно, что в минимумах 24-го и 25-го СЦ потоки космических лучей были аномально высокими по сравнению с потоками, наблюдавшимися в минимумах солнечной активности более ранних циклов. Это также свидетельствует о низкой солнечной активности и слабой возмущенности гелиосферы в текущем столетии [6, 7].

Полученные за последние десятилетия экспериментальные данные о солнечной активности и характеристиках гелиосферы (межпланетной среды) показывают, что Солнце вступило в период своей низкой активности. Такая низкая активность Солнца может продолжаться несколько солнечных циклов [8, 9].

СВЯЗЬ ИНДУКЦИИ СОЛНЕЧНОГО ПОЛЯРНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ $B_{\text{п}}$ С МАКСИМУМОМ ЧИСЛА СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН R_{zmax}

Если данные о числе солнечных пятен R_z , относящиеся к 25-му СЦ сдвинуть по времени на 11.2 года назад, их временные зависимости практически совпадут с данными 24-го СЦ. Коэффициент корреляции составляет примерно единицу. Полагая, что такое совпадение не случайно, и существует параметр (параметры) солнечной активности, управляющий 11-летним СЦ. Таким параметром является максимальная индукция солнечного полярного магнитного поля $B_{\text{пmax}}$. Максимальные значения этого поля наблюдаются в периоды минимумов солнечной активности (<http://wso.stanford.edu/gifs/Polar.gif>). Предположим, что $B_{\text{пmax}}$ определяет максимальное число солнечных пятен R_{zmax} в 11-летнем цикле солнечной активности. Имеющиеся экспериментальные данные о R_{zmax} и $B_{\text{пmax}}$, взятые с сайтов центров данных (<https://www.sidc.be/silso/datafiles>, <http://wso.stanford.edu/gifs/Polar.gif>), подтверждают это предположение.

На рис. 4 представлена зависимость R_{zmax} от $B_{\text{пmax}}$. Максимальные значения числа солнечных пятен в 11-летних СЦ были взяты с сайта Центра анализа данных о влиянии Солнца (<https://www.sidc.be/silso/datafiles>), а максимальные значения индукции солнечного полярного магнитного поля

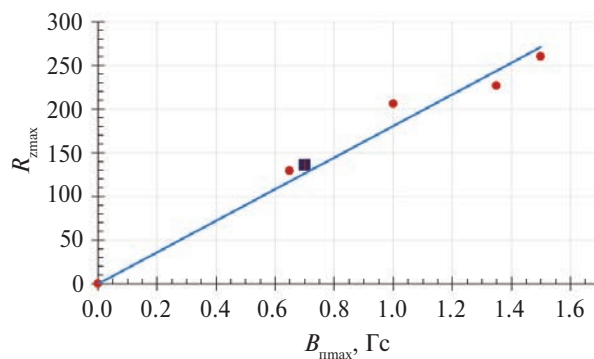


Рис. 4. Зависимость максимального значения числа солнечных пятен в 11-летнем СЦ, R_{zmax} , от максимального значения индукции солнечного полярного магнитного поля $B_{\text{пmax}}$. Значения R_{zmax} являются среднемесячными. Величины $B_{\text{пmax}}$ получены в минимумах СЦ, а R_{zmax} получены в максимумах тех же циклов. Прямая описывает связь между R_{zmax} и $B_{\text{пmax}}$: $R_{\text{zmax}} = 180.5 \cdot B_{\text{пmax}}$, где $B_{\text{пmax}}$, дано в Гауссах. Квадрат — ожидаемое значение R_{zmax} в 25-м СЦ.

$B_{\text{пmax}}$ — с сайта службы (<http://wso.stanford.edu/gifs/Polar.gif>). Полоидальное полярное магнитное поле Солнца преобразуется в тороидальное дифференциальным вращением солнечного вещества [5]. Солнечные пятна возникают из тороидального магнитного поля [5].

Тогда, согласно работе [5], если полоидальное магнитное поле $B_{\text{п}} = 0$, то тороидальное поле тоже равно нулю, и число солнечных пятен $R_z = 0$, так как солнечные пятна образуются из магнитных трубок тороидального магнитного поля [5].

ПРОГНОЗ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ. ПРОГНОЗ 25-ГО СОЛНЕЧНОГО ЦИКЛА

По максимальному значению $B_{\text{пmax}}$ можно найти максимальное число солнечных пятен 11-летнего СЦ, которое будет наблюдаться в этом цикле через пять лет (см. подпись к рис. 4).

Прогнозу 25-го солнечного цикла посвящено много работ [8–10]. Ниже изложен простой метод определения максимального числа солнечных пятен текущего цикла и их временного хода.

По величине максимальной индукции солнечного полярного магнитного поля $B_{\text{пmax}}$, которая наблюдается в минимуме 11-летнего цикла солнечной активности, можно найти временной ход числа солнечных пятен анализируемого цикла. Для этого используем метод сравнения рассматриваемого цикла с другими солнечными циклами в прошлом.

Сначала найдем R_{zmax} , по соотношению $R_{\text{zmax}} = 180.5 \cdot B_{\text{пmax}}$. Выберем из 24 прошлых солнечных циклов такой, в котором R_{zmax} совпадает с рассчитанной величиной [3]. Выбранный и анализируемый циклы должны иметь одну и ту же фазу 22-летнего солнечного магнитного цикла. Фаза

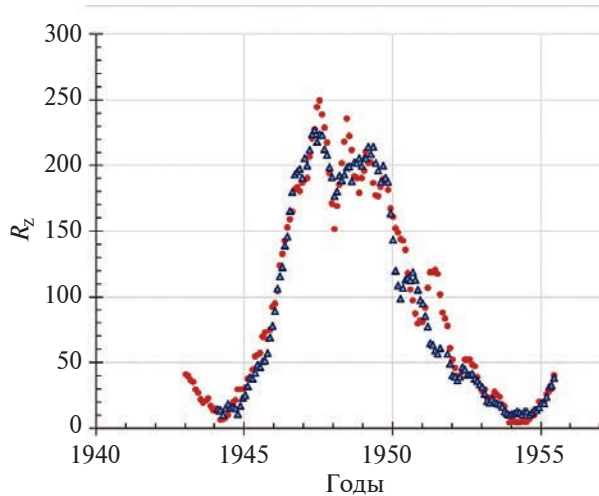


Рис. 5. Временные зависимости среднемесячных значений чисел солнечных пятен $R_z(t)$ в 22-м (точки) и 18-м (треугольники) СЦ. Величины R_z были сглажены по пятидесятилетним данным. Оба ряда данных были совмещены по времени: май 1986 г. (22-й СЦ) был совмещен с февралем 1944 г. (18-й СЦ).

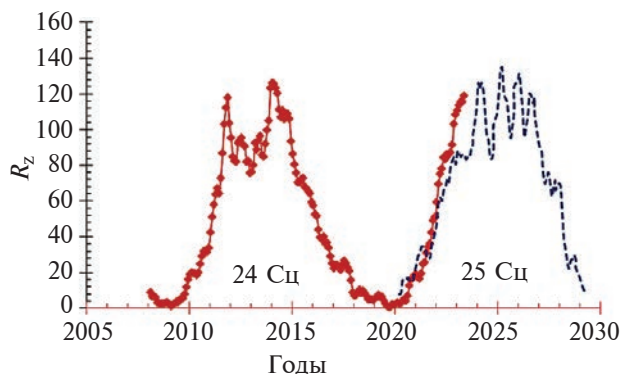


Рис. 6. Временной ход среднемесячных значений числа солнечных пятен R_z в 24-м и 25-м СЦ. Величины R_z сглажены по пяти месяцам. Пунктирная кривая — прогноз по 7-му циклу солнечной активности. В 7-м СЦ октябрь 1882 г. соответствует марту 2020 г. (25-й СЦ).

определяется следующим образом. Фаза в 22-летнем солнечном магнитном цикле меняется в период инверсии солнечного полярного магнитного поля, которая происходит в максимуме солнечной активности (или вблизи максимума). Рассмотрим интервал времени (~11 лет) между двумя инверсиями. В этом временном интервале происходит переход от одного 11-летнего цикла солнечной активности к другому. Если происходит переход от четного цикла к нечетному, то фаза положительная. Если происходит переход от нечетного цикла к четному, то фаза отрицательная. На рис. 5 в качестве примера сопоставлены 18-й и 22-й СЦ. Оба цикла имеют одно и то же максимальное число солнечных пятен $R_{z\max}$ и одну и ту же положительную фазу

солнечного магнитного цикла. Временные зависимости $R_i(t)$ в этих циклах практически совпадают.

В 25-м СЦ величина $B_{\max}$, равна 0.7 Гс (<http://wso.stanford.edu/gifs/Polar.gif>), тогда ожидаемое значение $R_{z\max} = 140$. Такое же значение $R_{z\max}$ имеет 7-й солнечный цикл. Оба цикла имеют положительную фазу. Совместим минимумы 7-го и 25-го солнечных циклов. Результат показан на рис. 6.

ВЫВОДЫ

Экспериментальные данные о солнечной активности и параметрам гелиосферы дают основание утверждать, что Солнце вступило в глубокий минимум своей активности, который будет продолжаться в 25-м и, возможно, в 26-м солнечных циклах.

Максимальная величина индукции солнечного полярного магнитного поля $B_{\max}$, наблюдаемая в минимумах солнечных циклов, определяет максимум числа солнечных пятен $R_{z\max}$ текущего солнечного цикла.

Найдена почти функциональная связь между индукцией солнечного полярного магнитного поля в минимуме 11-летнего солнечного цикла и максимальным числом солнечными пятнами, который будет наблюдаться через пять лет после минимума солнечной активности.

Предложен простой метод прогноза солнечной активности текущего солнечного цикла.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Eddy J.A. The Maunder Minimum. Science. New Series. 1976. V. 192. Art. ID. 4245. P. 1189–1202. <https://doi.org/10.1126/science.192.4245.1189>
2. Shove D.J. The sunspot cycle // J. Geophys. Res. 1955. V. 60. Iss. 2. P. 127–146.
3. Shove D.J. Sunspots cycles. Stroudsburg: Hutchinson Ross Pub. Co., 1983. 397 p.
4. Stozhkov Y., Okhlopov V. Solar Activity, Cosmic Ray Fluxes, and Climate Changes // Homage to the Discovery of Cosmic Rays, the Meson-Muon and Solar Cosmic Rays. Chapter 14. New York, NY, USA: Nova Science Publishers Inc., 2013. P. 451–468.
5. Babcock H.W. The topology of the Sun's magnetic field and the 22-year cycle // Astrophysical J. 1961. V. 133. P. 572–587.
6. Стожков Ю.И., Махмутов В.С., Свиржевский Н.С. Исследования космических лучей на баллонах

- в ФИАН // Успехи физических наук. 2022. Т. 192. № 9. С. 1054–1063.
<https://doi.org/10.3367/UFNr.2021.06.039215>
7. *Stozhkov Y., Makhmutov V., Svirzhevsky N.* About Cosmic Ray Modulation in the Heliosphere // Universe. 2022. V. 8. Iss. 558. P. 2–11.
<https://doi.org/10.3390/universe8110558> UNIVERSE
8. *Coban Gani Caglar, Raheem Abd-ur, Cavus Huseyin et al.* Can Solar Cycle 25 Be a New Dalton Minimum? // Solar Physics. 2021. V. 296. Iss. 150. P. 2–15.
<https://doi.org/10.1007/s11207-021-01906-1>
9. *Peguero J.C., Carrasco V.M.S.* A Critical Comment on “Can Solar Cycle 25 Be a New Dalton Minimum?” // Solar Physics. 2023. V. 298. Iss. 48. P. 2–14.
<https://doi.org/10.1007/s11207-023-0214>
10. *Dibyendu Nandy.* Progress in Solar Cycle Predictions: Sunspot Cycles 24–25 in Perspective // Solar Physics. 2021. V. 296. Iss. 3.
<https://doi.org/10.1007/s11207-021-01797-2>

ГЕОМАГНИТНЫЕ ПУЛЬСАЦИИ ДИАПАЗОНА 1–4 мГц (Pc5/Pi3) В МАГНИТОСФЕРНОМ ХВОСТЕ. ВНЕ И ВНУТРИМАГНИТОСФЕРНЫЕ ИСТОЧНИКИ

© 2024 г. Н. В. Ягова^{1, *}, Н. С. Евсина^{1, 2}

¹Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта Российской академии наук, Москва, Россия

²Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия

*nyagova@ifz.ru

Поступила в редакцию 28.09.2023

После доработки 01.12.2023

Принята к публикации 26.12.2023

По данным магнитометрических измерений на спутниках Cluster исследуются спектральные и пространственные параметры геомагнитных пульсаций Pc5/Pi3 в геомагнитном хвосте вне магнитной бури при разных условиях в межпланетной среде. Рассматриваются как средние значения компонент магнитного поля перед ударной волной, так и флуктуации в частотном диапазоне исследуемых пульсаций. Особое внимание уделяется условиям малых амплитуд флуктуаций («нулевая» возмущенность), чтобы локализовать источник возникающих в этих условиях пульсаций. Для этого используются одновременные измерения на двух спутниках, находящихся по одну или разные стороны от магнитопаузы. Обнаружено, что при снижении амплитуды флуктуаций перед ударной волной меняется амплитуда и пространственный масштаб флуктуаций в магнитослое, а также резко снижается когерентность между флуктуациями по разные стороны магнитопаузы. Это позволяет сделать вывод, что пульсации, возникающие в геомагнитном хвосте при «нулевой» возмущенности перед ударной волной, представляют собой внутримангнитосферное явление, слабо связанное с процессами за магнитопаузой.

DOI: 10.31857/S0023420624040039, EDN: JJDQEW

ВВЕДЕНИЕ

Настоящая работа продолжает исследование [1], где приведен подробный обзор длиннопериодных геомагнитных пульсаций в магнитосферном хвосте. В хвосте магнитосферы генерируются все основные типы магнитогидродинамических (МГД) волн, существующих в магнитосфере (см., например, обзор [2]), лишь с тем отличием, что на открытых силовых линиях не могут возникать стоячие волны, хотя частичное отражение и формирование квазирезонатора возможно и без резкой границы — на неоднородности в профиле альвеновской скорости [3]. Кроме того, существуют специфические хвостовые изгибные (flapping) колебания, отличающиеся от основных типов магнитосферных МГД-волн [4].

Хотя плотность плазмы и магнитное поле испытывают на магнитопаузе разрыв, когерентные колебания по обе стороны магнитопаузы наблюдаются достаточно часто [5–6]. Это может быть связано как с колебаниями магнитопаузы, так и тем, что крупномасштабные возмущения слабо затухают с расстоянием, и их амплитуды остаются конечными в области, где волна не распространяется.

В работе [1] показано, что среди наблюдающихся в геомагнитном хвосте пульсаций частотного диапазона 1...5 мГц (Pc5/Pi3) можно выделить пульсации, характеризующиеся большим пространственным масштабом и слабой зависимостью амплитуды от амплитуды флуктуаций межпланетного магнитного поля (ММП) и динамического давления солнечного ветра перед ударной волной. При этом остается открытым вопрос об источнике пульсаций при «нулевой» возмущенности. Пульсации могут иметь магнитосферное происхождение или возникать в области между отошедшей ударной волной и магнитопаузой — магнитослое. Исследованию вопроса об источниках пульсаций посвящена настоящая работа.

ДАННЫЕ И ОБРАБОТКА

Для анализа использовались данные магнитометрических измерений на спутниках Cluster 1–3 [7] за 2008–2011 гг., вблизи минимума 23-го цикла солнечной активности.

Миссия Cluster представляет собой четыре спутника, расстояние между которыми меняется от 0.3 до 2.5 радиусов Земли R_E . Для выполнения условий слабой и умеренной возмущенности

из рассмотрения исключаются периоды главной и восстановительной фаз магнитных бурь с $Dst < -50$ нТл (день бури и четыре дня после минимума Dst) и высокой геомагнитной активности вне бури, благоприятные условия для которой связаны с существенно отрицательной вертикальной компонентой ММП. Для анализа отбирались дни с $B_Z > -2.5$ нТл. Чтобы локализовать источник пульсаций при низкой интенсивности внешних флуктуаций, отбирались интервалы, когда в течение как минимум 80 мин два спутника находились одновременно в ночном магнитослое (NMS) и / или за магнитопаузой: в высокоширотном пограничном слое (HLBL) или доле геомагнитного хвоста (TL). Таким образом был сформирован основной массив данных суммарной длительностью >100 ч. С учетом наложенных требований достаточное для статистического анализа количество наблюдений получилось для сочетаний положений спутников: NMS – NMS, NMS – HLBL, TL – TL.

Амплитуда флуктуаций межпланетного поля перед ударной волной (далее – внешних флуктуаций) анализировалась по данным измерений в точке либрации, пересчитанных к подсолнечной точке магнитопаузы, представленных с минутным разрешением (<https://cdaweb.gsfc.nasa.gov/>). Для анализа использовались вариации трех компонент ММП и динамического давления солнечного ветра P_{SW} . Предварительный анализ показал близкую к единице корреляцию спектральной плотности мощности (PSD) для всех компонент магнитного поля; для дальнейшего анализа выбрана только B_Y -компонента, для которой выявлена сильная связь с геомагнитными пульсациями Pc5/Pi3 в магнитосфере и на Земле [6].

По параметру PSD внешних флуктуаций были выделены интервалы низкой (группа 0) и повышенной (группа 1) интенсивности. Для интервалов группы 0 были установлены пороговые значения для однократного скачка B_Y - и B_Z -компонент ММП, динамического давления солнечного ветра P_{SW} и PSD на частоте главного спектрального максимума f_0 флуктуаций B_Y и P_{SW} в течение 3 ч. Для отбора интервалов группы 1 использовалось условие надпороговых значений $PSD(f_0)$ для B_Y и P_{SW} . Полная длительность интервалов групп 0 и 1 составила соответственно 17 и 14 ч. Следует отметить, что уровень внешних флуктуаций в рассматриваемый период ниже, чем в 2016 г., для которого выполнялось исследование [1], и большая часть интервалов группы 1 не попадают в число возмущенных интервалов по использованному тогда критерию. Фактически в настоящем исследовании рассматриваются низкие и умеренные уровни амплитуд внешних флуктуаций.

Для оценки спектральных параметров пульсаций в скользящем окне длительностью 96 мин с шагом 10 мин вычислялись параметры PSD,

спектральные когерентности γ^2 и разность фаз $\Delta\phi$ для всех сочетаний пар спутников и компонент магнитного поля. Для количественной оценки спектрального состава использовались, определенные по методике работы [8], наклон спектра α и параметр Q , характеризующий наличие выделенного максимума вблизи центральной частоты рассматриваемой частотной полосы. Для анализа пульсаций в магнитослое и когерентности по разные стороны магнитопаузы использовалась геоцентрическая солнечно-эклиптическая система координат GSE, а для пульсаций в доле хвоста выполнялся пересчет в локальную систему отсчета, связанную с магнитным полем.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Рассмотрим, как меняются флуктуации в ночном магнитослое при уменьшении амплитуды внешних флуктуаций. На рис. 1 показаны распределения по частотам главного спектрального максимума f_0 и спектральной плотности мощности на этой частоте $PSD(f_0)$ в ночном магнитослое при повышенной (группа 1) и низкой (группа 0) интенсивности внешних флуктуаций. Для обеих групп наиболее вероятные значения частоты f_0 отличаются слабо и лежат вблизи 2 МГц, но для группы 0 распределение сдвинуто в сторону высоких частот. Наиболее вероятные значения $PSD(f_0)$ также близки для двух групп и составляют соответственно 650 и 250 нТл²/Гц для компонент B_X и B_Y/B_Z . При этом среднее значение $PSD(f_0)$ снижается для разных компонент в 1.5...2 раза при уменьшении внешней возмущенности.

Чтобы понять, как условия перед ударной волной влияют на проникновение флуктуаций магнитного поля через магнитопаузу, для двух групп пульсаций сравниваются распределения когерентности между вариациями магнитного поля в ночном магнитослое (NMS) и HLBL. Результаты представлены на рис. 2 в виде интегральной эмпирической функции вероятности $P(\gamma > \gamma_b)$, равной отношению числа интервалов, для которых когерентность выше заданной, к полному их числу. Для группы 0 $P(\gamma > \gamma_b)$ спадает с ростом γ_b существенно быстрее, чем для группы 1. В частности, доля интервалов с когерентностью ($\gamma_b^2 > 0.5$) падает практически до нуля.

Пример вариаций магнитного поля, одновременно наблюдавшихся перед ударной волной, в ночном магнитослое и в HLBL, показан на рис. 3. Перед ударной волной показаны также колебания динамического давления солнечного ветра. И временные формы, и спектры колебаний P_{SW} и B_X -компоненты в магнитослое (верхние панели рис. 3а, б) не демонстрируют схождения, что отражается в низкой когерентности (рис. 3в). В вариациях B_Y -компоненты перед ударной волной и в магнитослое

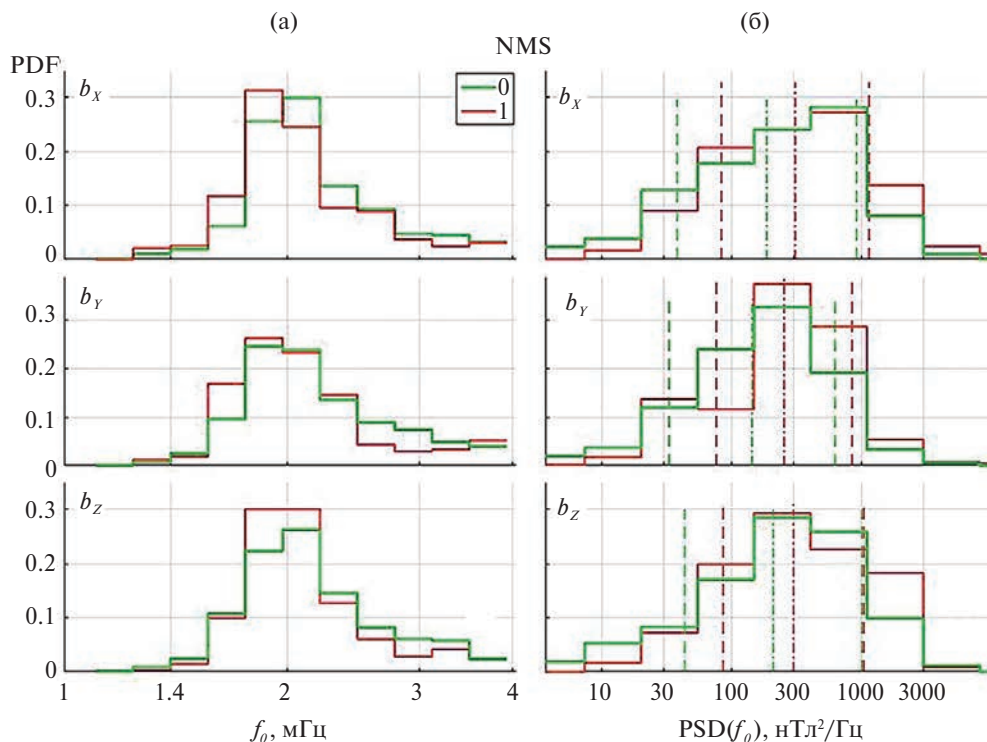


Рис. 1. Распределение по частотам главных спектральных максимумов f_0 (панель а) и спектральной плотности мощности $PSD(f_0)$ (панель б) для трех компонент магнитного поля в ночном магнитослое для групп интервалов 0 и 1. Вертикальными линиями на панели б показаны средние для каждого распределения PSD_{av} (штрих-пунктир) и $PSD_{av} \pm STD(PSD)$, $STD(PSD)$ – стандартное отклонение.

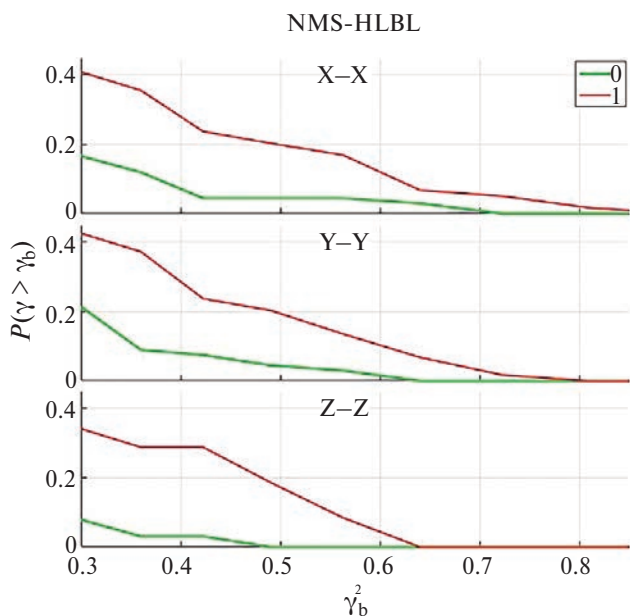


Рис. 2. Зависимость доли интервалов с надпороговой когерентностью вариаций магнитного поля на двух спутниках, расположенных по разные стороны магнитопаузы (NMS–HLBL) от порогового значения когерентности γ_b^2 для одноименных компонент магнитного поля.

(средние панели) видно, как степень сходства зависит от амплитуды вариаций: интенсивные вариации в интервале 10...30 мин практически совпадают (с учетом нормировки) перед ударной волной и в магнитослое, но так как длительность этого интервала мала по сравнению с полной, спектры PSD не имеют общих максимумов, а когерентность не поднимается выше 0.5. При этом для колебаний по обе стороны магнитопаузы (нижние панели) схожие колебания видны и после снижения амплитуды, спектральные максимумы наблюдаются на близких частотах, а когерентность $\gamma^2 > 0.5$ при всех $f > 1.3$ МГц. Все интервалы, когда когерентные вариации наблюдались по обе стороны магнитопаузы, были аналогичны показанным на рис. 3 или же, если амплитуда внешних флуктуаций была ниже, чем в рассмотренном случае, характеризовались меньшей когерентностью между внешними флуктуациями и вариациями в магнитослое.

Таким образом, как при умеренной амплитуде внешних флуктуаций (группа 1), так и при низкой (группа 0), спектр пульсаций, характерный для магнитосферного хвоста, формируется за ударной волной внутри «большой магнитосферы» [9]. При уменьшении амплитуды внешних флуктуаций падает и средняя когерентность пульсаций по обе стороны магнитопаузы.

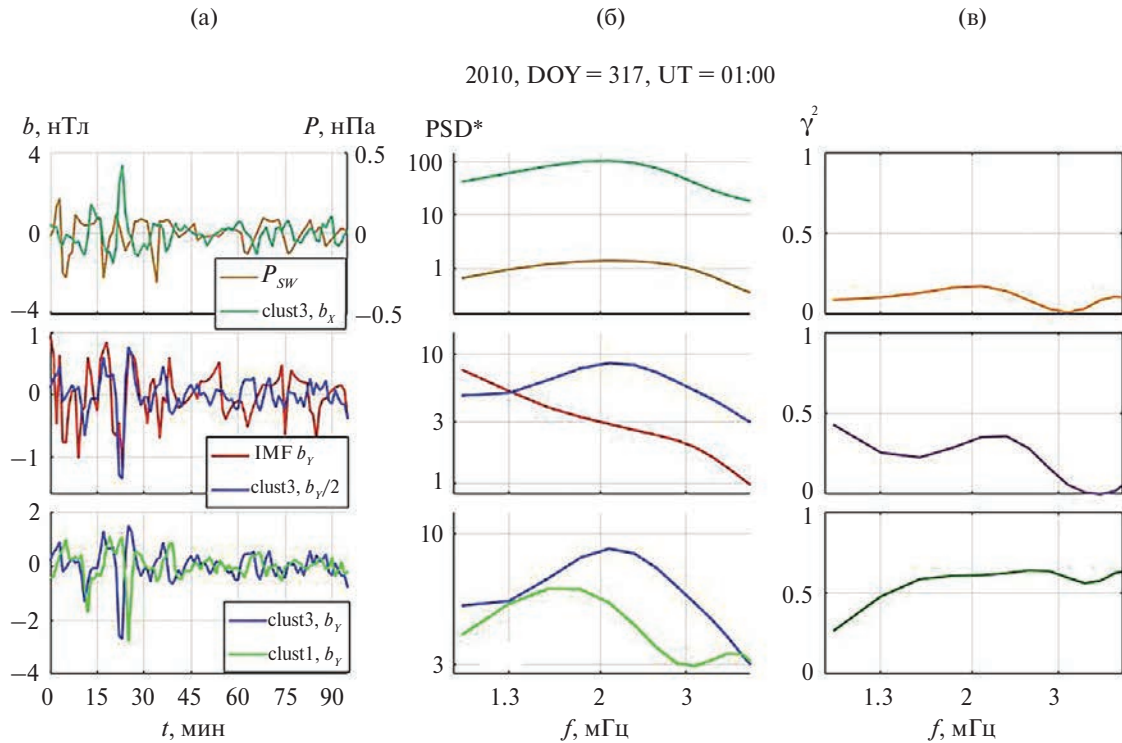


Рис. 3. Пример пульсаций магнитного поля, наблюдавшихся 13.XI.2010 (день 317) по обе стороны магнитопаузы на спутниках *Cluster-3* (NMS) и *Cluster-1* (HLBL) (нижние панели), флуктуаций динамического давления солнечного ветра и B_y -компоненты ММП (верхние и средние панели). На панели а показаны временные формы вариаций после высокочастотной фильтрации с частотой отсечки 0.8 МГц. На панели б представлены нормированные спектры PSD*, на панели в – спектральные когерентности.

На прохождение волн через границу раздела влияют как параметры среды вблизи границы, так и свойства волны, прежде всего, пространственный масштаб. Зависимость доли интервалов с надпороговой когерентностью $P(\gamma > \gamma_b)$ вариаций магнитного поля на двух спутниках в ночном магнитослое от величины порога показана на рис. 4 для диагональных элементов кросс-спектральной матрицы (одноименных компонент магнитного поля). Для группы 0 доля когерентных внутри магнитослоя флуктуаций ниже, чем для группы 1, что вместе с уменьшением амплитуды приводит к снижению когерентности между колебаниями по разные стороны магнитопаузы. Значения $P(\gamma > \gamma_b)$ для недиагональных элементов (не показаны на рисунке) слабо отличаются для двух групп и близки к значениям для диагональных элементов группы 0.

В публикациях [1, 10] было показано, что в доле хвоста регистрируются пульсации большого пространственного масштаба, амплитуда которых демонстрирует более слабую связь с амплитудой внешних флуктуаций, чем для пульсаций с пространственным масштабом порядка R_E . Для 2016 г., т.е. в начале фазы спада солнечной активности, доля этих пульсаций была значительно выше при низкой интенсивности внешних флуктуаций.

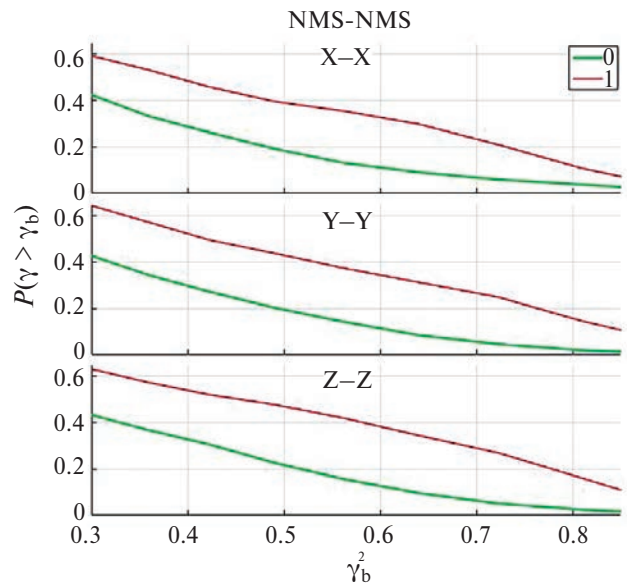


Рис. 4. Зависимость доли интервалов с надпороговой когерентностью вариаций магнитного поля на двух спутниках в ночном магнитослое от порогового значения когерентности γ_b^2 для одноименных компонент магнитного поля.

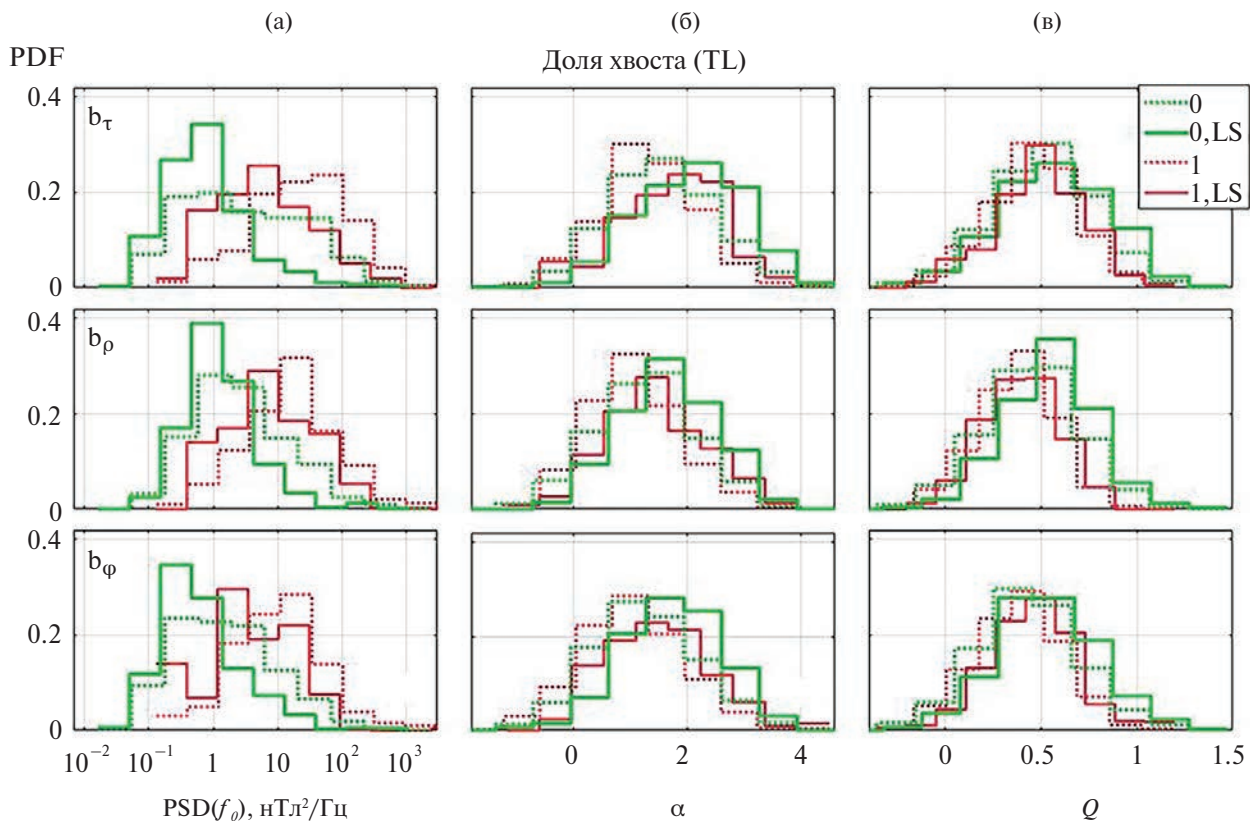


Рис. 5. Распределения по $\text{PSD}(f_0)$ (панель а), спектральному наклону α (панель б) и параметру Q (панель в) пульсаций групп 0 и 1, в том числе крупномасштабных (LS) для трех компонент магнитного поля в доле геомагнитного хвоста.

Рассмотрим, наблюдаются ли эти пульсации в минимуме солнечной активности. Так как в настоящем исследовании используются данные трех спутников и рассматривается более длительный период наблюдений, метод выделения крупномасштабных пульсаций был модифицирован, чтобы уже на стадии отбора прямо оценить пространственный масштаб пульсаций. Для этого выделялись пульсации со спектральной когерентностью $\gamma^2 > 0.5$, а из них выделялись крупномасштабные (LS) пульсации, для которых абсолютное значение отношения $m_{ef} = \Delta\phi/R$ в продольной компоненте b_τ не превышало 0.25 (здесь $\Delta\phi$ — разность фаз на частоте главного спектрального максимума; R — расстояние между спутниками в R_E). На рис. 5 для трех компонент магнитного поля показаны распределения по PSD на частоте главного спектрального максимума, спектральному наклону α , и параметру Q крупномасштабных пульсаций групп 0 и 1 и пульсаций этих же групп независимо от их пространственного масштаба. В продольной компоненте для всех пульсаций наиболее вероятное значение $\text{PSD}(f_0)$ почти на два порядка выше для группы 1, чем для группы 0, то для крупномасштабных — в 7 раз. Аналогичное уменьшение контраста наблюдается и для поперечных компонент

поля. Распределения по спектральным наклонам имеют схожий вид для всех компонент и групп пульсаций с максимумом при $\alpha \approx 1$ для обеих групп пульсаций, и представлены более высокими значениями — для крупномасштабных, причем самые высокие значения ($\alpha > 2$) наблюдаются для крупномасштабных пульсаций группы 0.

Для отдельных случаев, рассмотренных в работе [10], крупномасштабные пульсации группы 0, демонстрировали регулярные волновые формы, типичные для пульсаций на замкнутых силовых линиях. Это статистически подтверждается распределениями параметра Q , которые сдвинуты в сторону положительных значений для крупномасштабных пульсаций группы 0 относительно остальных групп пульсаций.

ОБСУЖДЕНИЕ

Проведенный анализ пульсаций диапазона первых миллигерц (Pc5/Pi3) в геомагнитном хвосте и ночном магнитослое одновременно на двух спутниках показал, что при низком уровне внешних флуктуаций амплитуда вариаций магнитного поля в ночном магнитослое снижается при сохранении спектрального состава. При этом уменьшается

доля когерентных вариаций, т.е. уменьшается их пространственный масштаб. Это приводит к существенному уменьшению когерентности между вариациями магнитного поля по разные стороны магнитопаузы.

Когерентность же между внешними флуктуациями и пульсациями в ночном секторе «большой магнитосферы» остается низкой для всех рассмотренных событий. При этом амплитуды пульсаций растут с амплитудой внешних флуктуаций. Таким образом, внешние флуктуации являются одним из источников энергии для пульсаций в геомагнитном хвосте и ночном магнитослое, но для рассмотренных условий минимума солнечной активности почти нет случаев эффективного проникновения возмущений через ударную волну. В условиях «нулевого» уровня флуктуаций уменьшается и проникновение возмущений через магнитопаузу.

Одновременно в доле хвоста регистрируются пульсации большого пространственного масштаба, характерной особенностью которых является более слабая, чем в среднем, связь с амплитудой внешних флуктуаций и более регулярный вид с выраженным спектральным максимумом вблизи 2 МГц, что количественно выражается большими значениями параметра Q . Наиболее вероятное значение спектрального наклона для этих пульсаций $\alpha \approx 2$, что несколько выше, чем для других групп.

Следует обозначить, что отличие в распределениях спектрального наклона между пульсациями с разным пространственным масштабом и при разной интенсивности внешних флуктуаций в рассматриваемый период меньше, чем полученное в работе [1] для фазы спада солнечной активности, а уменьшение наклона сменилось его слабым ростом при переходе к большим пространственным масштабам пульсаций и низким уровням внешних флуктуаций. Частично это может быть результатом отличий в методике обработки. В настоящей работе использовался заметно больший массив данных, что позволило сделать более строгой процедуру отбора. Отметим, что отличия в абсолютных значениях спектрального наклона в настоящей работе и в исследовании [1] связано с тем, что в работе [1] для наклона использовались относительные единицы.

Другая группа причин может быть связана с более длинным, чем используемый трехчасовой интервал, временем, на котором сохраняется связь между амплитудами пульсаций в магнитосферном хвосте и внешних флуктуаций. Кроме того, амплитуда пульсаций в магнитосфере зависит от скорости солнечного ветра, среднее значений которой в 2016 г. было выше, чем в 2008–2011 гг. Для количественной оценки вклада этих факторов необходим анализ параметров пульсаций в течение 1...2 полных циклов солнечной активности.

ВЫВОДЫ

1. Амплитуда пульсаций диапазона Pc5/Pi3 в геомагнитном хвосте в минимуме солнечной активности зависит от интенсивности флуктуаций межпланетного магнитного поля и динамического давления солнечного ветра перед ударной волной (внешних флуктуаций), но волновые формы и спектры пульсаций по разные стороны от отошедшей ударной волны отличаются, что проявляется в низких значениях спектральной когерентности. Это позволяет сделать вывод, что внешние флуктуации являются одним из источников энергии для исследованных пульсаций, но вид колебаний определяется свойствами плазмы за ударной волной.

2. При умеренных амплитудах внешних флуктуаций вариации магнитного поля в ночном магнитослое могут демонстрировать высокую когерентность с пульсациями в высокоширотном пограничном слое (HLBL). Если же амплитуды внешних флуктуаций малы, пульсации по разные стороны магнитопаузы становятся некогерентными. Таким образом, при умеренной интенсивности внешних флуктуаций наблюдаются колебания, захватывающие пограничные области по обе стороны магнитопаузы, а при низкой – область, занятая когерентными колебаниями, ограничена магнитопаузой.

3. Для крупномасштабных пульсаций в доле хвоста зависимость от интенсивности внешних флуктуаций слабее, чем в среднем для пульсаций данной группы. Крупномасштабные колебания в доле хвоста при низкой интенсивности внешних флуктуаций имеют наиболее регулярный вид из всех исследованных колебаний, что проявляется в больших значениях параметра спектральной формы Q .

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарны Центру космических полетов имени Р. Годдарда НАСА за данные измерений магнитного поля на спутниках *Cluster* и параметров межпланетного магнитного поля и солнечного ветра, представленные на сайте <https://cdaweb.gsfc.nasa.gov/cgi-bin/eval2.cgi>.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена в рамках государственного задания ИФЗ РАН и была представлена на Первой конференции им. М.И. Панасюка «Проблемы космофизики», 10–13 июня 2023 г., Дубна.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ягова Н.В., Козырева О.В., Носикова Н.С. Геомагнитные пульсации диапазона 1–4 мГц (Pc5/Pi3) в магнитосферном хвосте при разном уровне возмущенности в межпланетной среде // Солнечно-земная физика. 2022. Т. 8. С. 84–92.
<https://doi.org/10.12737/szf-82202212>
2. Леонович А.С., Мазур В.А., Козлов Д.А. МГД волны в геомагнитном хвосте: обзор // Солнечно-земная физика. Т. 1. 2015. С. 4–22.
<https://doi.org/10.12737/7168>
3. Pilipenko V.A., Mazur N.G., Fedorov E.N. et al. Interaction of propagating magnetosonic and Alfvén waves in a longitudinally inhomogeneous plasma // J. Geophys. Res. 2008. V. 113. Art. ID. A08218.
<https://doi.org/10.1029/2007JA012651>
4. Zhang T.L., Baumjohann W., Nakamura R. et al. A wavy twisted neutral sheet observed by CLUSTER // Geophysical Research Letters. 2002. V. 29. Art. ID. 1899.
<https://doi.org/10.1029/2002GL015544>
5. Kepko L., Spence H.E., Singer H.J. ULF waves in the solar wind as direct drivers of magnetospheric pulsations // Geophysical Research Letters. 2002. V. 29. Art. ID. 1197.
<https://doi.org/10.1029/2001GL014405>
6. Kim K.-H., Cattell C.A., Lee D.-H. et al. Cluster observations in the magnetotail during sudden and quasiperiodic solar wind variations // J. Geophys. Res. 2004. V. 109. Art. ID. A04219.
<https://doi.org/10.1029/2003JA010328>
7. Escoubet C.P., Fehringer M., Goldstein M. The Cluster mission // Ann. Geophys. 2001. V. 19. P. 1197–1200.
<https://doi.org/10.5194/angeo-19-1197-2001>
8. Yagova N.V., Pilipenko V.A., Baransky L.N. et al. Spatial distribution of spectral parameters of high latitude geomagnetic disturbances in the Pc5/Pi3 frequency range // Ann. Geophysicae. 2010. V. 28. P. 1761–1775.
9. Ягова Н.В. Наклон спектра высокоширотных геомагнитных возмущений диапазона 1–5 мГц. Контролирующие параметры вне и внутри магнитосферы // Геомагнетизм и аэрономия. 2015. Т. 55. № 1. С. 35–44.
<https://doi.org/10.7868/S0016794015010149>
10. Nosikova N.S., Yagova N.V., Baddeley L.J. et al. An investigation into the spectral parameters of ultra-low-frequency (ULF) waves in the polar caps and magnetotail // Ann. Geophys. 2022. V. 40. P. 151–165.
<https://doi.org/10.5194/angeo-40-151-2022>

УДК 551.593

РЕГИСТРАЦИЯ ЭЛЬФОВ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ «УФ АТМОСФЕРА» С БОРТА МКС И ИХ РЕКОНСТРУКЦИЯ

© 2024 г. С. Шаракин¹, Д. Баргини^{2, 3, 4}, М. Баттисти^{2, 5}, А. Белов^{1, 6}, М. Бертаина^{2, 3},
М. Бьянчиотто^{2, 3}, Ф. Бисконти⁷, К. Блексли⁸, С. Блин⁵, Дж. Камбье^{7, 9}, Ф. Капель¹⁰,
М. Казолино^{7, 8, 9}, Т. Эбисузаки⁸, Й. Эзер¹¹, Ф. Феню¹², М. А. Франчески¹³, А. Гольцио^{2, 3},
Ф. Городецкий⁵, Ф. Каджино¹⁴, Х. Касуга⁸, П. Климов¹, М. Манфрин^{2, 3}, В. Маржаль¹⁷,
Л. Марчелли⁷, Х. Миямото^{2, 3}, М. Миньон², А. Мурашов¹, Т. Наполитано¹³, Х. Охмори⁸,
А. Олинто¹¹, Э. Паризо⁵, П. Пикоцца^{7, 9}, Л. В. Пиотровски¹⁶, З. Плебаняк^{7, 9}, Г. Прево⁵,
Э. Реали^{7, 9}, М. Риччи¹³, Дж. Ромоли^{7, 9}, Н. Сакаки⁸, К. Шинозаки¹⁵, Я. Шабельски¹⁷,
К. Де Ла Тай¹⁸, Й. Такидзава⁸, М. Врabelь¹⁵, Л. Винке¹⁹, М. Зотов¹

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

²Национальный институт ядерной физики, Турин, Италия

³Физический факультет, Туринский университет, Италия

⁴Национальный астрофизический институт, Турин, Италия

⁵Университет Париж-Сите, Национальный центр научных исследований,
лаборатория астрочастиц и космологии, Париж, Франция

⁶Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия.

⁷Национальный институт ядерной физики Рим Тор Вергата, Рим, Италия

⁸РИКЕН, Вако, Япония

⁹Физический факультет Университета Тор Вергата, Рим, Италия

¹⁰Физический институт Макса Планка, Мюнхен, Германия

¹¹Кафедра астрономии и астрофизики, Чикагский университет, Иллинойс, США

¹²Итальянское космическое агентство, Рим, Италия

¹³Национальный институт ядерной физики, Фраскати, Италия

¹⁴Университет Конан, Кобе, Япония

¹⁵Национальный центр ядерных исследований, Лодзь, Польша

¹⁶Физический факультет Варшавского университета, Варшава, Польша

¹⁷Академия прикладных наук имени Стефана Батория, Скерневице, Польша

¹⁸Центр микроэлектроники, Политехнический институт, Палезо, Франция

¹⁹Факультет физики, Колорадская горная школа, Голден, США

*e-mail: sharakin@mail.ru

Поступила в редакцию 16.08.2023

После доработки 09.09.2023

Принята к публикации 11.09.2023

В данных орбитального многоканального детектора «УФ атмосфера» (Mini-EUSO) на сегодняшний день надежно идентифицировано более трех десятков суб-миллисекундных событий типа ELVES («эльфы»), являющихся следствием взаимодействия фронта электромагнитного импульса от грозового разряда и нижнего слоя ионосферы. Каждое событие имеет характерный кольцевой паттерн свечения и занимает значительную часть поля зрения детектора, а сигнал в отдельном канале имеет асимметричный профиль с ярко выраженным пиком. Распределение времен пиков содержит информацию как о локализации разряда, так и о высоте свечения.

В настоящей работе предлагается байесовская (вероятностная) модель реконструкции событий типа «эльф», реализованная методами вероятностного программирования в PyMC-5. На примере нескольких событий показаны возможности модели по определению положения разряда. Намечены способы модификации модели для восстановления ориентации разряда и уточнения высоты свечения.

DOI: 10.31857/S0023420624040049, EDN: JJDBLS

ВВЕДЕНИЕ

С осени 2019 г. на околоземной орбите работает детектор «УФ атмосфера» (Mini-EUSO) [1–3] — один из важных этапов научной программы международной коллаборации JEM-EUSO¹, направленной на исследование космических лучей предельно высоких энергий. Детектор прикреплен с внутренней стороны к УФ-прозрачному иллюминатору российского модуля «Звезда» Международной Космической Станции (МКС) и ориентирован (примерно) в нади́р. Он представляет собой линзовый телескоп (диаметр входного зрачка 25 см, фокусное расстояние 30 см), в фокусе которого установлен фотоприемник из 36 мультианодных фотоэлектронных умножителей (МАФЭУ). Фотоприемник имеет 2304 высокочувствительных канала, которые просматривают площадь 100000 км² с временным разрешением 2.5 мкс. Кроме основного режима, осуществляющего запись данных по триггеру, параллельно ведется непрерывный мониторинг с временным разрешением 41 мс. Спектральная чувствительность прибора определяется характеристиками используемого фотокатода и BG3-фильтра и находится в ближнем УФ-диапазоне (300...400 нм). Подробнее о приборе и его характеристиках можно узнать в публикациях [4, 5], а об его триггере — в работах [6, 7].

Широкое поле зрения и высокие временное разрешение и чувствительность делают Mini-EUSO особенно эффективным для исследования различного рода транзиентных (быстропеременных) оптических явлений в верхней атмосфере (TLE, от англ. transient luminous event) [8, 9]. Один из наиболее распространенных типов TLE — так называемые ELVES², представляющие собой суб-миллисекундную вспышку в форме быстро расширяющегося кольца на высоте около 90 км. В русскоязычной литературе ELVES очень часто называют просто «эльфами», возможно, из-за их быстротечности и неуловимости.

Появление эльфов связывают с воздействием мощного электромагнитного импульса (ЭМИ) молниевых разряда на нижние слои ионосферы [10, 11], в результате которого на высотах 85...95 км происходит заметное повышение концентрации электронов, их нагревание и ионизация молекул воздуха. Область повышенной ионизации локализована по высоте и распространяется соответственно расширению сферического фронта ЭМИ. Высвечивание в линиях первой отрицательной и второй положительной системы азота и приводит к наблюдаемому эффекту «сверхсветового» роста кольца эльфа [12].

Эльфы многократно наблюдались как с земли (см., например, [11, 13]), так и из космоса — начиная со случайного фотографирования с борта Спейс Шаттла [14] и заканчивая систематическими измерениями с помощью детекторов ISUAL [15] и TUS [16, 17]. Результаты работы ISUAL свидетельствуют [18], что эльфы являются наиболее часто встречающимся классом TLE. Регистрация эльфов детектором Mini-EUSO — следующий важный шаг в исследовании эльфов, явления, представляющего интерес не только само по себе (как относительно новое и до сих пор мало изученное), но и с целью уточнения различного рода процессов, происходящих как внутри грозового облака, так и в нижнем слое ионосферы [19, 20].

Поиск событий типа ELVES происходит в данных Mini-EUSO, полученных на фоне грозовой активности. Несмотря на сложность выделения паттерна активного³ сигнала в таких условиях, на сегодняшний момент было обнаружено более 30 эльфов [21]. Предварительный, но подробный анализ большинства этих событий представлен в работах [9, 22], в настоящей же работе приводится один из весьма перспективных подходов к реконструкции таких событий (и некоторые результаты его применения), основанный на байесовском выводе и вероятностном программировании.

ЭЛЬФЫ MINI-EUSO

Оптика детектора Mini-EUSO строит на фотоприемнике динамическое изображение эльфа (удаленного от МКС на сотни километров), обновляя его каждый такт GTU = 2.5 мкс (от англ. gate time unit). В поле зрения детектора чаще всего попадает лишь часть кольца свечения, а длительность события составляет 100...400 мкс, т.е. от нескольких десятков до одной-двух сотен тактов. Поле зрения отдельного канала фотоприемника на высоте 90 км составляет 4.7×4.7 км, в формирование динамического изображения типичного эльфа вовлекаются сотни каналов.

Несколько «мгновенных фотографий» одного из зарегистрированных событий приведено на рис. 1. На нем поле зрения каждого из 2304 каналов («пиксель») спроецировано на высоту 90 км. Группировка пикселей по 64 соответствует одному МАФЭУ, а горизонтальные и вертикальные белые полосы — конструктивным «мертвым» зонам между соседними МАФЭУ (четыре МАФЭУ, расположенные в правом верхнем углу рисунка, в этот момент работали в режиме пониженной чувствительности). Каждый снимок получен в результате вычитания фона (использовалось медианное значение

¹ Joint Exploratory Missions for an Extreme Universe Space Observatory.

² Emission of Light and Very low frequency perturbations due to Electromagnetic pulse sources.

³ Будем называть активными как каналы, в которых обнаружен сигнал эльфа, так и сами эти сигналы, т.е. характерное превышение сигнала над фоном.

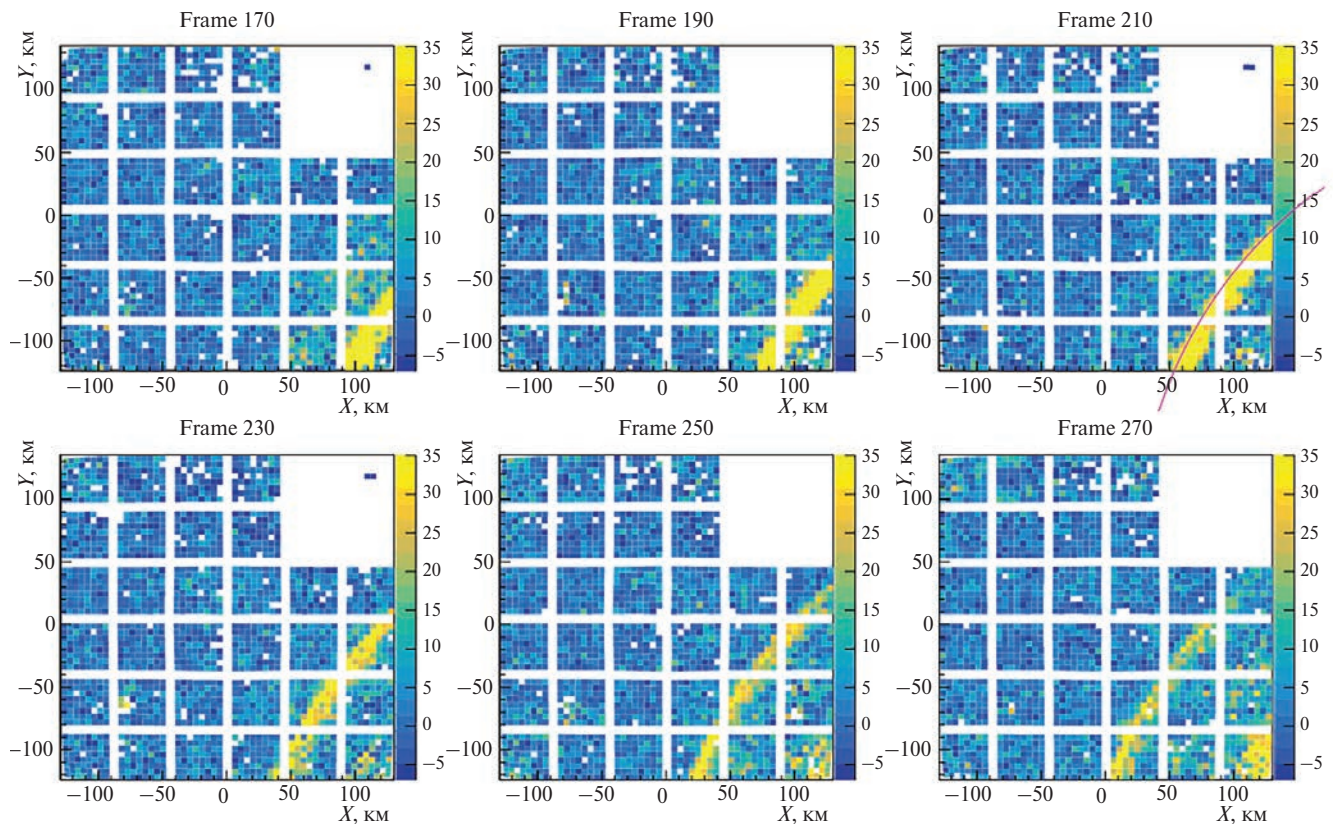


Рис. 1. Событие типа ELVES, зарегистрированное 12.V.2019. Приведены шесть мгновенных снимков (проекции на высоту 90 км) с интервалом в 20 GTU = 50 мкс. На кадре 210 розовой линией изображен результат реконструкции текущего положения фронта.

сигнала в канале непосредственно перед развитием эльфы с учетом временной задержки, различной по разным направлениям — только в этом случае паттерн изображения имеет форму кругового кольца. Ширина кольца связана как с профилем импульса тока, породившего эльф молниевый разряда, так и с особенностями взаимодействия ЭМИ с нижним слоем ионосферы, а также с размером и формой функции рассеяния точки (ФРТ) оптической системы детектора. Интенсивность свечения (представлена на рис. 1 в фотонах за GTU, см. вертикальную шкалу справа) при расширении кольца быстро уменьшается, что и определяет общую длительность зарегистрированного события; для события, изображенного на рисунке, она составила примерно 380 мкс.

Сигнал эльфы в отдельном канале представлен на рис. 2, точнее на нем изображены сигналы двух соседних по диагонали каналов — каналов (36,14) и (37,13) (нумерация столбцов — строк начинается с левого нижнего угла фотоприемника) — т.е. примерно вдоль движения кольца эльфы. В обоих сигналах отчетливо прослеживается характерный асимметричный профиль — с быстрым нарастанием и относительно более медленным спадом. Такое «подобие» сигналов наблюдается практически во всех активных каналах и позволяет применять

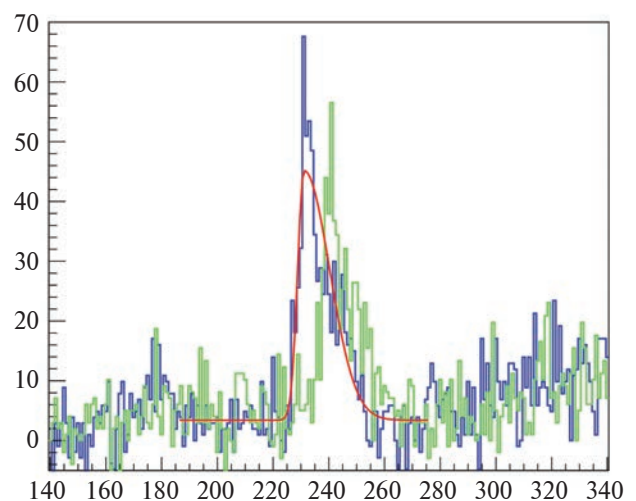


Рис. 2. Сигнал эльфы ELVES20190512 в отдельном канале (по горизонтальной оси — время в тактах GTU = 2.5 мкс, по вертикально — сигнал в фотонах за GTU). Синяя линия — канал (37,13), зеленая — канал (36,14). Для первого из сигналов красным изображен асимметричный профиль, полученный в результате аппроксимации би-гауссовой функцией.

для их аппроксимации одну и ту же параметрическую функцию. В настоящей работе использовались два варианта асимметричного профиля:

би-гауссова функция (склейка в общем максимуме двух гауссиан разной ширины) и гаусс-экспоненциальный профиль. Положение пика сигнала во времени определяется расположением канала на фотоприемнике, т.е. той пространственной областью эльфы, которая просматривается данным каналом. Например, если положение пика сигнала определять по би-гауссовому профилю, то для двух изображенных сигналов задержка по времени равна 20.6 мкс, тогда как расстояние между центрами полей зрения каналов составит 6.6 км (на высоте 90 км).

С кинематической точки зрения временная задержка связана с разницей в расстоянии, которое проходит ЭМИ от источника S (молниевое разряда) до области свечения в атмосфере. Если положить, что пику свечения соответствует высвечивание с одного и того же уровня в атмосфере H_e (высоты эльфы), то величина задержки Δt_{12} определяется положением источника $S(x_0, y_0, z_0)$ и полями зрения каналов:

$$c\Delta t_{12} = \sqrt{h_0^2 + (x_1 - x_0)^2 + (y_1 - y_0)^2} - \sqrt{h_0^2 + (x_2 - x_0)^2 + (y_2 - y_0)^2},$$

где $h_0 = H_e - z_0$, $c \approx 0.75$ км/GTU — скорость света. Здесь была введена (декартова) горизонтальная система координат, привязанная к надирной точке детектора. В этой системе детектор расположен в точке $D(0, 0, H_d)$, высота орбиты МКС H_d (≈ 420 км) для каждого события известна с хорошей точностью, а центры полей зрения имеют на высоте $z = H_e$ координаты (x_1, y_1) и (x_2, y_2) , выражаемые через полярный θ и азимутальный ϕ углы:

$$x_i = (H_d - H_e) \tan \theta_i \cos \phi_i,$$

$$y_i = (H_d - H_e) \tan \theta_i \sin \phi_i.$$

Углы $\theta_i, \phi_i, i = 1, 2$, определяют направление на центр поля зрения i -го канала, и легко вычисляются для каждого канала при учете ориентации детектора.

БАЙЕСОВСКАЯ МОДЕЛЬ РЕКОНСТРУКЦИИ ЭЛЬФА

Любая реконструкция подразумевает построение параметрической модели изучаемого явления (непараметрические модели в настоящей работе не рассматриваются) и получение тех или иных количественных оценок на параметры, основываясь на данных. В случае физических явлений данные обычно представляют собой результаты специально запланированного и проведенного эксперимента. При этом модель может включать как модель

собственно изучаемого явления, так и модель процедуры измерения.

При байесовском подходе модель носит вероятностный характер — задается в виде распределения вероятностей [23, 24]. Цель реконструкции в таком случае — получить так называемое *постериорное распределение* на параметры Θ модели, $p(\Theta|D)$, где D — экспериментальные данные (чаще всего так или иначе заранее обработанные). Для получения этого распределения необходимо, опираясь на имеющуюся исходную информацию, задать априорное распределение (прайор) $p(\Theta)$, сформулировать вероятностную модель измерения посредством функции правдоподобия $p(D|\Theta)$ и воспользоваться теоремой Байеса:

$$p(\Theta|D) \propto p(\Theta) \cdot p(D|\Theta).$$

Здесь коэффициент пропорциональности, численно равный $1/p(D)$, не зависит от параметров и определяет лишь общую нормировку постериорного распределения.

Само постериорное распределение дает исчерпывающую информацию о параметрах модели. Однако часто бывает удобнее выразить результат в виде набора небольшого количества чисел. Тогда обычно оценивают центр распределения, например как среднее, и его ширину — как стандартное отклонение (корень из дисперсии). Для реалистических моделей параметр Θ представляет собой многомерную величину, и в качестве результатов байесовского вывода можно представить одномерные постериорные распределения, маргинализированные по всем параметрам кроме одного, а также в виде парных корреляционных функций.

Иногда в набор Θ входят параметр(ы) η , необходимый(ые) только для формулировки вероятностной модели в терминах относительно простых распределений (например, из экспоненциального семейства). По таким вспомогательным параметрам в конце производится маргинализация

$$p(\Theta|D) = \int p(\Theta, \eta|D) d\eta \propto \int p(D|\Theta, \eta) p(\Theta) p(\eta) d\eta$$

(для простоты предположим, что прайор факторизуется). Обращаем внимание, что в байесовском подходе происходит усреднение по всем значениям параметра η , а не подстановка той или иной его оценки (что привело бы к уменьшению дисперсии распределения).

Байесовский подход в последние годы привлекает все большее внимание [25] ввиду того, что были созданы очень эффективные (и простые в использовании) сэмплеры — генераторы выборки из постериорного распределения, основанные на использовании марковских цепей Монте-Карло

JAGS⁴, STAN⁵, PyMC⁶ и др. Такие подходы даже получили название вероятностного программирования. В настоящей работе вероятностная модель (см. ниже) реализована средствами питоновской библиотеки PyMC-5. Различные способы графического построения маргинализированных распределений осуществлялись средствами библиотеки ArviZ ([https:// www.arviz.org](https://www.arviz.org)).

В предыдущем разделе результаты измерений эльфы проецировались на плоскость $z = H_r = 90$ км, подразумевая, что именно ей и соответствует высота свечения ($H_e = H_r$). При этом производилась и коррекция времени: детекторное время T сдвигалось на величину, определяемую временем следования излучения из области свечения $A_i(x_i, y_i, H_r)$ до детектора D, $c\Delta T_i = (H_d - H_r)/\cos \theta_i$. Если же такой коррекции не производить и в качестве экспериментальных данных считать детекторные времена пиков сигнала в каждом активном канале, $T_i, i = 1, \dots, N$ (N — количество активных каналов), то связь данных с положением источника ЭМИ будет следующая:

$$cT_i = cT_0 + \sqrt{x_i^2 + y_i^2 + (H_d - H_e)^2} + \sqrt{(x_i - x_0)^2 + (y_i - y_0)^2 + (H_e - z_0)^2} + \xi_i.$$

Здесь T_0 играет роль вспомогательного параметра, и добавляется последнее слагаемое — случайная ошибка измерений времени пика ξ_i .

Таким образом, можно сформулировать вероятностную модель, определяемую параметрами $\Theta = \{x_0, y_0, z_0, T_0, H_e\}$, задав на них априорные распределения и уточнив их (рассчитав по теореме Байеса постериорные распределения) с помощью набора экспериментальных данных $D = \{T_i, \theta_i, \phi_i\}$. Важным этапом формулировки модели является выбор распределения ошибок измерения ξ_i . Разумным допущением для них будет условие независимости их совместного распределения (функция правдоподобия при этом факторизуется). Обычно используется нормальная (гауссова) модель ошибок (во многом по причинам простоты), однако в нашем случае не целесообразна.

Выше при построении модели неявно использовалось допущение, что пику сигнала соответствует прохождение фронта ЭМИ через центр поля зрения канала. Эта гипотеза оправдана в случае, если оптика детектора формирует симметричное изображение не очень большого размера. По результатам калибровочных испытаний ФРТ телескопа имеет размер 1.2 пикселя и действительно не содержит значительных асимметричных отклонений. Однако в краевых пикселях, т.е. в каналах,

расположенных на границе МАФЭУ, часть энергии мгновенного изображения попадает в мертвую зону и поэтому здесь может происходить рассогласование центра поля и положения центра измеренного изображения (центроида). Представляется, что исключение всех подобных каналов из выборки данных нецелесообразно, так как в некоторых случаях они составляют значительную часть всего набора. Можно отдельно рассматривать такие пиксели в выборке и приписывать им повышенную ошибку измерений. В данной работе модель сделана более робастной к такого рода отклонениям, путем замены нормального распределения ошибок измерения на более широкое распределение. Более того, чтобы данные сами смогли подобрать характерный вид распределения, было использовано распределение Стьюдента (с нулевым средним)

$$\xi_i \sim \text{StudentT}(\sigma_0, \nu),$$

в котором параметр σ_0 определяет характерную величину ошибки, а число степеней свободы ν контролирует наличие указанных выше и других отклонений центроида (в пределе $\nu \rightarrow \infty$ снова приходим к гауссовой модели ошибок, $\nu = 1$ соответствует распределению Коши). По своему смыслу σ_0, ν , также как и T_0 , являются вспомогательными параметрами.

Для завершения построения вероятностной модели достаточно задать прайоры на всю совокупность параметров — как параметров модели явления, так и параметров измерения. При реализации модели в PyMC-5 были выбраны малоинформативные равномерные прайоры на все параметры, кроме σ_0, ν (для которых, в виду их положительности, предпочтение было дано HalfNormal) и для H_e .

Выбор прайора H_e позволяет контролировать систематическую ошибку метода реконструкции (понимаемую как ошибку при выборе модели) путем сравнения получаемых постериорных распределений при фиксации H_e на разных высотах (практически использовался нормальный прайор со средними 90, 87.5 и 92.5 км и стандартным отклонением 0.5 км) и при нормальном прайоре со стандартными отклонениями $\sigma_0 = 2.5$ и 5 км.

На рис. 3 приведены результаты сэмплирования для события ELVES20190512 при выборе прайора $p(H_e) = N(H_e|90, 2.5)$. Слева представлено одномомерное постериорное распределение $p(H_0, H_e)$, где $H_0 = z_0 + \rho^2/(2 R_E)$ — высота источника ЭМИ с поправкой на сферичность земной атмосферы ($R_E \approx 3680$ км — средний радиус Земли). Здесь HDI (highest density interval) — постериорная мера так называемого байесовского доверительного интервала (credible interval), означающая, что с вероятностью 94% (горизонтальное) расстояние от центра поля зрения до источника ЭМИ лежит в пределах

⁴ [https:// mcmc-jags.sourceforge.io/](https://mcmc-jags.sourceforge.io/)

⁵ [https:// mc-stan.org/](https://mc-stan.org/)

⁶ [https:// www.pymc.io/welcome.html](https://www.pymc.io/welcome.html)

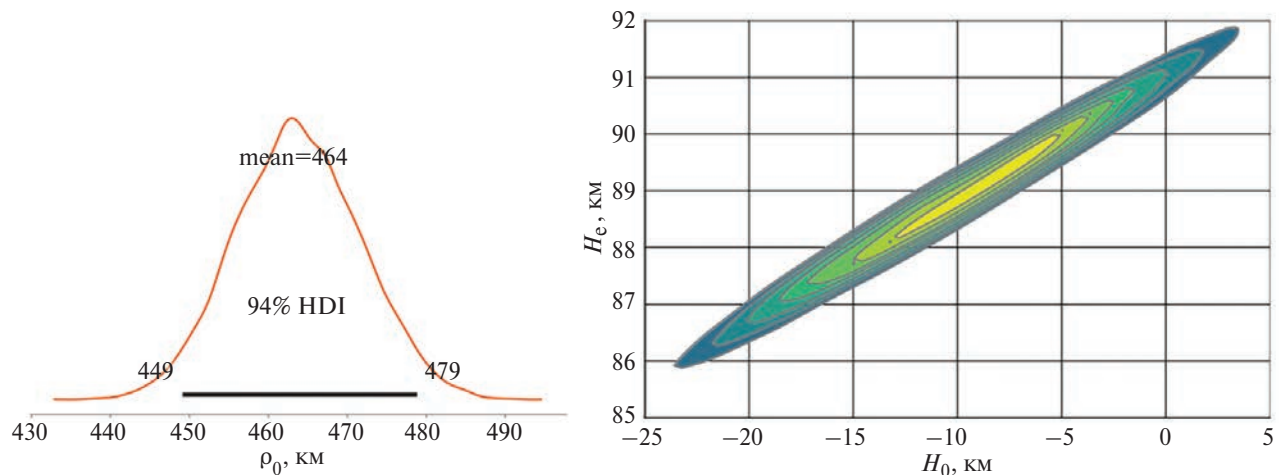


Рис. 3: Постериорное распределение для события ELVES20190512. Слева — одномерное распределение расстояния до центра кольца ρ_0 , справа — двумерное распределение высоты источника ЭМИ H_0 и высоты свечения H_e .

(449, 479) км. Контурсы на рис. 3 справа проведены для HDI = 10% (внутренний), 20%, ..., 70%.

Ввиду того, что одномерные распределения имеют гауссоподобную форму (что во многом связано с объемом информации, передаваемым в данных — почти 700 оценок T_i), результаты реконструкции можно сформулировать и как постериорное среднее плюс / минус стандартное отклонение: $x_0 = 381.5 \pm 6.5$, $y_0 = -263.8 \pm 4.5$, $H_0 = -10.0 \pm 8.5$, $H_e = 88.9 \pm 1.9$ (все в километрах).

Видно (см. рис. 3 справа), что оценки H_0 и H_e сильно скоррелированы — это одна из причин, почему в данном методе довольно трудно оценить высоту источника ЭМИ без дополнительной информации о высоте H_e . В частности, даже несмотря на большой объем данных в этом событии, неопределенность оценки H_0 высока (отрицательное значение постериорного среднего не должно смущать, так как физически разумные значения для молнии по типу облако — земля, 1...5 км, находятся в пределах 2σ).

Постериорная оценка параметра v равна 3.3 ± 0.5 , т.е. данные свидетельствуют, что распределение ошибок измерений заметно отличается от нормального.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Важно подчеркнуть, что выбранный тип данных, время пика сигнала T , дает информацию как о локализации источника ЭМИ, так и о высоте, на которой генерируется под его воздействием свечение. Как следствие, байесовский вывод позволяет делать предсказания по обоим параметрам, H_0 и H_e . Однако само понятие высоты слоя свечения несколько условно, потому что моделирование в рамках FDTD-моделей совместной системы уравнений Максвелла и Ланжевена (см., например,

[26, 27]) свидетельствует, что область свечения от типичного молниевых разряда облако — земля имеет значительный размер по высоте (несколько километров). Таким образом, предложенная в настоящей работе простая модель позволяет оценивать лишь некоторую эффективную высоту свечения. Для более детального анализа ситуации нужна и более сложная модель, учитывающая эту «неплоскостность» эльфа.

Для событий, подобных ELVES0190512, для которых в поле зрения детектора попадает лишь малая часть всего кольца свечения, кривизна кольца относительно невелика (поздние стадии развития эльфа). По кинематическим данным трудно локализовать источник ЭМИ с высокой точностью — можно показать, что для таких событий H_0 и ρ_0 постериорно сильно скоррелированы.

С другой стороны, байесовская реконструкция таких событий приводит к сильным ограничениям на возможный интервал значений H_e (обратите внимание, как уменьшилось стандартное отклонение H_e для ELVES0190512 при переходе от априорного к постериорному распределению, см. также рис. 3 справа), если ввести разумные предположения о параметре H_0 [28] (например, в форме прайора на него, предварительно переписав модель через H_0 вместо z_0). В частности, для двух из зарегистрированных Mini-EUSO эльфов, монте-карловское сэмплирование сходится только при локализации параметра H_e , достоверно отличного от референсной высоты в 90 км. Для одного события постериорное распределение позиционирует свечения на эффективной высоте около 80 км, для другого — ближе к 95 км. Второе из этих событий, ELVES20200821 (см. рис. 4 слева), наряду с ELVES0190512, относится к одному из самых крупномасштабных: на момент регистрации диаметр кольца свечения превышал 800 км.

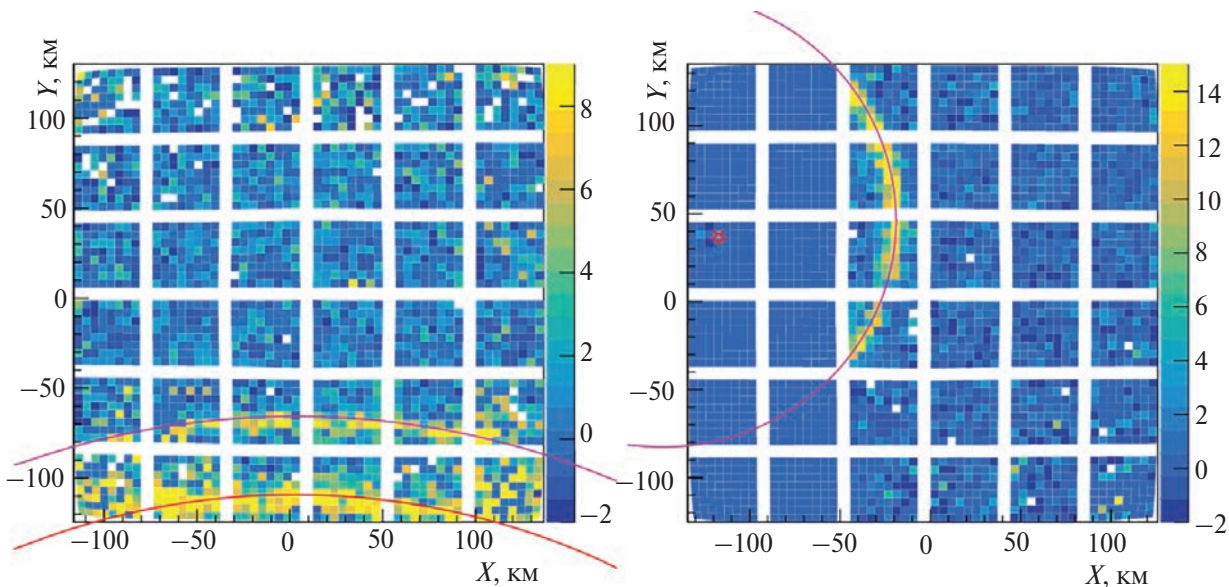


Рис. 4: Слева — событие ELVES20200821, представляющее собой последовательность колец свечения гигантского диаметра. Справа — событие ELVES20200526, для которого удастся локализовать источник ЭМИ (звездочка слева указывает направление на источник).

На самом деле это событие имеет сложный характер и представляет собой последовательность колец — на рисунке хорошо просматривается второе кольцо, отстающее по времени от первого примерно на 100...150 мкс (неопределенность оценки связана с широким профилем сигнала второго кольца). Впервые регистрация многократных эльфов из космоса была произведена детектором «ТУС» [16, 29]. Двойные эльфы могут быть связаны с отражением ЭМИ от проводящей поверхности. В этом случае задержка сигнала может стать надежным способом оценки H_0 , слабо коррелирующей с H_e [30].

На рис. 4 справа изображено событие другого типа — благодаря большой кривизне кольца для него удастся локализовать источник ЭМИ как в горизонтальной плоскости, так и по высоте. Для ELVES20200526 $H_0 = 3.4 \pm 5.7$ км, причем ошибка напрямую связана с неопределенностью H_e . Обратите внимание, что несмотря на переключения в режим пониженной чувствительности 24 МАФЭУ, расположенных в левой части фотоприемника, область разряда просматривается, и она практически совпадает с направлением на реконструированный источник.

Реконструкция по меньшей мере двух зарегистрированных Mini-EUSO эльфов локализует источник ЭМИ относительно высоко — предварительные оценки дают H_0 вблизи 11 и 29 км (во втором случае — со значительной неопределенностью, $\sigma_{H_0} > 10$ км). Такое высокое расположение разряда может удивить, так как значения находятся на границе и выше тропопаузы, однако ЭМИ от разрядов на таких высотах регистрируются [31, 32]. Это

может означать, что речь идет о так называемом компактном внутриоблачном разряде или CID (от англ. compact intracloud discharge), которому сейчас все чаще отводят важную роль в механизме инициации молний [33, 30]. Для таких событий можно расширить набор данных, включив в него время каждого из пиков в активном сигнале. При этом вероятностную модель реконструкции целесообразно формулировать в виде двух блоков. В первом — оценить H_0 (и другие параметры) по временной задержке между пиками в тех каналах, где такие многократные пики надежно идентифицируются, а во втором — перейти к предложенной в настоящей работе модели, выбирая в качестве прайоров распределения, полученные на первом этапе.

В настоящей работе вероятностная модель включает в себя только локализацию источника ЭМИ, но не его ориентацию. По этой причине в качестве данных достаточно было выбрать время пика активного канала. На самом деле, как нетрудно убедиться, амплитуда сигнала меняется вдоль кольца, что, по всей видимости, связано с невертикальной ориентацией эффективного диполя разряда. Если дополнить в качестве данных D информацией не только о положении пика(ов) во времени T , но и его (их) величине A (амплитуде или суммарном сигнале), то можно сформулировать расширенную модель, в которой в качестве неизвестных параметров будут дополнительно входить и углы ориентации диполя. В настоящий момент завершается работа по детальному анализу активных сигналов всех зарегистрированных Mini-EUSO эльфов, первые результаты доступны в работе [22]. Эта работа по выявлению «морфологии

сигналов» поможет, в частности, выяснить какие из многопиковых событий являются следствием отражения от земли, а какие — проявлением сложной структуры импульса тока самого разряда [27, 30].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Орбитальное «фотографирование» эльфа — способ проникнуть внутрь грозовой тучи. В этом динамическом отпечатке электрического разряда зашифрована информация о целом комплексе явлений, связанном с грозовой активностью — как во время самого молниевых разряда, так и в период, непосредственно предшествующий ему, т.е. при инициации молнии.

Детектор «УФ атмосфера» (Mini-EUSO), наблюдающий атмосферу с борта МКС, получил детальные данные более трех десятков событий типа эльф, частично или полностью попавших в его поле зрения. Впечатляет масштаб зарегистрированных событий: с учетом того, что на данный момент обработан еще далеко не весь объем данных детектора, и его работа продолжается. Вполне ожидаемо обнаружить в будущем эльф диаметром до 1000 км — возможность обнаружения эльфов столь больших размеров появилась благодаря довольно высокой чувствительности Mini-EUSO.

В настоящей работе построена вероятностная модель реконструкции эльфов, реализованная методами вероятностного программирования в PyMC. На нескольких примерах событий, зарегистрированных Mini-EUSO, показано применение байесовской реконструкции положения электрического разряда, породившего эльф, и высоты свечения. Намечены пути дальнейшего усовершенствования модели, позволяющей оценивать ориентацию разряда и структуру импульса тока в разряде, а также учитывать дополнительную информацию при отражении сигнала от поверхности земли.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Данная работа выполнена при финансовой поддержке ГК Роскосмос и при участии коллаборации JEM-EUSO. Статья подготовлена по материалам исследований, выполненных в космическом эксперименте «УФ атмосфера» на российском сегменте МКС.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Casolino M., Klimov P., Piotrowski L.* Observation of ultra high energy cosmic rays from space: Status and

perspectives // *Progress of Theoretical and Experimental Physics*. 2017. Iss. 12. Art. ID. 12A107. <https://doi.org/10.1093/ptep/ptx169>

2. *Capel F., Belov A., Casolino M. et al.* Mini-EUSO: A high resolution detector for the study of terrestrial and cosmic UV emission from the International Space Station // *Advances in Space Research*. 2018. V. 62. Iss. 10. P. 2954–2965. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2017.08.030>
3. *Bacholle S., Barrillon P., Battisti M. et al.* Mini-EUSO mission to study Earth UV emissions on board the ISS // *The Astrophysical Journal Supplement Series*. 2021. V. 253. Iss. 2. P. 36. <https://doi.org/10.3847/1538-4365/abd93d>
4. *Capel F., Belov A., Cambiè G. et al.* Mini-EUSO data acquisition and control software // *J. Astronomical Telescopes, Instruments and Systems*. 2019. V. 5. Iss. 4. <https://doi.org/10.1117/1.JATIS.5.4.044009>
5. *Casolino M., Barghini D., Battisti M. et al.* Observation of night-time emissions of the Earth in the near UV range from the International Space Station with the Mini-EUSO detector // *Remote Sensing of Environment*. 2023. V. 284. Art. ID. 113336. <https://doi.org/10.1016/j.rse.2022.113336>
6. *Belov A., Bertaina M., Capel F. et al.* The integration and testing of the Mini-EUSO multi-level trigger system // *Advances in Space Research*. 2018. V. 62. Iss. 10. P. 2966–2976. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2017.10.044>
7. *Bertaina M., Barghini D., Battisti M. et al.* Description and performance results of the trigger logic of TUS and Mini-EUSO to search for Ultra-High Energy Cosmic Rays from space // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. 2023. V. 1045. Art. ID. 167601. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2022.167601>
8. JEM-EUSO Collaboration Science of atmospheric phenomena with JEM-EUSO // *Experimental Astronomy*. 2015. V. 40. P. 239–251. <https://doi.org/10.1007/s10686-014-9431-0>
9. *Marcelli L., Arnone E., Barghini M. et al.* Observation of ELVES with Mini-EUSO telescope on board the International Space Station // *Proc. 37th International Cosmic Ray Conference*. 2021. <https://doi.org/10.22323/1.395.0367>
10. *Inan U.S., Bell T.F., Rodriguez J.V.* Heating and ionization of the lower ionosphere by lightning // *Geophysical Research Letters*. 1991. V. 18. Iss. 4. P. 705–708. <https://doi.org/10.1029/91GL00364>
11. *Fukunishi H., Takahashi Y., Kubota M. et al.* Elves: Lightning-induced transient luminous events in the lower ionosphere // *Geophysical Research Letters*. 1996. V. 23. Iss. 16. P. 2157–2160. <https://doi.org/10.1029/96GL01979>
12. *Chang S.C., Kuo C.L., Lee L.J. et al.* ISUAL far-ultraviolet events, elves, and lightning current //

- J. Geophysical Research: Space Physics. 2010. V. 115. Iss. A7.
<https://doi.org/10.1029/2009JA014861>
13. Newsome R.T., Inan U.S. Free-running ground-based photometric array imaging of transient luminous events // J. Geophysical Research: Space Physics. 2010. V. 115. Iss. A7.
<https://doi.org/10.1029/2009JA014834>
 14. Boeck W.L., Vaughan O.Jr., Blakeslee R. et al. Lightning induced brightening in the airglow layer // Geophysical Research Letters. 1992. V. 19. Iss. 2. P. 99–102.
<https://doi.org/10.1029/91GL03168>
 15. Chern J.L., Hsu R.R., Su H.T. et al. Global survey of upper atmospheric transient luminous events on the ROCSAT-2 satellite // J. Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics. 2003. V. 65. Iss. 5. P. 647–659.
[https://doi.org/10.1016/S1364-6826\(02\)00317-6](https://doi.org/10.1016/S1364-6826(02)00317-6)
 16. Klimov P., Khrenov B., Kaznacheeva M. et al. Remote sensing of the atmosphere by the ultraviolet detector TUS onboard the Lomonosov satellite // Remote Sensing. 2019. V. 11. Iss. 20. Art. ID. 2449.
<https://doi.org/10.3390/rs11202449>
 17. Klimov P.A., Sharakin S.A., Kaznacheeva M.A. Double elves measured by the TUS space detector // Proc. Intern. Conf. Atmosphere, Ionosphere, Safety. 2020. P. 137–140.
 18. Chen A.B., Kuo C.L., Lee Y.J. et al. Global distributions and occurrence rates of transient luminous events // J. Geophysical Research: Space Physics. 2008. V. 113. Iss. A8.
<https://doi.org/10.1029/2008JA013101>
 19. Adashko J.G., Gurevich A. Nonlinear Phenomena in the Ionosphere. Book Series. Physics and Chemistry in Space. Springer Berlin Heidelberg, 1978.
<https://doi.org/10.1007/978-3-642-87649-3>
 20. Taranenko Y.N., Inan U.S., Bell T.F. Interaction with the lower ionosphere of electromagnetic pulses from lightning: heating, attachment, and ionization // Geophysical Research Letters. 1993. V. 20. Iss. 15. P. 1539–1542.
 21. Piotrowski L.W. for the JEM-EUSO Collaboration. A search for Elves in Mini-EUSO data using CNN-based one-class classifier // Proceedings of Science. 2023. V. 444. Art. ID. 333.
<https://doi.org/10.22323/1.444.0333>
 22. Romoli G. for the JEM-EUSO Collaboration. Study of multiple ring ELVES with the Mini-EUSO telescope on-board the International Space Station // Proceedings of Science. 2023. V. 444. Art. ID. 223.
<https://doi.org/10.22323/1.444.0223>
 23. Jaynes E.T. Probability theory: The logic of science. Cambridge University Press, 2003.
 24. Sivia D.S., Skilling J. Data Analysis: A Bayesian Tutorial (Oxford science publications). Oxford University Press, 2006.
 25. Martin O. Bayesian Analysis with Python: Introduction to statistical modeling and probabilistic programming using PyMC3 and ArviZ. Packt Publishing Ltd, 2018.
 26. Inan U.S., Sampson W.A., Taranenko Y.N. Space-time structure of optical flashes and ionization changes produced by lightning-EMP // Geophysical Research Letters. 1996. V. 23. Iss. 2. P. 133–136.
<https://doi.org/10.1029/95GL03816>
 27. Marshall R.A. An improved model of the lightning electromagnetic field interaction with the D-region ionosphere // J. Geophysical Research: Space Physics. 2012. V. 117. Iss. A3.
<https://doi.org/10.1029/2011JA017408>
 28. Uman M.A. Lightning. Courier Corporation, 2012.
 29. Kaznacheeva M.A., Klimov P.A., Khrenov B.A. Transient UV background when registering EASes with the TUS orbital detector // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics. 2019. V. 83. P. 1024–1027.
<https://doi.org/10.3103/S1062873819080173>
 30. Marshall R.A., Da Silva C.L., Pasko V.P. Elve doublets and compact intracloud discharges // Geophysical Research Letters. 2015. V. 42. Iss. 14. P. 6112–6119.
<https://doi.org/10.1002/2015GL064862>
 31. Smith D.A., Heavner M.J., Jacobson A.R. et al. A method for determining intracloud lightning and ionospheric heights from VLF/LF electric field records // Radio Science. 2004. V. 39. Iss. 1. P. 1–11.
<https://doi.org/10.1029/2002RS002790>
 32. Nag A., Rakov V.A., Cramer J.A. Remote measurements of currents in cloud lightning discharges // IEEE transactions on electromagnetic compatibility. 2010. V. 53. Iss. 2. P. 407–413.
 33. Kostinskiy A.Y., Marshall T.C., Stolzenburg M. The mechanism of the origin and development of lightning from initiating event to initial breakdown pulses (v. 2) // J. Geophysical Research: Atmospheres. 2020. V. 125. Iss. 22. Art. ID. e2020JD033191.
<https://doi.org/10.1029/2020JD033191>

УДК: 550.385

О СОГЛАСОВАННОЙ ДИНАМИКЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ И ПОТОКОВ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ В ОБЛАСТИ ГЕОСТАЦИОНАРНОЙ ОРБИТЫ

© 2024 г. Н. А. Власова^{1, *}, В. В. Калегаев^{1, 2}

¹Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скобельцына
Московского государственного университета имени М. В. Ломоносова, Москва, Россия

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

*e-mail: nav19iv@gmail.com

Поступила в редакцию 17.08.2023

После доработки 15.09.2023

Принята к публикации 15.09.2023

Представлены результаты исследования динамики магнитного поля и потоков электронов внешнего радиационного пояса Земли с энергией >2 МэВ по данным геостационарного спутника GOES-15 в течение достаточно длительного (16.X.2016–16.II.2017) периода умеренной и слабой геомагнитной активности, вызванной приходом к Земле череды высокоскоростных потоков солнечного ветра. Основные вариации потока электронов в области геостационарной орбиты вызваны перемещением, замедлением и ускорением частиц внешнего радиационного пояса Земли под воздействием геомагнитной активности. Результаты сравнительного анализа вариаций потоков электронов и компонент магнитосферного поля свидетельствуют о преимущественном влиянии величины и структуры магнитосферного поля на динамику потоков релятивистских электронов внешнего радиационного пояса. Изменения в компонентах магнитосферного магнитного поля и в потоках электронов — составные части единого процесса, происходящего вместе с изменениями магнитосферы как единого целого.

DOI: 10.31857/S0023420624040058, EDN: JJCCZT

ВВЕДЕНИЕ

Радиационные пояса Земли — структурное образование в магнитосфере, существующее благодаря наличию достаточно сильного внутреннего, квазидипольного магнитного поля и замкнутости его силовых линий, за счет чего и происходит захват заряженных энергичных частиц. Наряду с внутриземными источниками магнитного поля, магнитосфера содержит крупномасштабные токовые системы (токи на магнитопаузе, токи хвоста, кольцевой ток), сформировавшиеся и меняющиеся под воздействием межпланетной среды: солнечного ветра (СВ) и межпланетного магнитного поля (ММП) [1]. Структура магнитосферы определяется суперпозицией внутреннего поля и поля внешних источников. Таким образом, магнитосфера — динамичная структура, меняющаяся во времени. Наиболее изменчива внешняя магнитосфера, в которой магнитное поле магнитосферных токов сопоставимо или превышает внутреннее магнитное поле Земли [2]. В то же время, магнитосфера — самосогласованная система, реакция которой на внешнее воздействие зависит от ее текущего состояния и не связана однозначно с мгновенными значениями параметров солнечного ветра: одни

и те же условия в солнечном ветре могут воздействовать на магнитосферу по-разному, в зависимости от предыстории, то есть от ее внутреннего состояния.

Движение заряженных частиц в магнитосфере контролируется магнитным полем. Наиболее стабильны потоки частиц радиационных поясов во внутренней магнитосфере, где доминирует внутриземное магнитное поле, испытывающее медленные, вековые вариации. С удалением от Земли потоки захваченных частиц начинают испытывать вариации, связанные с изменениями в магнитосферных токовых системах.

Сильную изменчивость внешнего электронного радиационного пояса показали результаты исследования уже на искусственном спутнике Земли (ИСЗ) серии «Электрон» (см., например, [3]). Результаты статистического исследования 276 умеренных и средних магнитных бурь ($|Dst|_{\max} > 50$ нТл) по данным геостационарных спутников показали, что на фазе восстановления в ~53% бурь поток электронов увеличивается, в 19% — уменьшается и в 28% — остается без изменения [4]. Основные процессы, приводящие к ускорению электронов, происходят во внутренней магнитосфере.

На геостационарной орбите видны только отголоски этих процессов на фоне крупномасштабных вариаций потоков частиц, связанных с возмущениями магнитосферного поля. Аналогичные статистические исследования по 78 бурям на основе данных, полученных в сердцевине внешнего радиационного пояса космическим аппаратом (КА) *Van Allen Probes*, дали следующие результаты: 45%, 32% и 23%, соответственно [5].

Для объяснения уменьшения интенсивности потока энергичных электронов внешнего радиационного пояса Земли на главной фазе магнитной бури в работе [6] был предложен механизм, связанный с адиабатическим расширением дрейфовых оболочек внутренней магнитосферы при сохранении третьего адиабатического инварианта. Сохранение первого инварианта приводит к понижению энергии частиц, попадающих в область с ослабленным магнитным полем. Наряду с процессом переформирования внешнего радиационного пояса под действием вариаций магнитного поля, конечно, действуют и механизмы, приводящие к потерям частиц. Высыпания частиц при взаимодействии с волнами вследствие питч-угловой диффузии и потери электронов при смещении магнитопаузы на главной фазе магнитной бури — основные механизмы потерь частиц [7]. Резонансное взаимодействие частиц с волнами разной природы (электромагнитные ионные циклотронные волны, *англ.* electromagnetic ion cyclotron (EMIC) waves; хоровые волны, *англ.* chorus waves; плазмасферные шипения, *англ.* plasmaspheric hiss), а также с их комбинациями может приводить к их высыпаниям в атмосферу (см., например, [8, 9]). В работе [10] приведены результаты оценки потоков электронов, высыпающихся из внешнего радиационного пояса на $L = 3.5–6$ 19.I.2013, в диапазоне энергий 0.58–1.63 МэВ: 6.8% от общего потока. С самого начала развития теории радиационных поясов, которая основывалась на результатах экспериментальных исследований, выделялось три наиболее фундаментальных процесса, управляющих основной массой частиц: инжекция в область захваченной радиации; радиальная диффузия, сопровождающаяся адиабатическим ускорением, и потери частиц [11]. В теории Б. А. Тверского [7] перенос частиц поперек дрейфовых оболочек может происходить при магнитных возмущениях типа внезапных импульсов, впервые рассмотренных Е. Паркером [12]. Теория радиальной диффузии вследствие возникновения индукционных электрических полей при внезапных импульсах магнитного поля обосновывает существование диффузионных волн потоков релятивистских электронов [7]. По данным КА *ГЛОНАСС* показано, что экспериментально полученная скорость диффузионных волн соответствует теории диффузии под действием внезапных импульсов [13]. Механизм «ударной» инжекции частиц под действием внезапного биполярного

импульса магнитного поля SSC дал возможность объяснить данные КА *CRRES* 24.III.1991 по формированию в течение ~ 1 мин радиационного пояса электронов с энергией ~ 15 МэВ с максимумом на $L = 2.2–2.6$ [14].

Экспериментальное подтверждение зависимости динамики потока релятивистских электронов внешнего радиационного пояса Земли от вариаций магнитного поля во время бурь было представлено в работе [15]. По данным низковысотных полярных спутников была получена эмпирическая зависимость положения максимума пояса инжектированных во время магнитных бурь релятивистских электронов ($L_{\max}$) от максимальной амплитуды бури: $|Dst|_{\max} = 2.75 \cdot 10^4 \cdot L_{\max}^{-4}$. Результаты исследования магнитных бурь с возрастанием потоков электронов на фазе восстановления по данным, полученным в сердцевине внешнего радиационного пояса на КА *Van Allen Probes*, показали согласие с этой эмпирической зависимостью [5]. Теоретическое обоснование эмпирической зависимости было представлено в работе [16].

Для пополнения радиационного пояса новыми ускоренными частицами предлагаются несколько механизмов. «Буревая» инжекция — процесс, состоящий из двух этапов и ускоряющий популяции частиц плазменного слоя под воздействием сначала суббуревой активности (до первых сотен кэВ), а затем за счет взаимодействия с волнами до субрелятивистских и релятивистских энергий (см., например, обзор [17] и ссылки в нем). В качестве главных механизмов ускорения электронов до релятивистских энергий рассматриваются резонансное взаимодействие между электронами и очень низкочастотными (ОНЧ) волнами (см, например, [18, 20]) и радиальная диффузия электронов под воздействием ультранизкочастотных (УНЧ) волн (см, например, [20]). Развиваются идеи локального ускорения электронов волнами типа «хоров» (см., например, [20]).

Основными механизмами потерь частиц на главной фазе геомагнитной бури считаются высыпания частиц при взаимодействии с волнами вследствие питч-угловой диффузии и потери электронов при смещении магнитопаузы [7]. В результате резонансного взаимодействия с волнами разной природы происходит изменение питч-углового распределения захваченных частиц, приводящее к их высыпанию в атмосферу из конуса потерь [8, 9]. Увеличение давления солнечного ветра может привести к компрессии магнитосферы, при этом внешняя часть популяции захваченных электронов может оказаться на разомкнутых L -оболочках. Результатом такого процесса становится выход энергичных электронов за пределы магнитосферы [21].

Цель данной работы — на основе результатов анализа экспериментальных данных с космических

аппаратов дать объяснение вариациям потоков релятивистских электронов в области геостационарной орбиты (ГСО), которые могут быть инициированы динамическим воздействием меняющегося во время бури магнитосферного магнитного поля.

ИСТОЧНИКИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Работа основана на результатах анализа экспериментальных данных по потокам релятивистских электронов внешнего радиационного пояса Земли с энергией (E) > 2 МэВ и измерений магнитного поля прибором SEM (англ. Space Environment Monitor) на ИСЗ *GOES-15* (<http://www.ngdc.noaa.gov/stp/satellite/goes>). ИСЗ *GOES-15* находится на геостационарной орбите на 120° з.д.

Для исследования состояния межпланетной среды использовались экспериментальные данные с КА *ACE* (<https://izw1.caltech.edu/ACE/ASC/>).

Магнитосферная активность Земли характеризовалась магнитными индексами: *Dst*-вариацией, *AE* и *AL* индексами (<http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/wdc/Sec3.html>).

Рисунки для статьи созданы на сайте центра данных оперативного космического мониторинга (ЦДОКМ) НИИЯФ МГУ, который обеспечивает доступ к оперативным данным космических экспериментов и моделям оперативного прогнозирования явлений космической погоды. На сайте ЦДОКМ «Космическая погода» (<https://swx.sinp.msu.ru/>) собраны данные, необходимые для оценки и анализа радиационной обстановки не только в околоземном космическом пространстве, но и в межпланетной среде. Усовершенствованные графические приложения дают возможность проводить сравнительный анализ как экспериментальных данных, так и результатов моделирования.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Динамика радиационных поясов Земли зависит от состояния магнитосферного магнитного поля, находящегося под воздействием межпланетной среды, меняющейся в зависимости от солнечной активности и от фазы солнечного цикла. На спаде солнечной активности наблюдаемые вариации потоков релятивистских электронов внешнего радиационного пояса, как правило, связаны с магнитными возмущениями, развивающимися под воздействием высокоскоростных потоков солнечного ветра [22, 13].

Временной интервал с 16.X.2016 по 16.II.2017 приходится на позднюю фазу спада 24-го цикла солнечной активности (2019 г. — последний год цикла) и интересен для исследования динамики релятивистских электронов внешнего радиационного

пояса Земли тем, что в этот период магнитосфера испытала воздействие нескольких высокоскоростных потоков солнечного ветра, откликом на которые стали магнитные возмущения и сильные вариации потоков релятивистских электронов, в частности, на геостационарной орбите. Временные профили некоторых параметров, которые играют основные роли в воздействии межпланетной среды на магнитосферу Земли, представлены на рис. 1: скорость и плотность солнечного ветра (рис. 1а) и B_z -компонента ММП (рис. 1б). В исследуемый период наблюдались эволюция нескольких корональных дыр, корональные выбросы массы и развитие спорадических явлений в межпланетной среде, ставших причиной высокоскоростных потоков солнечного ветра [23]. Воздействие межпланетной среды в виде ударных волн, импульсов давления СВ, преимущественно при южной ориентации ММП, вызывает сильную реакцию в магнитосфере. В исследуемый период реакцией магнитосферы на сильные вариации межпланетной среды стала последовательность геомагнитных возмущений различной мощности. В начале периода наблюдались три умеренные магнитные бури с $|Dst|_{\max} \geq 50$ нТл, последующие возмущения были более слабые (рис. 1в). На рис. 1д показан временной профиль потоков электронов внешнего радиационного пояса Земли с $E > 2$ МэВ по данным геостационарного ИСЗ *GOES-15*. На всех последующих рисунках будет представлен именно этот энергетический канал для измерения потока электронов по данным ИСЗ *GOES-15*. Можно видеть, что вариации потоков электронов с $E > 2$ МэВ ярко выраженные, коррелирующие с приходом высокоскоростных потоков, и максимальный поток электронов, практически во всех случаях, превышал 10^4 (см²·с·ср)⁻¹. Причинно-следственные связи явлений в межпланетной среде и магнитосферных процессов наглядно проявляются в очевидных корреляциях представленных на рис. 1 параметров. Чаше всего приход высокоскоростных потоков солнечного ветра предваряется возрастанием плотности солнечного ветра (рис. 1а) и, следовательно, импульсами давления (на рис. 1 не показано), а также переориентацией B_z -компоненты ММП на южное направление (рис. 1б). Результатом воздействия каждого высокоскоростного потока является депрессия магнитосферного поля — уменьшение *Dst* (рис. 1в) и, как следствие, сначала уменьшение, а потом рост потоков релятивистских электронов, в частности, на геостационарной орбите (рис. 1г). При этом не наблюдается прямой пропорциональности между величиной $|Dst|_{\max}$ и минимальной и максимальной величинами потоков электронов на геостационарной орбите. Этот эффект присутствует, как в изучаемый интервал времени (рис. 1), так и по результатам исследования 22 магнитных бурь в работе [24]. Сравнивая временные характеристики наблюдаемых параметров, можно видеть,

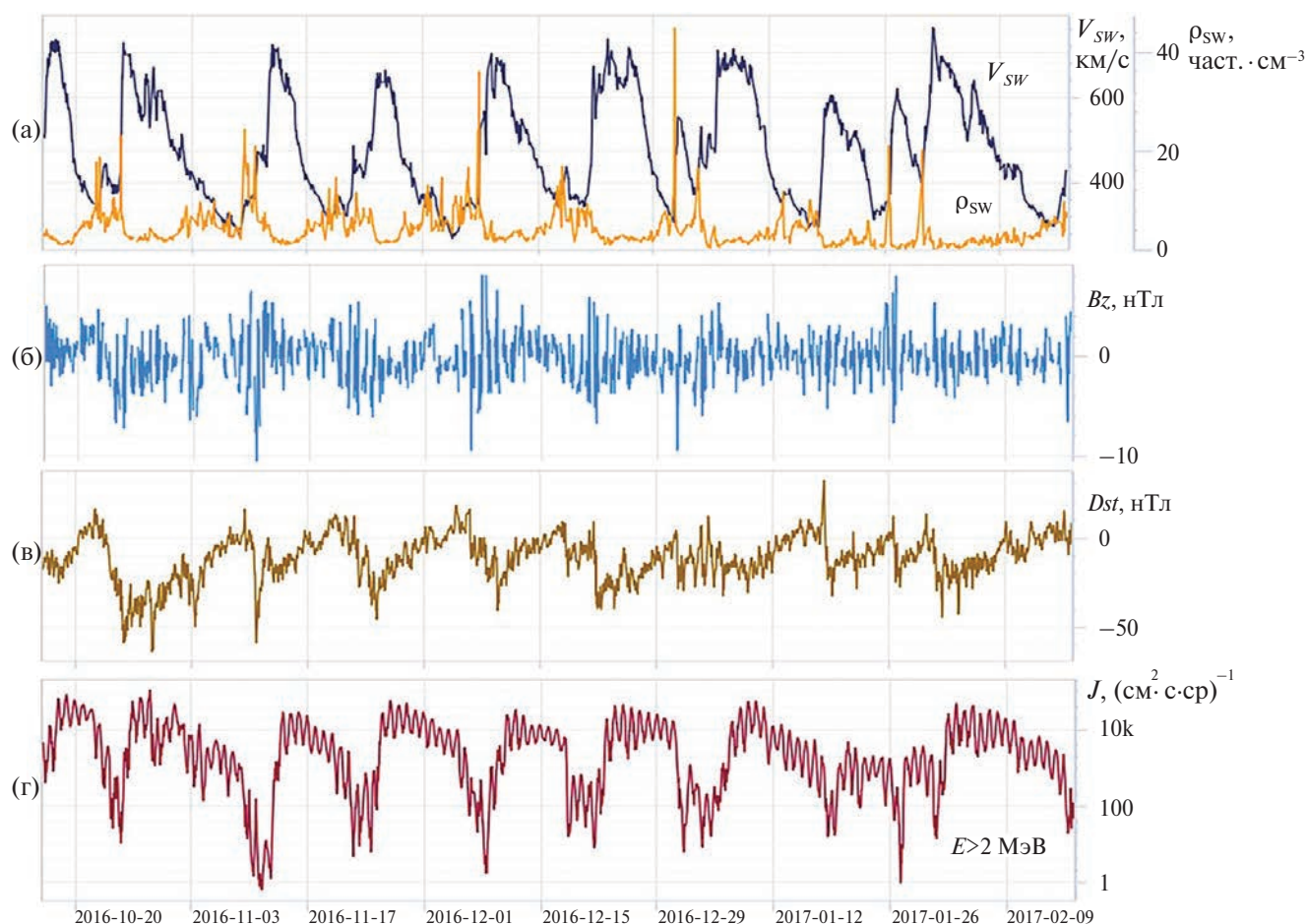


Рис. 1. Временные профили скорости — V_{sw} и плотности — ρ_{sw} солнечного ветра (а) и B_z -компоненты межпланетного магнитного поля (б) по данным КА ACE, Dst -вариации (в), потока электронов с $E > 2$ МэВ (г) по данным ИСЗ GOES-15 (16.X.2016–16.II.2017).

что периоды с увеличенной плотностью плазмы солнечного ветра и, соответственно, с увеличенным давлением, и с большими отрицательными величинами B_z -компоненты ММП существенно короче, чем периоды, когда скорость солнечного ветра близка к максимальным значениям. Каждая новая структура межпланетной среды воздействует на магнитосферу, передавая ей энергию и являясь триггером для развития магнитного возмущения. Отклик магнитосферы можно проследить по временному ходу Dst -вариации, который имеет свой собственный особый профиль, отличный от временных профилей параметров межпланетной среды (рис. 1).

Постараемся сравнить некоторые временные характеристики, присущие исследуемым параметрам. На рис. 2а на одной панели представлены временные профили скорости солнечного ветра и потоков электронов на геостационарной орбите. Учтена временная поправка, связанная с распространением потока солнечного ветра с орбиты КА ACE на расстоянии 1.5 млн км от Земли до

орбиты Земли (примерно 1 ч). Расчет параметров солнечного ветра на орбите Земли выполняется в ЦДОКМ НИИЯФ МГУ (https://swx.sinp.msu.ru/apps/solar_wind.php?gcm=1) в режиме реального времени. Сравнивая временные профили скорости солнечного ветра и потоков электронов на ГСО (рис. 2а), можно видеть, что, хотя каждому высокоскоростному потоку соответствует сначала спад, а затем возрастание потока электронов, профили существенно разнятся: время спада, минимума и роста потока электронов и время роста скорости СВ в каждом случае различаются. Синусообразные, быстрые (по сравнению с исследуемыми вариациями потоков электронов) вариации величин потоков электронов — суточные вариации, характерные для экспериментальных данных, полученных на геостационарной орбите. Суточные вариации на геостационарной орбите обусловлены различием величин магнитного поля на дневной и ночной сторонах орбиты: днем больше, ночью меньше.

Длительность периодов возрастания потоков электронов превосходит соответствующую

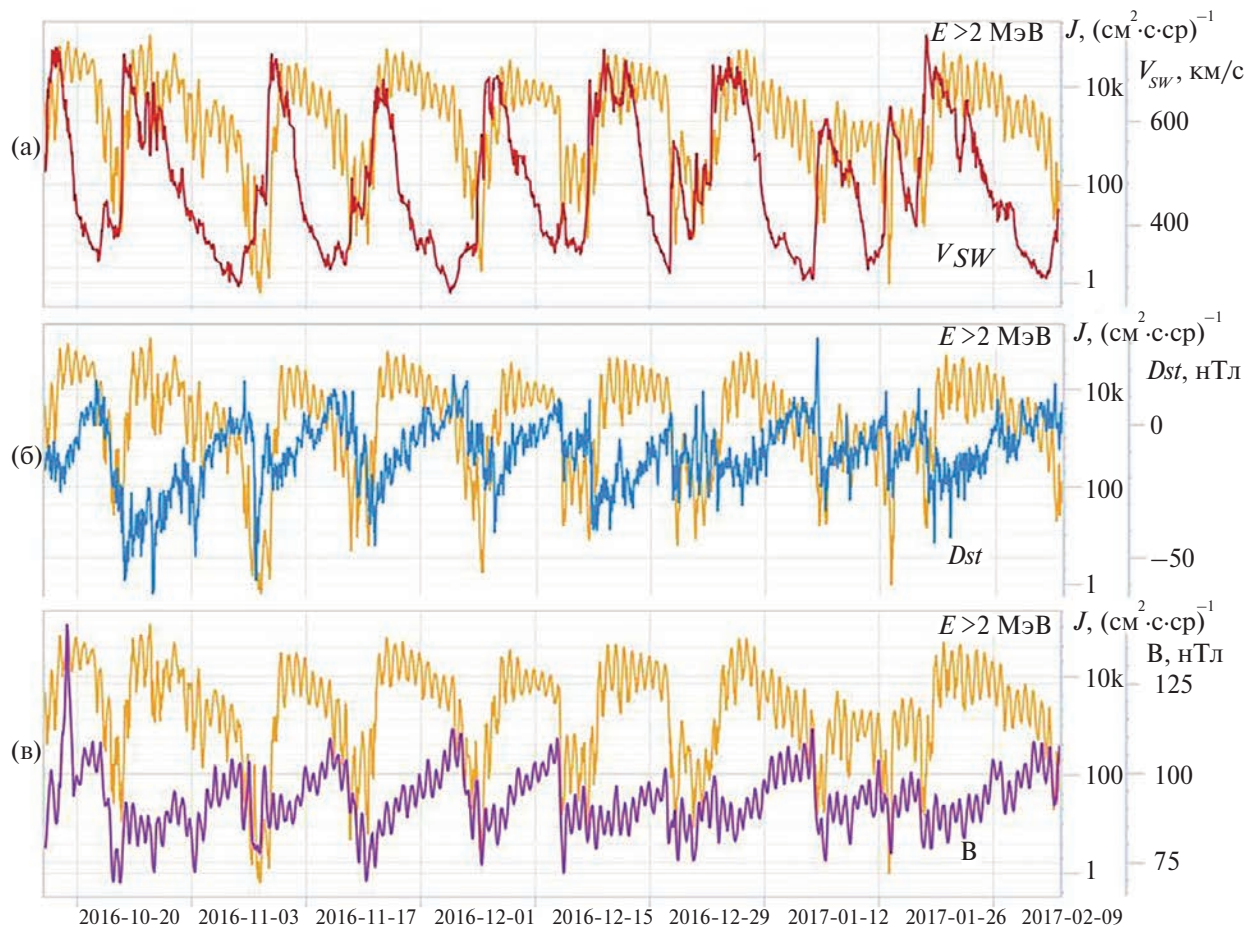


Рис. 2. Временные профили потока электронов и параметров: скорости солнечного ветра (а); Dst -вариации (б); усредненной величины модуля магнитного поля (в) 16.X.2016–16.II.2017.

длительность периодов регистрации высокоскоростных потоков СВ. Крутизна спадов сравниваемых величин совершенно различна. Можно сделать вывод, что возрастание скорости солнечного ветра является только одним из триггеров развития процессов в магнитосфере, приводящих к росту потока электронов, но форма временного профиля потока электронов, а, следовательно, и динамика потока электронов может определяться другими, в том числе, и внутримagnetосферными параметрами. Среди них можно выделить, как связанные с состоянием magnetосферных токовых систем, так и факторы, связанные с ускорением и потерями частиц под воздействием волновой активности. Наше исследование показывает, что первый набор факторов может играть доминирующую роль на фоне волновой активности.

Одним из таких параметров является Dst -вариация — геомагнитный индекс, сформированный по измерениям магнитного поля на поверхности Земли и используемый для характеристики магнитной обстановки в magnetосфере. В то же время и формы профилей потока электронов и Dst -вариации различаются очень существенно (рис. 2б).

Следует отметить, что крутой подъем потока электронов наблюдается вблизи минимума Dst -вариации, в течение длительного времени (несколько суток) величина потока электронов незначительно уменьшается, после чего происходит резкий спад, совпадающий с началом нового геомагнитного возмущения, новой депрессии магнитного поля (рис. 2б). Таким образом, в течение рассматриваемого периода наблюдаются квазипериодические вариации скорости солнечного ветра, величины магнитного индекса Dst и потока релятивистских электронов на ГСО. Несмотря на очевидную взаимосвязь этих процессов, можно видеть существенные различия в поведении временных профилей исследуемых параметров.

В работе использовалась экспериментальная информация по измерениям компонент магнитных полей в magnetосфере Земли на ИСЗ *GOES-15* и в межпланетной среде на КА *ACE*. Для выделения долговременных вариаций магнитных полей было применено усреднение данных методом скользящего среднего: значение в каждой точке рассчитывалось как среднее арифметическое значений в десяти предыдущих и в десяти последующих точках.

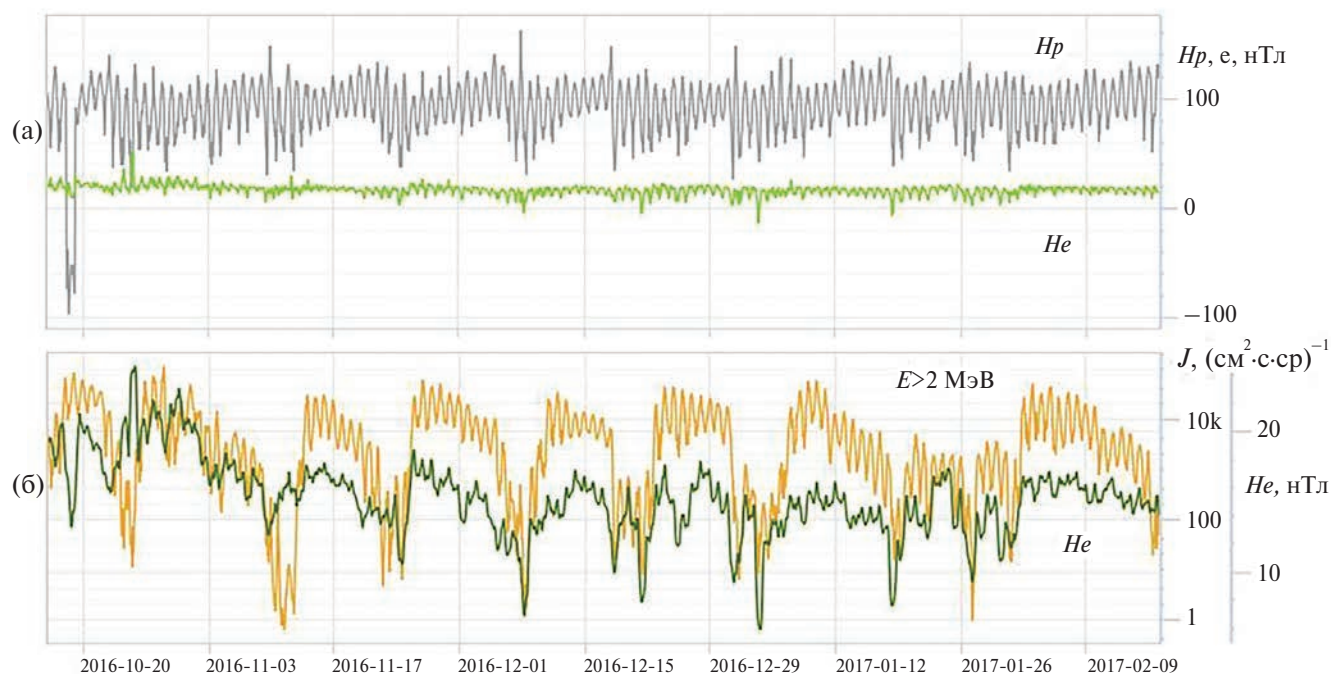


Рис. 3. Временные профили H_p - и H_e -компонент магнитного поля по данным ИСЗ GOES-15 (а) и потока электронов и усредненной величины H_e -компоненты магнитного поля (б) 16.X.2016–16.II.2017.

На рис. 2в представлены одновременные данные по потокам электронов и усредненные величины модуля магнитного поля по данным ИСЗ GOES-15. Можно видеть, что характеры временных профилей потоков электронов и модуля магнитного поля различаются примерно так же, как и при сравнении с Dst -вариацией (рис. 2б), что закономерно: величина магнитного поля на геостационарной орбите уменьшается на главной фазе бури, а затем постепенно увеличивается на фазе восстановления, до прихода следующей структуры межпланетной среды, вызывающей следующее возмущение. При этом поток электронов резко падает вместе с модулем магнитосферного магнитного поля на ГСО, после чего быстро восстанавливается и держится практически на одном уровне, обычно незначительно уменьшаясь, до быстрого падения с развитием следующей бури.

Наряду с модулем магнитного поля на ГСО рассмотрим вариации направления вектора поля. Спутники GOES измеряют H_p -, H_n - и H_e -компоненты поля, направленные, соответственно, перпендикулярно плоскости ГСО, в азимутальном (на восток) и в радиальном (к Земле) направлениях в плоскости географического экватора. Так как H_p компонента вносит основной вклад в величину модуля магнитного поля на геостационарной орбите, то выводы при сравнении динамики потоков электронов и модуля магнитного поля (рис. 2в) могут быть полностью отнесены и к H_p -компоненте. Соотношение величин H_p - и H_e -компонент характеризует степень отличия магнитного поля на

геостационарной орбите от дипольного. Представленные на одной панели (рис. 3а) профили величин H_p - и H_e -компонент магнитного поля демонстрируют различную динамику. H_e -компонента имеет существенно меньшую абсолютную величину, но ее роль становится значимой во время магнитных возмущений и особенно в ночном секторе магнитосферы. Здесь H_e -компонента направлена примерно вдоль оси X_{GSM} и характеризует, главным образом, интенсивность токовой системы хвоста магнитосферы. Временные профили потоков электронов и усредненной величины H_e -компоненты представлены на рис. 3б. Можно видеть, что в отличие от вариаций скорости и плотности солнечного ветра, Dst -индекса и модуля магнитного поля на ГСО, долговременные вариации усредненной H_e -компоненты соответствуют изменениям потоков электронов. В исследуемый период в начале каждого магнитосферного возмущения (бури), величина H_e -компоненты начинает уменьшаться и достигает наименьшего значения, примерно в максимуме бури, после чего быстро восстанавливается. Достигнув максимума, величина H_e -компоненты постепенно уменьшается. Представленные на одной панели профили H_e -компоненты магнитного поля и потока электронов свидетельствуют о наличии общих закономерностей в их временной эволюции.

ОБСУЖДЕНИЕ

Основы знаний о структуре и динамике радиационных поясов Земли и, в частности, внешнего электронного радиационного пояса, были заложены достаточно быстро после открытия радиационных поясов, в большой степени, благодаря экспериментальным данным, полученным с ИСЗ серии *Электрон*, которые были запущены на эллиптическую орбиту [25]. Уже само название обзора С.Н. Вернова с коллегами: «Потоки частиц во внешнем геомагнитном поле» [25] говорит о приоритетном факторе, влияющем на динамику потоков электронов внешнего радиационного пояса. Результаты анализа динамики потоков электронов внешнего радиационного пояса во время отдельных магнитных бурь в зависимости от вариаций параметров солнечного ветра и ММП свидетельствуют о повторяемости процессов, что можно наглядно видеть и на выбранном для исследования временном интервале: 16.X.2016–16.II.2017 (рис. 1). Наиболее существенное влияние на магнитосферу оказывает вариация скорости солнечного ветра (см., например, [26]). *Bz*-компонента ММП и ее вариации – ключевой фактор, определяющий состояние магнитосферы: поворот ММП к югу является одним из основных условий развития магнитной бури [27]. Южная компонента ММП характеризует темп пересоединения на магнитопаузе и интенсивность глобальной конвекции плазмы из хвоста магнитосферы в область захвата. В свою очередь, динамическое давление солнечного ветра влияет на положение магнитопаузы; возрастание давления при южном направлении ММП обеспечивает более эффективный перенос массы – энергии – импульса из солнечного ветра в магнитосферу.

Экспериментальным подтверждением существующих на сегодняшний день представлений о влиянии состояния межпланетной среды на магнитосферу являются представленные на рис. 1 временные профили параметров солнечного ветра и ММП, а также *Dst*-вариации и компонент магнитосферного поля на рис. 3 (16.X.2016–16.II.2017). Сравнительный анализ профилей потоков электронов и величины магнитного поля и его компонент на геостационарной орбите демонстрирует четкую корреляцию исследуемых параметров в условиях многократно повторяющихся магнитных возмущений.

В одной из первых статей по статистическому исследованию особенностей динамики потоков релятивистских электронов внешнего радиационного пояса Земли по данным с геостационарных спутников показано, что обычно во время бури происходит уменьшение потока электронов, а затем или восстановление, или превышение над добуриевым уровнем, или поток остается без изменений на низком уровне [4]. Магнитосферная буря в своем

развитии имеет несколько фаз. Рассмотрим одну из бурь (25.XI.2016), представленных на рис. 1, более подробно (рис. 4). На временных профилях выделены три интервала с различной динамикой потока электронов: уменьшение потока на главной фазе бури (левая область); минимальное значение потока и быстрый рост в максимуме бури и в самом начале фазы восстановления (центральная область); примерно постоянное значение потока на фазе восстановления бури (правая область). Периодические колебания потока электронов, *H_p*- и *He*-компонент магнитосферного поля (рис. 4а–в) – суточный ход, обусловленный более вытянутыми силовыми линиями магнитного поля в ночном секторе, что обеспечивает минимальные значения измеряемых величин.

Первый интервал, во время которого происходит уменьшение потока электронов, совпадает с главной фазой магнитной бури. Быстрое уменьшение потока электронов практически одновременно с уменьшением магнитного поля может быть объяснено адиабатическим эффектом, связанным с расширением *L*-оболочек, – *Dst*-эффектом [6]. В работе [7] отмечено, что при усилении потока солнечного ветра в хвосте магнитосферы интенсифицируется крупномасштабная конвекция. Возрастают электрическое поле конвекции и токи поперек хвоста магнитосферы, которые заметно деформируют силовые линии, вытягивая их на ночную сторону. Поток инжектированных из хвоста магнитосферы низкоэнергичных частиц проникает в более глубокие области внутренней магнитосферы. Длина силовых линий заметно возрастает, а напряженность поля в приэкваториальной области падает. В результате во время первой фазы магнитной бури, когда плазма проникает на периферию области захваченной радиации и вытягивает силовые линии в хвост, на соответствующих расстояниях от Земли должно наблюдаться резкое падение интенсивности высокоэнергичных частиц за счет адиабатического замедления частиц и роста объема силовых трубок в 10^2 – 10^3 раз.

Результаты, представленные в нашей работе, согласуются с выводами, сделанными в работе [28] на основе многоточечных наблюдений по данным КА *Van Allen Probes* и моделирования падения потока релятивистских электронов при понижении магнитного поля, связанном с инъекцией протонов. Описана связь между радиационным поясом и кольцевым током на главной фазе бури 27.V.2017. Результаты моделирования свидетельствуют о вытягивании силовых линий магнитного поля наружу в районе экватора на $\sim 0.5 R_E$ и об ослаблении поля примерно в четыре раза в течение нескольких минут. Вследствие бетатронного и Ферми-замедления при сохранении первого и второго адиабатических инвариантов поток релятивистских электронов

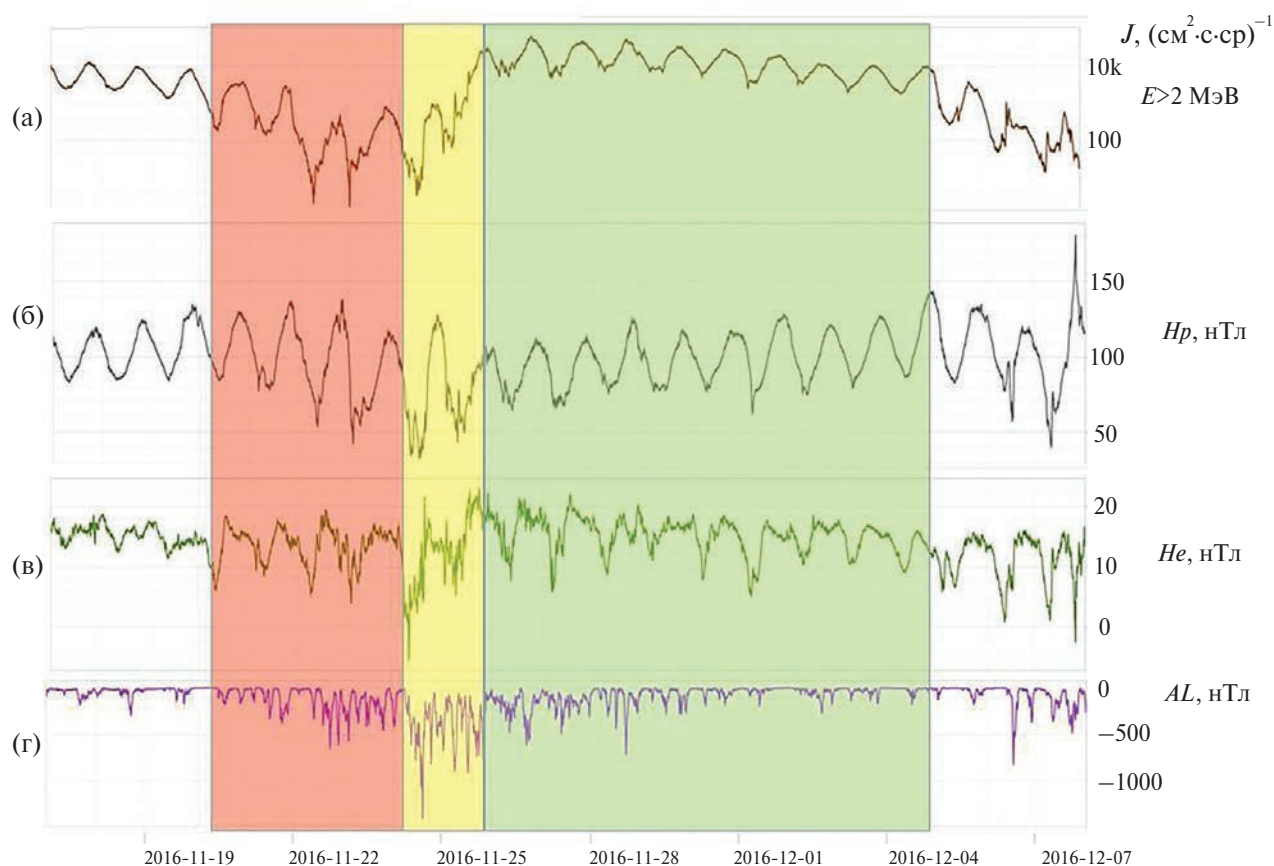


Рис. 4. Временные профили потока электронов (а), H_p - (б) и He -компонент (в) магнитного поля и AL -индекса (г) 17.XI – 07.XII.2016.

с энергией в несколько мегаэлектронвольт уменьшается на 2–3 порядка величины с изменением пич-углового распределения с почти плоского в максимуме до распределения с максимумами на $\sim 30^\circ$ и $\sim 150^\circ$.

Предлагаются и другие механизмы влияния топологии магнитосферного поля на динамику потоков электронов во время бури. Так в работе [19] дано следующее объяснение уменьшения потока электронов на главной фазе бури 07.IX.2002: частичный кольцевой ток может приводить к такому изменению топологии магнитного поля, в результате которого на дневной стороне образуется ловушка для электронов, в которой электроны могут быть стабильно захвачены в течение более чем 11 ч. Распад частичного кольцевого тока приводит к исчезновению ловушки и восстановлению движения электронов вокруг Земли. Представленные результаты свидетельствуют о перераспределении потоков электронов по энергии и пространству на главной фазе магнитной бури.

Проведем сравнительный анализ динамики потоков электронов и вариации магнитного поля в максимуме и на ранней фазе восстановления бури 25.XI.2016 (рис. 4, центральная область).

Незначительное увеличение H_p -компоненты магнитного поля наблюдается преимущественно в ночном секторе магнитосферы – рост минимальных значений (рис. 4б), в то время как на профиле потока электронов виден быстрый рост (рис. 4а). После минимальных значений в максимуме бури величина He -компоненты магнитного поля на ранней фазе восстановления демонстрирует быстрый рост (рис. 4в), синхронно с потоком электронов (рис. 4а). Как и было отмечено выше, практически во всех наблюдаемых в исследуемый интервал магнитных возмущениях быстрое восстановление потока электронов на ранней фазе восстановления бури совпадает с быстрым увеличением He -компоненты магнитного поля (рис. 3в). Увеличение He -компоненты магнитного поля после возмущений означает ослабление эффекта токов хвоста, так что вытянутые в хвост силовые линии втягиваются внутрь магнитосферы, а согласно работе [7] частицы испытывают сильное адиабатическое ускорение, и чем сильнее возмущение, тем более глубокие оболочки затрагиваются данным процессом. Увеличение амплитуды быстрых вариаций величины He -компоненты магнитного поля в этот период связано с суббуревой активностью, которая

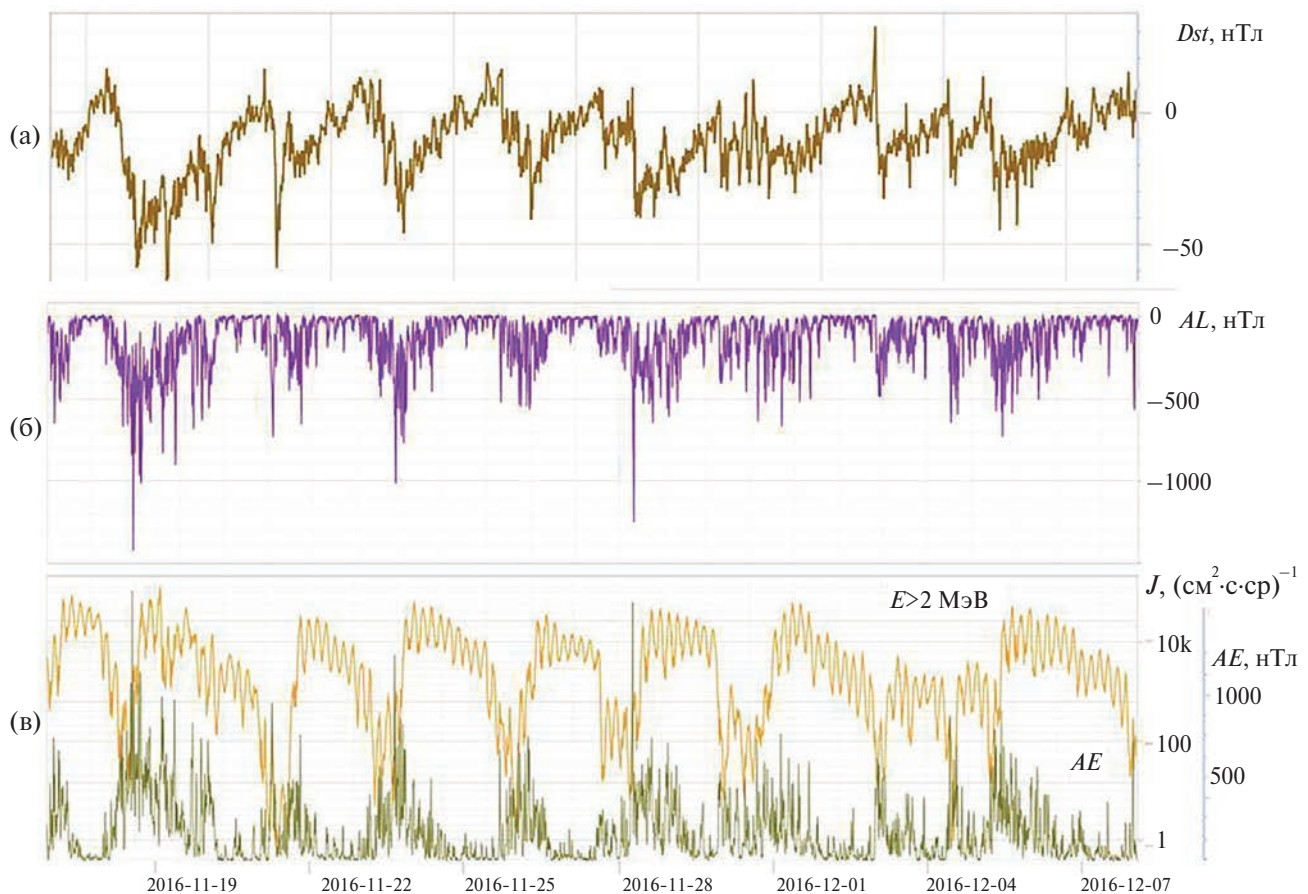


Рис. 5. Временные профили Dst -вариации (а), AL -индекса (б), потока электронов и AE -индекса (в) 16.X.2016–16.II.2017.

в данной буре была именно в максимуме и на ранней фазе восстановления бури (рис. 4г).

Для объяснения потоков энергичных электронов внешнего радиационного пояса, в том числе релятивистских электронов, спорадически появляющихся в магнитосфере, был предложен механизм ускорения этих электронов кратковременными импульсами электрического поля, которые возникают на ночной стороне при суббуревых возмущениях [29]. В работе [30] этот механизм существенно конкретизирован с учетом современных представлений о быстрых плазменных потоках в геомагнитном хвосте, о возникновении диполизационных фронтов, а также о возбуждении локализованных по местному времени продольно-резонансных полоидальных альвеновских колебаний, содержащих сильную компоненту электрического поля в направлении утро – вечер. Показано, что в одном акте адиабатического ускорения электронов с энергией $\sim 1\text{--}2$ МэВ приращение энергии может составлять $\sim 200\text{--}500$ кэВ и увеличение потока — $\sim 100\text{--}300\%$ при экспоненциальной форме спектра с $E_0 \sim 0.3$ МэВ. Приведенные в статьях [29, 30] выводы согласуются с результатами настоящей работы, но мы предполагаем,

что в процессе диполизации преимущественно ускоряются электроны, замедленные на главной фазе бури.

В работе [31] предполагается, что очень быстрое (ступенчатое) возрастание потоков электронов практически одновременно в широком диапазоне энергий связано с суббуревыми диполизациями магнитного поля в хвосте магнитосферы. В публикации [32] делается вывод, что необходимым условием увеличения потоков релятивистских электронов является рост AE -индекса. Временные профили потока электронов и магнитных индексов, характеризующих суббуревую активность в магнитосфере (AL - и AE -индексы), в исследуемый период (16.X.2016–16.II.2017) представлены на рис. 5. Можно видеть, что суббуревая активность сопровождается каждое уменьшение Dst -вариации (рис. 5а). Причем максимальная активность (рис. 5б и 5в) наблюдается преимущественно в максимуме и/или на ранней стадии восстановления бури, совпадающих с быстрым ростом потока электронов (рис. 5в).

На поздней фазе восстановления магнитной бури (рис. 4, правая область) происходит процесс постепенного (в течение нескольких дней) восстановления спокойной структуры магнитного поля

в области захваченной радиации, в частности, геостационарной орбиты: величина H_p -компоненты магнитного поля возрастает (рис. 4б), а H_e -компоненты уменьшается (рис. 4в). Наблюдается плавное уменьшение потока электронов, которое можно объяснить изменением соотношения H_p - и H_e -компонент магнитного поля и диффузией частиц внутрь радиационных поясов.

В обзоре [33] показано, что по эмпирически полученной зависимости положения максимума пояса релятивистских электронов на фазе восстановления магнитной бури от амплитуды этой бури ($Dst_{\max}$) [15] можно предсказать, до каких широт приблизятся к Земле во время бури многие «критические», с точки зрения космической погоды, магнитосферные плазменные структуры, такие как граница области захваченной радиации; ночная экваториальная граница аврорального овала; центр западной электроструи; максимум давления плазмы кольцевого тока. Это доказывает, что возрастание и понижение потоков электронов – повторяющийся регулярный процесс, происходящий вместе с изменениями магнитосферы как единого целого.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлены результаты исследования динамики потоков релятивистских электронов в области геостационарной орбиты в зависимости от вариаций магнитного поля в условиях воздействия на магнитосферу Земли гелиосферных структур с высокой скоростью солнечного ветра 16.X.2016–16.II.2017. В результате сравнительного анализа вариаций потоков электронов, параметров солнечного ветра и межпланетного магнитного поля, компонент магнитосферного поля показано следующее.

- Высокоскоростные потоки солнечного ветра являются одним из факторов, определяющих поступление энергии из межпланетной среды в магнитосферу, и триггером для развития магнитосферных возмущений.

- Уменьшение потока электронов внешнего радиационного пояса Земли на главной фазе магнитной бури преимущественно связано с уменьшением величины магнитного поля (адиабатическое замедление частиц и рост объема силовых трубок [7]).

- Рост потоков электронов в максимуме и на ранней фазе восстановления магнитной бури преимущественно связан с изменением топологии магнитосферного поля, а именно с существенным увеличением радиальной компоненты магнитосферного поля (адиабатическое ускорение, втягивание силовых линий внутрь [7]), а также с суббуревой активностью [29, 30].

- Динамика потоков электронов на поздней фазе восстановления магнитной бури преимущественно

обусловлена постепенным восстановлением топологии силовых линий магнитосферного поля (рост вертикальной и уменьшение радиальной компонент магнитного поля), а также диффузией частиц внутрь радиационных поясов [7].

Результаты исследования свидетельствуют о жесткой причинно-следственной связи процессов в гелиосфере и магнитосфере Земли и их повторяемости в течение рассматриваемого периода 16.X.2016–16.II.2017. Радиационные пояса Земли – структурное образование в магнитосфере, существующее благодаря наличию достаточно сильного квазидипольного магнитного поля. Динамика потоков электронов – процесс, происходящий вместе с вариациями магнитосферы как единого целого. Доминирующий фактор, влияющий на динамику электронов, – вариации и изменения величины и структуры магнитосферного поля.

Полученные результаты свидетельствуют о доминирующем влиянии структуры магнитосферного поля на динамику потоков релятивистских электронов в области геостационарной орбиты. Наряду с этим, несомненно, действуют и процессы, приводящие к реальным потерям и пополнению внешнего электронного радиационного пояса новыми частицами, но они происходят на фоне глобальных изменений во внешнем радиационном поясе, связанных с развитием крупномасштабных буревых токовых систем, приводящим к изменениям структуры магнитосферы.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят всех исследователей, представляющих через Интернет свои экспериментальные данные. Данные по магнитным индексам получены в World Data Center C2 for Geomagnetism, Kyoto. Экспериментальные данные измерений на ИСЗ *GOES-15* получены в NASA/GSFC Space Physics Data Facility (SPDF), CDAWeb (the Coordinated Data Analysis Web, <https://cdaweb.sci.gsfc.nasa.gov>).

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, грант № 22–62–00048.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Ohtani S.I.* Magnetospheric current systems. Book Series: Geophys. Monograph Series. 2000. V. 118. 401 p.

2. Alexeev I.I., Belenkaya E.S., Kalegaev V.V. et al. Magnetic storms and magnetotail currents // *J. Geophys. Res. Space Physics*. 1996. V. 101. Iss. A4. P. 7737–7747. <https://doi.org/10.1029/95JA03509>
3. Вернов С.Н., Кузнецов С.Н., Логачев Ю.И. и др. Радиальная диффузия электронов с энергией больше 100 кэВ во внешнем радиационном поясе // *Геомагнетизм и аэрномия*. 1968. Т. 8. № 3. С. 401–411.
4. Reeves G.D., McAdams K.L., Friedel R.H.W. et al. Acceleration and loss of relativistic electrons during geomagnetic storms // *Geophys. Res. Letters*. 2003. V. 30. Iss. 10. P. 1529–1564. <https://doi.org/10.1029/2002GL016513>
5. Moya P.S., Pinto V.A., Sibeck D.G. et al. On the effect of geomagnetic storms on relativistic electrons in the outer radiation belt: Van Allen Probes observations // *J. Geophys. Res. Space Physics*. 2017. V. 122. P. 11.100–11.108. <https://doi.org/10.1002/2017JA024735>
6. McIlwain C.E. Ring current effects on trapped particles // *J. Geophys. Res.* 1966. V. 71. Iss. 15. P. 3623–3628. <https://doi.org/10.1029/JZ071i015p03623>
7. Тверской Б.А. Динамика радиационных поясов Земли. М.: Наука, 1968. 224 с. (Основы теоретической космофизики. Избранные труды. М.: УРСС, 2004. 336 с.)
8. Shprits Y.Y., Subbotin D.A., Meredith N.P. et al. Review of modeling of losses and sources of relativistic electrons in the outer radiation belt II: local acceleration and losses // *J. Atmospheric Solar-Terrestrial Physics*. 2008. V. 70. P. 1694–1713. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2008.06.014>
9. Xiao F., Yang C., He Z. et al. Chorus acceleration of radiation belt relativistic electrons during March 2013 geomagnetic storm // *J. Geophys. Res. Space Physics*. 2014. V. 119. P. 3325–3332. <https://doi.org/10.1002/2014JA019822>
10. Zhang K., Li X., Schiller Q. et al. Detailed characteristics of radiation belt electrons revealed by CSSWE/REPTile measurements: Geomagnetic activity response and precipitation observation // *J. Geophys. Res. Space Physics*. 2017. V. 122. Iss. 5. P. 8434–8445. <https://doi.org/10.1002/2017JA024309>
11. Tverskoy B.A. Main mechanisms in the formation of the Earth's radiation belts // *Reviews of Geophysics*. 1969. V. 7. Iss. 1–2. С. 219–231. <https://doi.org/10.1029/RG007i001p00219>
12. Parker E.N. Geomagnetic fluctuations and the form of the outer zone of the Van Allen radiation belt // *J. Geophys. Res.* 1960. V. 65. Iss. 10. P. 3117–3130. <https://doi.org/10.1029/JZ065i010p03117>
13. Тверская Л.В., Балашов С.В., Веденькин Н.Н. и др. Внешний радиационный пояс релятивистских электронов в минимуме 23-го цикла солнечной активности // *Геомагнетизм и аэрномия*. 2012. Т. 52. № 6. С. 779–784.
14. Павлов Н.Н., Тверская Л.В., Тверской Б.А., Чучков Е.А. Вариации энергичных частиц радиационных поясов во время сильной магнитной бури 24–26 марта 1991 года // *Геомагнетизм и аэрномия*. 1993. Т. 33. № 6. С. 41–45.
15. Тверская Л.В. О границе инжекции электронов в магнитосферу Земли // *Геомагнетизм и аэрномия*. 1986. Т. 26. С. 864–865.
16. Тверской Б.А. Механизм формирования структуры кольцевого тока магнитных бурь // *Геомагнетизм и аэрномия*. 1997. Т. 37. № 5. С. 29–34.
17. Baker D.N., Erickson P.J., Fennell J.F. et al. Space Weather Effects in the Earth's Radiation Belts // *Space Sci. Rev.* 2018. V. 214. Iss. 17. <https://doi.org/10.1007/s11214-017-0452-7>
18. Horne R.B., Thorne R.M., Glauert S.A. et al. Timescale for radiation belt electron acceleration by whistler mode chorus waves // *J. Geophys. Res. Space Physics*. 2005. V. 110. Art. ID. A03225. <https://doi.org/10.1029/2004JA010811>
19. Демехов А.Г., Трахтенгерц В.Ю., Райкрофт М. и др. Ускорение электронов в магнитосфере свистовыми волнами переменной частоты // *Геомагнетизм и аэрномия*. 2006. Т. 46. № 6. С. 711–716.
20. Ukhorskiy A.Y., Anderson B.J., Brandt P.C. et al. Storm time evolution of the outer radiation belt: Transport and losses // *J. Geophys. Res. Space Physics*. 2006. V. 111. Art. ID. A11S03. <https://doi.org/10.1029/2006JA011690>
21. Turner D.L., Shprits Y., Hartinger M. et al. Explaining sudden losses of outer radiation belt electrons during geomagnetic storms // *Nature Physics*. 2012. V. 8. P. 208–212. <https://doi.org/10.1038/nphys2185>
22. Baker D.N., McPherron R.L., Cayton T.E., Kebede R.W. Linear prediction filter analysis of relativistic electron properties at 6.6 R_E // *J. Geophys. Res. Space Physics*. 1990. V. 95. Iss. A9. P. 15133–15140. <https://doi.org/10.1029/JA095iA09p15133>
23. Kalegaev V., Kaportseva K., Myagkova I. et al. Medium-term prediction of the fluence of relativistic electrons in geostationary orbit using solar wind streams forecast based on solar observations // *Advances in Space Research*. 2023. V. 72. Iss. 12. P. 5376–5390. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2022.08.033>
24. Власова Н.А., Калегаев В.В., Назарков И.С. Динамика потоков релятивистских электронов внешнего радиационного пояса во время геомагнитных возмущений разной интенсивности // *Геомагнетизм и аэрномия*. 2021. Т. 61. № 3. С. 316–326. <https://doi.org/10.31857/S0016794021030184>
25. Vernov S.N., Gorchakov E.V., Kuznetsov S.N. et al. Particle Fluxes in the Outer Geomagnetic Field // *Reviews of Geophysics*. 1969. V. 7. Iss. 1–2. P. 257–280. <https://doi.org/10.1029/RG007i001p00257>

26. *Paulikas G.A., Blake J.B.* Effects of the solar wind on magnetospheric dynamics: Energetic electrons at the synchronous orbit, in *Quantitative Modeling of Magnetospheric Processes* // Book Series: Geophysical Monograph Series 1979. V. 21. P. 180–186. <https://doi.org/10.1029/GM021p0180>
27. *Blake J.B., Baker D.N., Turner N. et al.* Correlation of changes in the outer-zone relativistic electron population with upstream solar wind and magnetic field measurements. // *Geophys. Res. Lett.* 1997. V. 24. Iss. 8. P. 927–929. <https://doi.org/10.1029/97GL00859>
28. *Chen Z., Su Z., He Z. et al.* A rapid localized deceleration of Earth's radiation belt relativistic electrons driven by storm proton injection // *Geophys. Res. Lett.* 2022. V. 49. Art. ID. e2022GL098810. <https://doi.org/10.1029/2022GL098810>
29. *Kropotkin A.P.* Relativistic electron transport processes associated with magnetospheric substorms // *Radiation Measurements*. 1996. V. 26. Iss. 3. P. 343–346. [https://doi.org/10.1016/1350-4487\(96\)00009-1](https://doi.org/10.1016/1350-4487(96)00009-1)
30. *Кропоткин А.П.* Об ускорении электронов внешнего радиационного пояса локальными электрическими полями // *Геомагнетизм и аэрономия*. 2021. Т. 61. № 4. С. 411–417. <https://doi.org/10.31857/S0016794021030093>
31. *Kim H.-J., Lee D.-Y., Wolf R. et al.* Rapid injections of MeV electrons and extremely fast step-like outer radiation belt enhancements // *Geophys. Res. Lett.* 2021. V. 48. Art. ID. e2021GL093151. <https://doi.org/10.1029/2021GL093151>
32. *Белаховский В.Б., Пилипенко В.А., Антонова Е.Е. и др.* Анализ ускорения релятивистских электронов для интервала с магнитной бурей и без нее в мае–июне 2017 года // *Physics of Auroral Phenomena. Proc. XLV Annual Seminar. Apatity*. 2022. P. 28–31. <https://doi.org/10.51981/2588–0039.2022.45.006>
33. *Тверская Л.В.* Диагностика магнитосферы по релятивистским электронам внешнего пояса и проникновению солнечных протонов (обзор) // *Геомагнетизм и аэрономия*. 2011. Т. 51. № 1. С. 8–24.

УДК 523.9

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВРЕМЕНИ ПРИХОДА КОРОНАЛЬНЫХ ВЫБРОСОВ МАССЫ НА ОКОЛОЗЕМНУЮ ОРБИТУ ПО ПАРАМЕТРАМ ДИММИНГОВ

© 2024 г. А.А. Вахрушева^{1, 2, *}, К.Б. Капорцева^{1, 2}, Ю.С. Шугай¹,
В.Е. Еремеев¹, В.В. Калегаев^{1, 2}

¹Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына
МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия

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

*e-mail: vakhr.anna@gmail.com

Поступила в редакцию 28.09.2023

После доработки 01.12.2023

Принята к публикации 26.12.2023

Проведено моделирование времени прихода корональных выбросов массы (КВМ) на околоземную орбиту по параметрам диммингов из центральной части солнечного диска для событий 2010–2018 гг. Для прогноза межпланетных корональных выбросов масс используется DBM-модель, скорости фонового ветра рассчитаны по модели квазистационарных потоков солнечного ветра, разработанной в НИИЯФ МГУ. Проведено сравнение результатов прогноза межпланетного коронального выброса массы (МКВМ), полученного двумя методами: 1) с использованием начальных скоростей КВМ из базы SASTus по данным коронографа *SOHO/LASCO*; 2) с использованием начальных скоростей, рассчитанных по максимальному скачку яркости димминга, который можно соотнести с КВМ из базы SASTus по времени. Анализ результатов прогноза показал, что оба метода дают сравнимые ошибки прогноза по времени прибытия МКВМ на околоземную орбиту и его скорости. Для исследования возможности прогноза МКВМ, для которого в коронографе по каким-то причинам может не наблюдаться КВМ, проведено моделирование МКВМ по параметрам диммингов. Результаты показали, что в 43% случаев по параметрам диммингов в центральной области солнечного диска, которые не удалось соотнести с КВМ, можно спрогнозировать время прихода МКВМ с точностью 24 ч.

DOI: 10.31857/S0023420624040062, EDN: JJCBBN

ВВЕДЕНИЕ

Наиболее частой причиной сильных геомагнитных возмущений ($Dst \leq -100$ нТл) являются межпланетные корональные выбросы масс (МКВМ) [1] — крупномасштабные магнитоплазменные структуры, наблюдаемые как транзиентные возмущения в солнечном ветре. МКВМ представляют собой проявления корональных выбросов масс (КВМ) в межпланетном пространстве и образуются на Солнце в результате формирования магнитного жгута в короне. Во время распространения МКВМ в гелиосфере из-за взаимодействия с окружающим солнечным ветром на переднем фронте выброса могут образовываться области возмущения — ударные волны (shock) и области сжатия (sheath). Основная часть (тело) МКВМ в зависимости от силы переносимого выбросом магнитного поля может быть классифицирована как магнитное облако или как выброс вещества (ejecta). Магнитные облака с предшествующими им областями сжатия обладают наибольшей геоэффективностью среди всех типов солнечного ветра [2].

Распространение МКВМ в гелиосфере и кинематика процесса зависят от скорости, массы, размеров КВМ, а также от скорости фонового солнечного ветра и коэффициента взаимодействия МКВМ с фоновым ветром (drag parameter) [3]. Существует множество различных моделей распространения МКВМ — эмпирические модели, численные магнитогидродинамические (МГД) модели [4]. В МГД-моделях, таких как WSA-Enlil+Cone [5] или Euphoria [6] используются численные методы для решения МГД-уравнений в различных областях гелиосферы, что позволяет получить трехмерное поле плазменных (скорость, плотность и температура протонов) параметров фонового солнечного ветра в зависимости от времени. В качестве входных данных обычно используются магнитограммы Солнца. КВМ при этом инжектируется в фоновый солнечный ветер с использованием как приближения конуса [7], так и других, например, модели сферумака [8]. Другие модели, например, Effective Acceleration Model (EAMv2) [9] и Shock Arrival Time Model (SARM) [10], используют предположения об ускорении или замедлении КВМ фоновым солнечным ветром. Одной из таких моделей является

Drag-based model (DBM) [11]. В основе этой модели лежит предположение о том, что на определенном расстоянии от Солнца влияние силы Лоренца становится незначительным, и движение МКВМ с этого момента начинает определяться лишь его взаимодействием с окружающим солнечным ветром. Ошибки прогноза DBM-модели сравнимы с магнитогидродинамическими моделями (WSA-ENLIL), но при этом DBM-модель вычислительно менее затратна по сравнению с ними [12].

Одним из ключевых моментов для заблаговременного (2...5 сут) прогноза прихода МКВМ на орбиту Земли является получение входных данных из наблюдений Солнца для используемых моделей распространения МКВМ в гелиосфере. Обработка изображений коронографа дает информацию только о проекции скорости КВМ на картинную плоскость, и используя наблюдения из одной точки невозможно восстановить направление распространения выброса и его точную скорость. Эта проблема решается наблюдением КВМ из нескольких точек гелиосферы, что возможно благодаря миссии *STEREO* [13]. Однако, контакт со *STEREO-B* был потерян, и из-за движения спутников по орбите стерео-наблюдения КВМ, направленных на Землю, возможны только в те моменты времени, когда *STEREO-A* находится на оптимальном угловом расстоянии от Земли, что ограничивает возможности систем краткосрочного непрерывного прогноза КВМ в режиме реального времени. Удобной точкой для стерео-наблюдений является точка Лагранжа *L5* [14], в которую в будущем могут быть отправлены космические аппараты. Альтернативные методы предлагают корректировку вычисляемой по наблюдениям в коронографе скорости КВМ с помощью линейных соотношений или геометрических выкладок [15].

Помимо важности корректировки скорости как таковой, направление распространения КВМ необходимо также для отбора событий, направленных к Земле. Для этой задачи используются данные наблюдений Солнца в рентгеновском и УФ-диапазоне (например, данные камеры *SDO/AIA*), позволяющие найти на солнечном диске активную область, вспышку или корональный димминг, которые можно соотнести с КВМ, и использовать их координаты для определения направления распространения КВМ. Корональные димминги — это кратковременные локальные понижения яркости диска Солнца в жестком ультрафиолетовом и мягком рентгеновском излучении, вызванные понижениями плотности вещества в короне Солнца из-за выброса солнечной плазмы. В различных опубликованных исследованиях обсуждается связь диммингов и КВМ [16, 17]. В ряде работ подробно описан статистический анализ между параметрами диммингов и параметрами КВМ: скоростью, массой, по наблюдениям на диске [18–20] и над

лимбом [21]. Димминги могут содержать в себе информацию о ранней фазе развития КВМ, включая данные о нерадиальной составляющей направления распространения КВМ [22]. Такие данные помогают уточнять модели распространения КВМ в гелиосфере.

В различных работах [23, 24] упоминаются так называемые скрытые КВМ — «stealth CME», для которых сложно найти корональный источник или изображение в коронографе, что связывают как со слабыми событиями, так и с узкими направленными к Земле КВМ, не попадающими в поле зрения коронографа. Последние могут иметь корональный источник, локализованный в центральной части солнечного диска.

Ранее для определения начальной скорости возможного КВМ (на расстоянии $20 R_{\odot}$) по параметрам диммингов были построены корреляционные зависимости между диммингами и сопоставленными с ними КВМ [25]. Полученные зависимости были использованы для моделирования МКВМ с целью оценки времени прибытия на орбиту Земли и скорости МКВМ по параметрам диммингов, расположенных в центральной области диска Солнца за период с 2010 по 2018 гг. Цель настоящей работы — разработка модели заблаговременного (2...5 сут) прогноза прихода МКВМ на околоземную орбиту по данным наблюдений Солнца с тем, чтобы эта модель работала в режиме реального времени. Для моделирования времени и скорости прогноза МКВМ в настоящей работе использовалась модель DBM. В качестве входных параметров для данной модели рассматривались параметры КВМ, наблюдаемые в коронографе. Были выбраны КВМ, которые с большей вероятностью достигнут околоземной орбиты. Для отбора использовались параметры КВМ и их сопоставление с корональными диммингами. Был проведен анализ данных с целью нахождения эмпирического соотношения между максимальным скачком яркости димминга и скоростью КВМ, которое использовалось для оценки скорости КВМ (для этого были взяты параметры 41 димминга и 43 КВМ). На основе полученного соотношения построены модели прогноза МКВМ только по данным корональных диммингов и проанализировано качество прогноза в сравнении с прогнозом по параметрам КВМ. Кроме того, построены модели прогноза МКВМ по параметрам корональных диммингов, расположенных в центральной области диска Солнца, для которых в рамках нашей системы не было отобрано подходящего КВМ по параметрам, времени, и местоположению.

ДАННЫЕ И МЕТОДЫ

Информация о КВМ (время начала и конца наблюдения, скорость, позиционный угол pa и угол

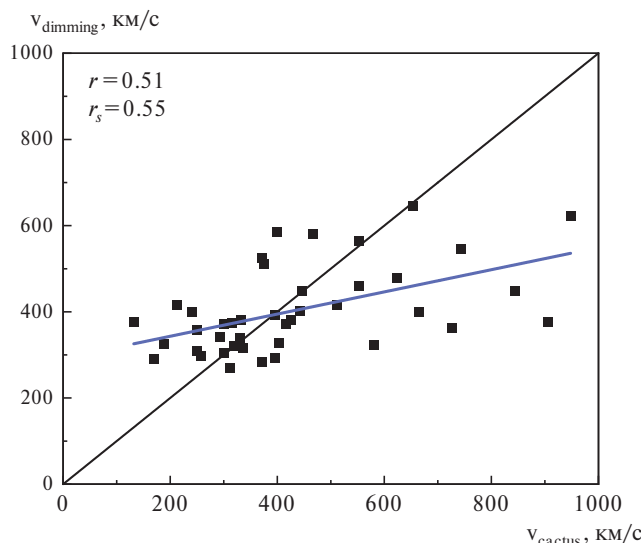


Рис. 1. Соотношение между скоростями КВМ, полученными на разных данных. По оси X — скорости КВМ по данным коронографа; по оси Y — скорости КВМ, рассчитанные по формуле (1); черная линия — $y = x$; r — коэффициент Пирсона; r_s — коэффициент Спирмена.

раствора da КВМ в коронографе) получена из системы автоматического детектирования CACTus (<https://www.sidc.be/cactus>) [26], работающей на данных коронографа *SOHO/LASCO*. Как параметр, характеризующий скорость, выбрана средняя скорость КВМ. Информация о диммингах получена из системы Solar Demon (<https://sidc.be/solardemon/>) [27], в которой параметры диммингов рассчитываются по изображениям с телескопа *SDO/AIA*. Для моделирования и дальнейшего анализа был выбран период с 2010 по 2018 гг. (большая часть 24-го солнечного цикла). Исходные данные из каталога CACTus проходили дополнительную обработку: КВМ из каталога, начинающиеся в одно и то же время в пределах 50 мин, и с перекрывающимися углами, объединялись. Далее исключались узкие КВМ: экваториальные ($60^\circ < pa < 120^\circ$ либо $240^\circ < pa < 300^\circ$) — КВМ считаются узкими, если $da < 30^\circ$; полярные ($pa < 60^\circ$, $120^\circ < pa < 240^\circ$, $pa > 240^\circ$) КВМ считаются узкими при $da < 60^\circ$. Также были исключены из дальнейшего моделирования слабые (с малыми значениями яркости или с малыми изменениями яркости и площади), непродолжительные (короче 10 мин) и заливочные димминги. КВМ и димминги были соотнесены между собой по времени начала и местоположению [28]. В этой работе моделируются события из центральной области диска Солнца (от -10° до 10° долготы, от -15° до 15° широты): всего под эти условия подходит 41 димминг за 2010–2018 гг., которым соответствует 43 КВМ. Причиной этого может быть как визуальная фрагментация единого КВМ, который система считала как несколько событий,

так и явление нескольких КВМ, происходящих одновременно на видимой и обратной сторонах Солнца так, что различить какой из них относится к наблюдаемому диммингу невозможно. Средний угловой растров исследуемых КВМ (da) равен 109° , шесть из них — частичное или полное гало.

Ранее нами было показано [25], что присутствует умеренная зависимость скорости КВМ (средней скорости, измеренной в коронографе по CACTus) от параметров соответствующего димминга (минимальной полной яркости, максимальной площади, максимального скачка яркости). Корреляционные зависимости также были получены в других работах [20, 21], но на других данных (авторы сами занимались обработкой изображений). Основанная на этих корреляциях эмпирическая зависимость была получена и использована для оценки скоростей КВМ, соответствующих диммингам в центральной области диска. Для этой выборки скорость КВМ v зависит от максимального скачка яркости $\maxdrop$ следующим образом:

$$\lg v = 2.22 + 0.20 \cdot \lg \maxdrop. \quad (1)$$

По этой формуле в настоящей работе были рассчитаны скорости соответствующих КВМ из выборки. Для данных событий средняя скорость, рассчитанная в CACTus, составила 433 км/с; средняя скорость, рассчитанная по параметрам диммингов, составила 403 км/с. В рамках модельного представления мы получили, что для низкоскоростных КВМ скорости по диммингам получаются завышенными относительно скоростей, полученных по наблюдениям с коронографа; для высокоскоростных — заниженными, что отображено на рис. 1. Вероятно, это связано с различным количеством КВМ с разными скоростями в не очень большой выборке.

Для моделирования распространения КВМ в гелиосфере использована модель DBM, основанная на следующем выражении для ускорения:

$$a(t) = -\gamma(v - w)|v - w|,$$

где $a(t)$ — ускорение КВМ в данный момент времени; v — его текущая скорость; γ — коэффициент взаимодействия (drag parameter); w — скорость фонового солнечного ветра.

При условии, что γ , w не зависят от t , решение задачи выглядит следующим образом:

$$r(t) = \pm \frac{1}{\gamma} \ln[1 \pm \gamma(v_0 - w)t] + wt + r_0,$$

$$v(t) = \frac{v_0 - w}{1 \pm \gamma(v_0 - w)t} + w,$$

где $r(t)$ — пройденное расстояние, $r_0 = 20 R_\odot$; v_0 — скорость КВМ на расстоянии 20 радиусов Солнца. Знак $\pm$ при этом зависит от того, ускоряется

или замедляется КВМ, т.е. +, если $v_0 > w$, и –, если $v_0 < w$. Значение гамма выбиралось в зависимости от начальной скорости события и составляло $0.5 \cdot 10^{-7} \text{ км}^{-1}$, $0.2 \cdot 10^{-7} \text{ км}^{-1}$ и $0.1 \cdot 10^{-7} \text{ км}^{-1}$ для диапазонов скоростей менее 500 км/с, от 500 до 1000 км/с и более 1000 км/с соответственно. В общем случае параметр гамма описывается соотношением $\gamma = c_d A \rho_w / M + M_v$. Выбор фиксированных значений параметра γ для интервалов скоростей КВМ обусловлен сложностью учета всех параметров КВМ (плотности, массы, размера) в режиме реального времени. В работах нескольких авторов допускается использование постоянного значения γ [11, 29, 30]. Прибытие КВМ на расстоянии $20 R_\odot$ пересчитывалось в приближении равномерного движения. Скорость фонового солнечного ветра рассчитывалась как скорость высокоскоростных потоков, истекающих из корональных дыр, с использованием прогноза по площади корональных дыр (https://swx.sinp.msu.ru/models/solar_wind.php?gcm=1) [31]. Параметры корональных дыр получены с использованием анализа изображений Солнца с *SDO/AIA* в длине волны 19.3 нм. Скорость солнечного ветра считалась постоянной внутри интервалов, разделенных точками 20, 65, 115, 165 и 215 $R_\odot$ – в этих точках происходил пересчет и менялись входные данные DBM-модели. Это сделано для того, чтобы учесть случаи, когда по мере распространения в гелиосфере более быстрые КВМ достигают квазистационарных потоков солнечного ветра с другой скоростью, либо же квазистационарные потоки догоняют более медленные КВМ.

В настоящей работе сравниваются два метода прогноза, использованные для описанной выборки событий. В первом методе используются скорости КВМ, полученные из базы CACTus (далее будем называть его метод 1). Во втором методе начальные скорости КВМ рассчитаны с использованием данных о диммингах по формуле (1) (далее будем называть его метод 2). Такие события считаются распространяющимися равномерно до $20 R_\odot$: начальной точкой для диммингов является $1 R_\odot$, для КВМ – $5 R_\odot$. После этого скорости поступают на вход DBM-модели. Для оценки результатов прогноза проведено объединение каталогов МКВМ (https://swx.sinp.msu.ru/tools/icme_list.php). Объединенный каталог получен путем сопоставления каталога МКВМ Ричардсона и Кейн (<https://izw1.caltech.edu/ACE/ASC/DATA/level3/icmetable2.htm>), списка зарегистрированных у Земли МКВМ с сервиса CCMC CME Scoreboard (<https://kauai.ccmc.gsfc.nasa.gov/CMEscoreboard/>), каталога крупномасштабных типов солнечного ветра ИКИ РАН (отобраны типы, соответствующие КВМ) (<ftp://ftp.iki.rssi.ru/pub/omni/catalog/>). Всего в объединенном каталоге 404 события. Этапы моделирования отображены на рис. 2.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Для каждого события вычислены время и скорость прихода МКВМ на орбиту Земли (1 а.е.), далее проводился поиск подходящего события в объединенном каталоге. Ошибка прогноза вычислялась как:

$$dT = T_{\text{прогноз}} - T_{\text{каталог}}, \quad (2)$$

$$dV = V_{\text{прогноз}} - V_{\text{каталог}}. \quad (3)$$

Для анализа результатов прогноза все события были разделены на три группы: false alarm (fa), hit, и hit* [32, 4]. False alarm – события, которые были предсказаны, но не были соотнесены с наблюдаемыми МКВМ из объединенной базы данных по времени прогноза. Hit – события, в которых спрогнозированному МКВМ удалось найти соответствие в каталоге с точностью в 24 ч (т.е., $|dT| < 24 \text{ ч}$). Hit* – события прогноза, в которых одному МКВМ из каталога можно поставить в соответствие несколько спрогнозированных МКВМ.

В таблице 1 приведено сравнение результатов прогноза по двум методам (с использованием скоростей по данным коронографа и с использованием параметров диммингов). Как было описано выше, различие в количестве событий (43 для прогноза по методу 1 и 41 для прогноза по методу 2) обусловлено тем, что некоторым диммингам по нашему алгоритму можно поставить в соответствие несколько КВМ из каталога, что связано с фрагментацией изображения КВМ в коронографе и считыванием их системой CACTus как разные события. Видно, что доля событий hit чуть больше во втором случае (44% против 37%). Для этих

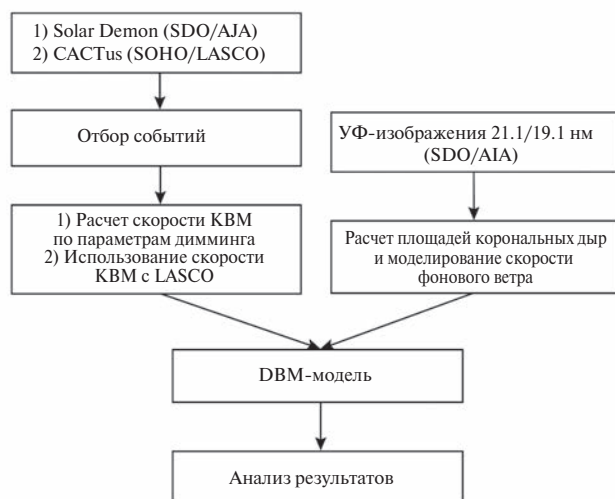


Рис. 2. Схема моделирования с использованием двух методов.

событий прогноз по КВМ в среднем опережает регистрируемый в каталоге МКВМ; прогноз по диммингу запаздывает. При этом стандартное отклонение и средняя абсолютная ошибка по времени меньше для второго метода.

Таблица 1. Сравнение точности прогноза времени прихода КВМ на околоземную орбиту, полученного двумя методами

	Прогноз с использованием скоростей КВМ	
	по САСТus (метод 1)	по данным о диммингах (метод 2)
Все события	43	41
Fa, число событий (доля)	24 (55%)	21 (51%)
Hit число событий (доля)	16 (37%)	18 (44%)
Hit* число событий (доля)	3 (7%)	2 (5%)
$\langle dT \rangle$, ч	−2.1	2.2
min dT , ч	−19.2	−21.7
max dT , ч	22.2	20.5
Стандартное отклонение, ч	12.6	11.9
Средняя абсолютная ошибка, ч	10.0	9.3

Из 16 событий hit для метода 1 и 18 событий hit для метода 2, двумя методами одновременно были предсказаны 11 событий. Из них пять были предсказаны с меньшей ошибкой по методу 1, и 6 по методу 2. Девять событий (82%) предсказано с ошибкой скорости меньше 100 км/с по методу 1, и восемь событий (73%) – по методу 2. Для этого набора событий (общие hit) тоже характерно опережение по первому методу и запаздывание по второму методу относительно времени наблюдения МКВМ в каталоге. При этом скорость солнечного ветра получается завышена по методу 1 и занижена по методу 2 (табл. 2). Среди 11 событий первый метод дал меньшие ошибки прогноза по времени для КВМ с изначально более высокими скоростями (от 512 до 664 км/с), а второй дал меньшие ошибки для более низких скоростей (от 258 до 447 км/с). Это происходит из-за упомянутого ранее найденного соотношения (1) между КВМ и параметром димминга.

Таблица 2. Точность прогноза времени и скорости прихода КВМ на орбиту Земли для событий hit и hit*, рассчитанная по двум методам для набора событий МКВМ, предсказанных двумя методами одновременно

Параметры	Прогноз с использованием скоростей КВМ	
	по САСТus (метод 1)	по данным о диммингах (метод 2)
$\langle dT \rangle$, ч	−4.5	3.0
min dT , ч	−19.2	−17.0
max dT , ч	14.0	20.5
Стандартное отклонение T , ч	12.5	11.6
Средняя абсолютная ошибка, ч	9.5	9.0
$\langle dV \rangle$, км/с	25	−5
min dV , км/с	−185	−185
max dV , км/с	121	128
Стандартное отклонение V , км/с	88	90
Средняя абсолютная ошибка, км/с	66	72

Среди 11 событий, предсказанных двумя методами, встречаются события, вызвавшие как умеренные геомагнитные возмущения, так и слабые (использован минимальный Dst из базы данных OMNI, <https://omniweb.gsfc.nasa.gov/>). Для слабых геомагнитных возмущений ($Dst > -50$ нТл) по двум методам удачно (hit) спрогнозировано девять событий, для умеренных (-50 нТл $> Dst > -100$ нТл) таких событий два. Причем среди слабых геомагнитных возмущений выше доля событий, которые были лучше спрогнозированы по методу 2 (67%), в то время как все МКВМ, вызвавшие умеренные геомагнитные возмущения, были точнее предсказаны по методу 1 с использованием скоростей КВМ. Среди событий, предсказанных двумя методами по отдельности (16 и 18 для 1-го и 2-го метода соответственно), встречаются также и события, вызвавшие сильные геомагнитные возмущения ($Dst < -100$ нТл). Распределение событий по силе геомагнитного возмущения для двух методов представлено на рис. 3. Опять же, для слабых возмущений больше событий лучше спрогнозированных по методу 2, а все сильные события были предсказаны лучше по методу 1. Вероятная причина этого – заниженная оценка скорости по параметрам димминга более быстрых геоэффективных КВМ, которые с большей вероятностью приведут к более сильной магнитной буре.

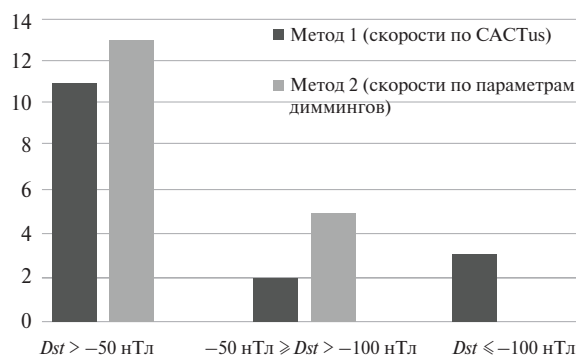


Рис. 3. Геомагнитные возмущения, вызванные спрогнозированными событиями, по оси Y отложено количество событий каждой группы. Dst — минимальный Dst -индекс, зафиксированный на орбите Земли по базе данных OMNI за период от начала наблюдения тела МКВМ (или ударной волны) до момента конца наблюдения МКВМ (либо в течение 20 ч после начала наблюдения).

Также были спрогнозированы события МКВМ из независимой выборки — димминги из центральной части диска Солнца, которым не были поставлены в соответствие КВМ по нашему алгоритму (282 димминга). Прогноз был выполнен для исследования возможности прогнозирования КВМ, не наблюдаемых в коронографе, которые могут иметь источники в центральной части солнечного диска. Соотнесение спрогнозированного события и события из каталога МКВМ производилось по времени прихода с точностью до 24 ч. Получено, что по методу 1 в этой выборке для 161 события (57%) не были спрогнозированы МКВМ, т.е. события false alarm; для 121 события (43%) были спрогнозированы МКВМ — события hit. Следует отметить, что 121 диммингу, для которых был сделан прогноз,

соответствует всего 59 МКВМ. Из них 37 диммингов — одиночные, то есть однозначно сопоставляются с МКВМ, остальные же 84 димминга соответствуют 22 МКВМ. Таким образом, в 63% случаев для МКВМ соответствие димминг — МКВМ однозначное, однако, более, чем в трети случаев (37%) одному МКВМ соответствует в среднем 2.4 димминга. В случаях множественных диммингов сложно определить, действительно ли процессы, связанные с диммингом из центральной части диска Солнца, являлись причиной МКВМ из каталога, особенно в максимуме солнечной активности при высокой частоте появления диммингов. Распределение МКВМ по количеству подходящих диммингов показывает, что хотя большая часть множественных событий (37 МКВМ) представляет собой ситуацию, в которой одному МКВМ соответствует два димминга, существуют случаи, когда одному спрогнозированному с точностью до 24 ч МКВМ можно поставить в соответствие 7, 8 и 10 диммингов, по параметрам которых был спрогнозирован МКВМ. Рассмотрим подробнее одно из таких событий.

В таблице 3 представлены данные восьми диммингов, по параметрам которым на основе DBM-модели был спрогнозирован один и тот же МКВМ. Рассматриваемый МКВМ был зарегистрирован у орбиты Земли 08.II.2014 в 01:00 и продлился до 12:00 9.II.2014, согласно каталогу Ричардсона и Кейн. МКВМ вызвал слабое геомагнитное возмущение. Средняя скорость солнечного ветра за этот период по данным базы OMNI составляла 421 км/с. По каталогу Ричардсона и Кейн данное событие было сопоставлено с КВМ, который произошел 4.II.2014 в 00:36. В базе данных SCASTus временем начала этого КВМ указано 4.II.2014 00:24. Этому КВМ не был поставлен в соответствие ни один димминг из

Таблица 3. Список диммингов, соотнесенных с межпланетным корональным выбросом массы, продлившимся на орбите Земли с 08.II.2014 до 9.II.2014

ID	T_{start} , дд.мм.гг. (чч.мм)	v_0 , км/с	w_{20} , км/с	T_{dbm} , дд.мм.гг. (чч.мм)	v_{dbm} , км/с	dT , ч	dV , км/с
6781	02.II.2014 (02:48)	259	300	08.II.2014 (11:55)	280	10.9	−141
6794	02.II.2014 (11:18)	438	300	07.II.2014 (02:01)	339	−23.0	−82
6813	02.II.2014 (22:00)	230	300	08.II.2014 (12:46)	503	11.8	82
6816	02.II.2014 (22:36)	327	300	08.II.2014 (07:05)	317	6.1	−104
6820	02.II.2014 (23:30)	290	300	08.II.2014 (12:25)	468	114	47
6842	04.II.2014 (04:24)	230	505	08.II.2014 (10:57)	523	10.0	102
6861	05.II.2014 (10:28)	413	600	08.II.2014 (22:51)	528	21.9	107
6864	05.II.2014 (12:56)	470	587	08.II.2014 (22:59)	526	22.0	105

Примечание. ID — идентификационный номер димминга в базе Solar Demon; T_{start} — дата и время начала димминга; v_0 — начальная скорость КВМ, рассчитанная по формуле (1); w_{20} — фоновая скорость солнечного ветра на расстоянии 20 радиусов Солнца в момент прихода КВМ на это расстояние; T_{dbm} , v_{dbm} — прогнозируемые время и скорость КВМ на орбите Земли; dT и dV — ошибки прогноза, рассчитанные по формулам (2), (3).

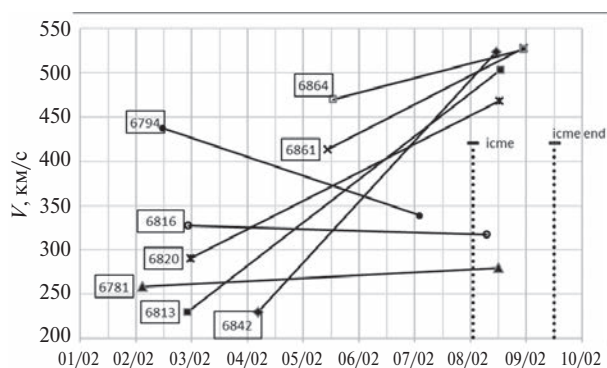


Рис. 4. Скорости КВМ, смоделированные по зарегистрированным в феврале 2014 г. диммингам, прогнозирующих МКВМ 8.И.2014 (01:00). Маркерами указаны начальные скорости выбросов (расчитанные по формуле (1)) и скорости, полученные после моделирования прихода выбросов к Земле по DBM-модели с учетом меняющегося фонового ветра. В рамках указаны ID диммингов из базы Solar Demon, пунктирными вертикальными линиями отмечены моменты начала и конца МКВМ. По оси Y указана скорость в км/с, по оси X — дни в феврале 2014 г.

базы Solar Demon из-за отсутствия регистраций диммингов в течении двух часов, предшествующих КВМ, что является необходимым критерием установления соответствия.

Разброс по времени начала появления димминга на Солнце по данным базы Solar Demon между самым ранним и самым поздним диммингом, в этом случае, составил более 82 ч. Прогнозирование одного и того же МКВМ по параметрам диммингов, наблюдаемых в различное время, можно объяснить тем, что скорости КВМ, рассчитанные по параметрам наблюдаемых ранее диммингов, составляли около 300 км/с при фоновой скорости 300 км/с, а скорости, полученные по наблюдаемым позже диммингам, имели значения около 520 км/с при фоновой скорости более 580 км/с. На рис. 4 можно увидеть динамику рассчитанных по параметрам димминга скоростей выбросов во времени для начальной и конечной точек моделирования каждого события. Изменение скоростей при моделировании связано с особенностями DBM-модели: скорость выброса стремиться к скорости фонового солнечного ветра, поэтому некоторые КВМ ускоряются, а некоторые замедляются. Изначальное отличие скоростей, а также их динамика во время моделирования приводит к тому, что порядок прихода событий отличается от изначального порядка, то есть в процессе распространения происходит взаимодействие выбросов между собой и с высокоскоростным потоком. Таким образом, высокоскоростной поток, наблюдавшийся во время распространения выбросов по данным диммингов с более поздним временем начала, и их изначально большая скорость

позволили им «догнать» более ранние выбросы и достигнуть орбиты Земли с разницей менее 12 ч. Поэтому эти несколько корональных источников можно отнести к одному МКВМ, так как наше условие сопоставления допускает ошибку прогноза до 24 ч. Наша модель не описывает КВМ — КВМ взаимодействие, однако представленный в статье предварительный расчет показывает неоднозначность установления связи коронального источника МКВМ с МКВМ, измеренным на околоземной орбите. Для установления однозначной связи нужны более детальные исследования и расчеты для каждого случая регистрации димминга. Это представляется затруднительным при использовании для прогнозирования МКВМ в режиме, близком к реальному времени, когда данные наблюдений должны поступать каждый час или раз в несколько часов. В случаях, где один МКВМ можно соотнести с 7 и с 10 диммингами, также имеет место взаимодействие более поздних диммингов с высокоскоростными потоками.

В настоящей работе проанализирован разброс по времени начала между самым ранним и самым поздним диммингом из базы Solar Demon в тех случаях, когда модель, используя параметры нескольких диммингов, прогнозирует один и тот же МКВМ с точностью до 24 ч. В среднем эта величина составляет 18.6 ч, и для 68% МКВМ, спрогнозированных более чем одним диммингом, не превышает 24 ч. События, для которых эта разница превышает 24 ч, в основном связаны с большим количеством подходящих для прогноза МКВМ диммингов (более четырех). Самый большой разброс диммингов во времени наблюдается для рассмотренного ранее события. Для события с максимальным количеством подходящих диммингов (10), эта величина составляет 24.07 ч.

Таким образом, при описанном подходе в режиме реального времени применение диммингов из базы данных Solar Demon в некоторых случаях можно использовать для расчета начальных скоростей КВМ перед использованием скоростей с коронографа. При прогнозе по методу 2 меньшие ошибки получаются в тех случаях, когда КВМ изначально имеет меньшую скорость, а для высокоскоростных событий лучше работает прогноз по методу 1. Среди событий hit прогноза по независимым диммингам 23 МКВМ не были спрогнозированы ранее по алгоритму моделирования с использованием данных о скоростях КВМ при наблюдении в коронографе [28]. Среди них есть МКВМ, вызвавшие средние (4 события) и сильные (2 события) геомагнитные возмущения. В 19 из 23 случаев МКВМ были спрогнозированы по одиночным диммингам. Не спрогнозированные ранее МКВМ распределены по количеству приближительно равномерно в 2011–2016 гг. Среди 23 МКВМ нет ни одного случая, когда КВМ не был

бы зарегистрирован в CACTus — эти события не были спрогнозированы, так как не прошли фильтры (КВМ имел слишком маленький угловой размер, либо соответствующий ему димминг наблюдался на лимбе). Таким образом, метод 2 может помочь в тех случаях, когда КВМ плохо различимы в коронографе. Однако в максимуме солнечной активности возрастает количество наблюдаемых диммингов, и не все из них могут быть связаны с МКВМ, пришедшими к Земле.

Использование диммингов является важным элементом прогнозирования КВМ. Димминги могут быть использованы для отбора КВМ, которые потенциально могут достичь околоземной орбиты. Кроме того, в некоторых случаях (23 МКВМ) они помогают прогнозировать МКВМ, которые система, построенная на данных КВМ, спрогнозировать не смогла.

ВЫВОДЫ

1. Входные данные модели прихода МКВМ к Земле дополнены параметрами диммингов, что позволяет сделать прогноз и в случае невозможности подобрать по времени и местоположению КВМ для димминга, наблюдаемого в центральной области диска Солнца.

2. На основе данных солнечных наблюдений телескопом *SDO/AIA* и коронографом *SOHO/LASCO* за 2010–2018 гг. выделено 41 событие, в которых удалось установить связь между КВМ и диммингом.

3. Получено эмпирическое соотношение (1), позволяющее рассчитать скорость КВМ по максимальному скачку яркости димминга (для диммингов, расположенных от -10° до 10° долготы, от -15° до 15° широты и связанных с КВМ).

4. В целях прогноза прибытия МКВМ на орбиту Земли проведено моделирование скорости МКВМ двумя способами: с использованием параметров КВМ из системы автоматического детектирования CACTus, а также с использованием параметров димминга. Из 11 событий, в которых время прихода МКВМ было предсказано с точностью до 24 ч (события типа hit), 6 событий были предсказаны лучше с использованием данных о диммингах, 5 событий — с использованием скорости КВМ с коронографа.

5. Соотношение (1), использующее изменения параметров диммингов, позволяет лучше прогнозировать МКВМ, приводящие к слабым геомагнитным возмущениям.

6. Проведено моделирование МКВМ для диммингов, изначально не соотнесенных с КВМ. Получено, что с точностью до 24 ч МКВМ прогнозируются в 43% случаев. Треть событий оказалась связана с множественными событиями, когда одному МКВМ соответствует несколько диммингов. Особенно часто

это происходит в максимуме солнечного цикла при условии, что часть событий распространяется по медленному солнечному ветру, а часть по высокоскоростному. Также на это влияет разброс рассчитанных по параметру димминга скоростей КВМ.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность коллективам проектов *SDO/AIA*, *SOHO/LASCO*, а также составителям каталогов Solar Demon и CACTus (SIDC, Royal Observatory of Belgium, Brussels), OMNI (Goddard Space Flight Center, NASA), Richardson & Cane ICME List за предоставление доступа к данным.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, грант № 22–62–00048.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Zhang J., Richardson I.G., Webb D.F. et al. Solar and interplanetary sources of major geomagnetic storms ($Dst \leq -100$ nT) during 1996–2005 // J. Geophysical Research: Space Physics. 2007. V. 112. Iss. A10.
2. Ермолаев Ю.И., Николаева Н.С., Лодкина И.Г. и др. Относительная частота появления и геоэффективность крупномасштабных типов солнечного ветра // Косм. исслед. 2010. Т. 48. № 1. С. 3–32.
3. Vršnak B., Žic T., Falkenberg T.V. et al. The role of aerodynamic drag in propagation of interplanetary coronal mass ejections // Astronomy & Astrophysics. 2010. V. 512. Iss. A43.
4. Verbeke C., Mays M.L., Temmer M. et al. Benchmarking CME arrival time and impact: progress on metadata, metrics and events // Space Weather. 2019. V. 17. Iss. 1. P. 6–26. <https://doi.org/10.1029/2018SW002046>
5. Taktakishvili A., Kuznetsova M., MacNeice P. et al. Validation of the coronal mass ejection prediction at the Earth orbit estimated by ENLIL heliosphere cone model // Space Weather. 2009. V. 7. Iss. 3.
6. Pomoell J., Poedts S. EUHFORIA: European heliospheric forecasting information asset. // J. Space Weather Space Clim. 2018. V. 8. Iss. A35. <https://doi.org/10.1051/swsc/2018020>
7. Zhao X.P., Plunkett S.P., Liu W. Determination of geometrical and kinematical properties of halo coronal

- mass ejections using the cone model // *J. Geophysical Research: Space Physics*. 2002. V. 107. Iss. A8. Art. ID. SSH 13–1-SSH 13–9.
8. Verbeke C., Pomoell J., Poedts S. The evolution of coronal mass ejections in the inner heliosphere: implementing the spheromak model with EUHFORIA // *Astronomy & Astrophysics*. 2019. V. 627. Iss. A111. <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201834702>
 9. Paouris E., Mavromichalaki H. Effective acceleration model for the arrival time of interplanetary shocks driven by coronal mass ejections // *Solar Physics*. 2017. V. 292. Iss. A180. <https://doi.org/10.1007/s11207-017-1212-2>
 10. Núñez M., Nieves-Chinchilla T., Pulkkinen A. Prediction of shock arrival times from CME and flare data // *Space Weather*. 2016. V. 14. Iss. 8. P. 544–562. <https://doi.org/10.1002/2016SW001361>
 11. Vršnak B., Žic T., Vrbanc D. et al. Propagation of interplanetary coronal mass ejections: the drag-based model // *Solar Physics*. 2013. V. 285. Iss. 1–2. P. 295–315. <https://doi.org/10.1007/s11207-012-0035-4>
 12. Riley P., Mays M.L., Andries J. et al. Forecasting the arrival time of coronal mass ejections: analysis of the CCMC CME Scoreboard // *Space Weather*. 2018. V. 16. Iss. 9. P. 1245–1260. <https://doi.org/10.1029/2018SW001962>
 13. Kaiser M.L., Kucera T.A., Davila J.M. et al. The STEREO mission: an introduction // *Space Science Reviews*. 2008. V. 136. P. 5–16.
 14. Vourlidas A. Mission to the Sun – Earth L_5 Lagrangian point: an optimal platform for space weather research // *Space Weather*. 2015. V. 13. Iss. 4. P. 197–201. <https://doi.org/10.1002/2015SW001173>
 15. Paouris E., Vourlidas A., Papaioannou A. et al. Assessing the projection correction of coronal mass ejection speeds on time-of-arrival prediction performance using the effective acceleration model // *Space Weather*. 2020. V. 19. Iss. 2. Art. ID. e2020SW002617. <https://doi.org/10.1029/2020SW002617>
 16. Черток И.М., Гречнев В.В. Крупномасштабные «димминги», вызываемые корональными выбросами массы на Солнце, по данным SOHO/EIT в четырех линиях крайнего УФ-диапазона // *Астрон. журн.* 2003. Т. 80. № 11. С. 1013–1025.
 17. Harra L.K., Sterling A.C. Material outflows from coronal intensity «dimming regions» during coronal mass ejection onset // *Astrophys. J. Lett.* 2001. V. 561. P. L215–L218.
 18. López F.M., Cremades H., Balmaceda L.A. et al. Estimating the mass of CMEs from the analysis of EUV dimmings // *Astronomy & Astrophysics*. 2019. V. 627. Iss. A8. <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201834163>
 19. Dissauer K., Veronig A.M., Temmer M. et al. Statistics of coronal dimmings associated with coronal mass ejections. I. Characteristic dimming properties and flare association // *Astrophys. J.* 2018. V. 863. Iss. 2. P. 169–188. <https://doi.org/10.3847/1538-4357/aad3c6>
 20. Dissauer K., Veronig A.M., Temmer M. et al. Statistics of coronal dimmings associated with coronal mass ejections. II. Relationship between coronal dimmings and their associated CMEs // *Astrophys. J.* 2019. V. 874. Iss. 2. P. 123–137. <https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab0962>
 21. Chikunova G., Dissauer K., Podladchikova T. et al. Coronal dimmings associated with coronal mass ejections on the solar limb // *Astrophys. J.* 2020. V. 896. Iss. 1. P. 17–33. <https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab9105>
 22. Chikunova G., Podladchikova T., Dissauer K. et al. Three-dimensional relation between coronal dimming, filament eruption, and CME // *Astronomy & Astrophysics*. 2023. V. 678. Iss. A166. <https://doi.org/10.1051/0004-6361/202347011>
 23. Nitta N.V., Mulligan T., Kilpua E.K.J. et al. Understanding the origins of problem geomagnetic storms associated with “stealth” coronal mass ejections // *Space Science Reviews*. 2021. V. 217. Iss. A82. <https://doi.org/10.1007/s11214-021-00857-0>
 24. Lamy P.L., Floyd O., Boclet B. et al. Coronal mass ejections over solar cycles 23 and 24 // *Space Science Reviews*. 2019. V. 215. Iss. A39. <https://doi.org/10.1007/s11214-019-0605-y>
 25. Вахрушева А.А., Шугай Ю.С., Канорцева К.Б. и др. Параметры корональных диммингов и их вариации в течение 24-го солнечного цикла // *Геомагнетизм и аэрономия*. 2024. Т. 64. № 1.
 26. Robbrecht E., Berghmans D. Automated recognition of coronal mass ejections (CMEs) in near-real-time data // *Astronomy & Astrophysics*. 2004. V. 425. Iss. 3. P. 1097–1106.
 27. Kraaikamp E., Verbeeck C. Solar Demon – an approach to detecting flares, dimmings, and EUV waves on SDO/AIA images // *J. Space Weather Space Clim.* 2015. V. 5. Iss. A18. <https://doi.org/10.1051/swsc/2015019>
 28. Shugay Y., Kalegaev V., Kaportseva K. et al. Modeling of solar wind disturbances associated with coronal mass ejections and verification of the forecast results // *Universe*. 2022. V. 8. P. 565–585. <https://doi.org/10.3390/universe8110565>

29. *Vršnak B., Temmer M., Žic T. et al.* Heliospheric propagation of coronal mass ejections: comparison of numerical WSA-ENLIL+Cone model and analytical Drag-based model // *Astrophys. J. Suppl. Series*. 2014. V. 213. Iss. 2. P. 21–29.
<https://doi.org/10.1088/0067-0049/213/2/21>
30. *Dumbović M., Čalogović J., Martinić K. et al.* Drag-based model (DBM) tools for forecast of coronal mass ejection arrival time and speed // *Frontiers in Astronomy and Space Sciences*. 2021. V. 8. Art. ID. A639986.
<https://doi.org/10.3389/fspas.2021.639986>
31. *Шугай Ю.С., Канорцева К.Б.* Прогноз квазистационарных и транзистентных потоков солнечного ветра по данным наблюдений солнца в 2010 г. // *Геомагнетизм и аэрономия*. 2021. Т. 61. № 2. С. 148–159.
<https://doi.org/10.31857/S0016794021020164>
32. *Wold A.M., Mays M.L., Taktakishvili A. et al.* Verification of real-time WSA-ENLIL+Cone simulations of CME arrival-time at the CCMC from 2010 to 2016 // *J. Space Weather Space Clim.* 2018. V. 8. Iss. A17.
<https://doi.org/10.1051/swsc/2018005>

УДК 533.9:520:533.924:621.039.634

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ АТОМАРНОГО КИСЛОРОДА НА МАТЕРИАЛЫ ИСКУССТВЕННЫХ СПУТНИКОВ ЗЕМЛИ

© 2024 г. Л. С. Новиков^{1,*}, В. Н. Черник¹, Е. Н. Воронина^{1,2}, Н. П. Чирская¹

¹Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скобельцына
МГУ имени М. В. Ломоносова, Москва, Россия

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

*E-mail: novikov@sinp.msu.ru

Поступила в редакцию 17.08.2023

После доработки 21.09.2023

Принята к публикации 25.09.2023

Представлено описание разработанного в Научно-исследовательском институте ядерной физики МГУ имени М. В. Ломоносова магнитоплазменного ускорителя и созданного на его основе лабораторного стенда для моделирования воздействия атомарного кислорода верхней атмосферы Земли на материалы низкоорбитальных спутников. Рассмотрена методика моделирования, приведены примеры результатов лабораторных исследований. Изложены основные положения и результаты расчетно-теоретических исследований разрушения атомарным кислородом приповерхностных слоев полимерных материалов.

DOI: 10.31857/S0023420624040075, EDN: JIUROY

ВВЕДЕНИЕ

Атомарный кислород (АК) является основным компонентом атмосферы Земли в интервале высот ~200...700 км. Данные об изменении границ этого высотного диапазона и концентрации АК на разных высотах в зависимости от солнечной и геомагнитной активности обобщены в современной Международной справочной атмосфере CIRA-2012 [1]. В верхней атмосфере Земли при температуре $T \sim 1000$ К средняя тепловая энергия атомов составляет около 0.1 эВ, но по отношению к искусственному спутнику Земли (ИСЗ), движущемуся со скоростью ~ 8 км·с⁻¹, кинетическая энергия атомов набегающего потока составляет около 5 эВ, что усиливает окислительную способность АК. В результате при взаимодействии атомов кислорода с материалами происходит образование летучих окислов, уходящих в окружающее пространство, и в конечном итоге — эрозия поверхности материалов и потеря ими массы [2]. Такой механизм повреждения материалов часто называют химическим распылением в отличие от физического распыления, обусловленного передачей налетающей частицей импульса атомам вещества мишени. В наибольшей степени подвержены разрушающему воздействию АК полимерные материалы, широко используемые на поверхности современных ИСЗ в виде пленок, нитей и тканей, конструктивных элементов и т.п. Для полимеров толщина уносимого с поверхности слоя может достигать нескольких

десятков микрометров за год пребывания ИСЗ на низкой околоземной орбите [3].

На протяжении длительного времени воздействие АК на материалы изучалось главным образом применительно к орбитальным космическим станциям («Мир», МКС и др.), высота орбит которых составляет 350...400 км. В настоящее время интерес к подобным исследованиям сильно возрос в связи с созданием многочисленных низкоорбитальных космических систем различного назначения, в составе которых ИСЗ должны работать на высотах 200...300 км. Выведение ИСЗ на столь малые высоты удешевляется, для таких ИСЗ значительно снижается минимально необходимый уровень мощности радиотехнических устройств при одновременном достижении улучшения пространственного разрешения и повышения быстродействия приборов дистанционного зондирования земной поверхности. Однако на малых высотах ИСЗ испытывают сильное торможение в атмосфере, что требует периодической корректировки их орбит, но затраты на проведение этих операций компенсируются отмеченными выше преимуществами низкоорбитальных ИСЗ.

Из данных справочника [1] следует, что снижение высоты орбиты с 400 км до 200 км вызывает увеличение концентрации АК на один — два порядка, в зависимости от уровня солнечной активности. Следовательно, для малых высот требуется тщательное изучение как закономерностей изменения воздействующих на ИСЗ потоков АК, так

и механизмов разрушения материалов поверхности при высоких плотностях потоков. Для проведения подобных исследований непосредственно в космическом пространстве уже созданы специализированные ИСЗ и приборы [4–7]. Соответственно повышаются требования и к моделирующим лабораторным стендам, которые должны обеспечивать возможность проведения ускоренных испытаний материалов при больших ($10^{22} \dots 10^{23} \text{ см}^{-2}$) флюенсах АК. Последнее стимулируется и работами по созданию Российской орбитальной станции, рассчитанной на продолжительное функционирование (<https://rg.ru/2023/04/12/sleduiushchaia-stanciiia-ros.html>).

В Научно-исследовательском институте ядерной физики им. Д. В. Скобелева МГУ им. М. В. Ломоносова (НИИЯФ МГУ) для моделирования воздействия АК верхней атмосферы Земли на материалы разработан уникальный магнитоплазодинамический ускоритель и на его основе построен лабораторный имитационный стенд, исследования на котором проводятся в течение длительного времени. Для решения научных и прикладных задач испытаны десятки различных материалов ИСЗ: полимерные пленки, ткани и нити, защитные и функциональные покрытия, полимерные композиты, в том числе с наноразмерными наполнителями. Изучались эффекты деструкции материалов при воздействии АК и изменение различных свойств материалов: механических, оптических, электрических и др. В последние годы наряду с экспериментальными исследованиями интенсивно ведется расчетно-теоретическое изучение воздействия АК на полимеры, композиты на их основе и наноструктуры.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Магнитоплазодинамический ускоритель

Схема созданного в НИИЯФ МГУ магнито-плазодинамического ускорителя кислородной плазмы с внешним магнитным полем показана на рис. 1а [8–10]. Анод 1, ферромагнитный промежуточный электрод 2, отделенный от анода изолятором 3, и полый катод 4 установлены внутри соленоида 5. Плазмообразующий газ 6 (кислород) подается в полость анода, а инертный газ 7 (аргон или ксенон) пропускается через полый катод. Полость промежуточного электрода откачивается через патрубок 8. Вспомогательный отклоняющий электромагнит 9 служит для удаления из плазменного потока заряженных частиц.

При разогреве термоэлектронного катода и включении анодного напряжения в полости между катодом и промежуточным электродом зажигается электрический разряд в смеси кислорода, засасываемого в эту полость вследствие откачки через патрубок 8, и подаваемого инертного газа. Далее разряд распространяется в конусообразную полость анода, где электроны совершают сложное спиралеобразное движение, создавая продольную составляющую электрического поля для ускорения положительных ионов и обеспечивая квазинейтральность плазменной струи, выходящей из сопла ускорителя (рис. 1б).

Средняя энергия ионов в плазменном потоке регулируется в диапазоне 20...40 эВ путем изменения режимов электрического и газового питания. При этом плотность потока ионов и нейтральных частиц кислорода на расстоянии 0.2 м от среза анода в плоскости размещения исследуемых образцов составляет $(1-5) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, что соответствует эффективной (приведенной

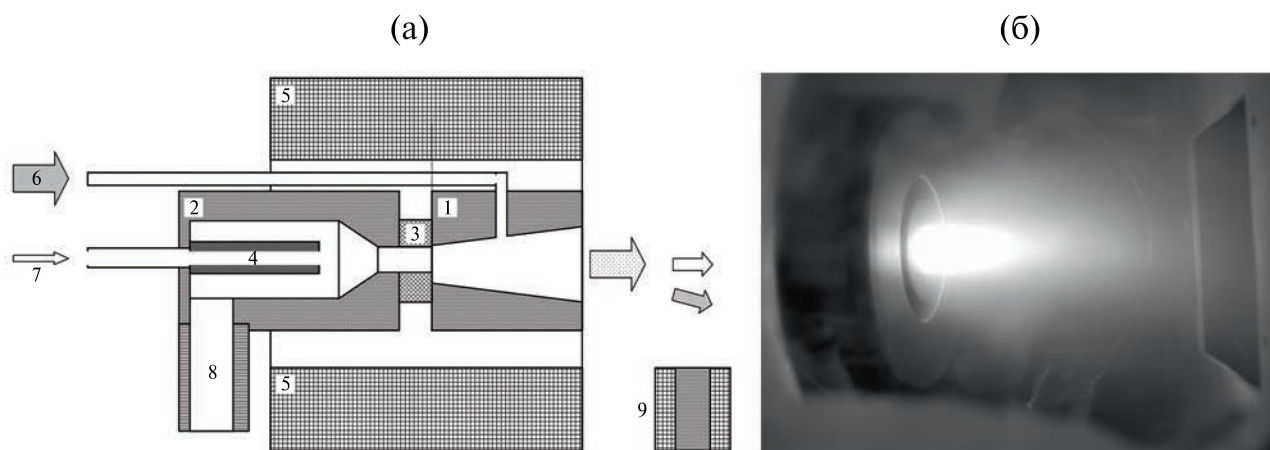


Рис. 1. Схема магнитоплазодинамического ускорителя кислородной плазмы НИИЯФ МГУ (а) и фотография струи кислородной плазмы на выходе из сопла ускорителя (б).

к энергии 5 эВ) плотности потока атомов кислорода $(0.6\text{--}8) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Для формирования нейтрального пучка атомов и молекул кислорода ионы могут выводиться из плазменного потока дополнительным отклоняющим электромагнитом 9. Энергия нейтральных частиц в созданном таким способом пучке уменьшается до $5\text{--}10$ эВ при плотности потока $10^{14} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$.

Для снижения содержания примесей материалов электродов в потоке плазмы в ускорителе реализовано геометрическое ограничение и магнитное сжатие (контрагирование) области разряда, что обеспечило содержание примесей не выше $4 \cdot 10^{-6}$ [11, 12].

Плазменно-пучковый лабораторный стенд

На базе описанного магнитоплазодинамического ускорителя построен лабораторный стенд [10] для проведения исследований воздействия АК на материалы космической техники (рис. 2). Стенд содержит одну вакуумную камеру 1, разделенную перегородкой 2 на две части: секцию 3 источника плазмы и измерительную секцию 4. Плазменный пучок 5 формируется в ускорителе 6 и поступает на образец 7 через сепаратор заряженных частиц 8 и отверстие в перегородке, охлаждаемой водой. Образец испытуемого материала крепится на держателе 9, температура которого поддерживается в диапазоне $10\text{--}200^\circ\text{C}$. Диагностика пучка осуществляется датчиками ионной и нейтральной составляющих 10, 11, размещенными на манипуляторе 12, который позволяет помещать датчики на место образца. Энергетическое распределение ионов исследуется трехсеточным анализатором тормозящего поля. Среднемассовые параметры молекулярного пучка определяются по величинам потоков энергии и импульса термисторным болометром и крутильными весами. Массовый состав ионной составляющей контролируется квадрупольным масс-спектрометром, анализатор 13 которого установлен на фланце камеры, а промежуточный электронный блок 14 соединен с компьютерной системой 15 сбора, регистрации и обработки информации.

Вакуумная система стенда выполнена с раздельной откачкой обеих секций и ускорителя криогенными насосами 16, 17 и 18 со скоростью откачки 6.0 ; 2.5 и $0.3 \text{ м}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ соответственно. В камере достигается исходный вакуум $(3\text{--}5) \cdot 10^{-5} \text{ Па}$. В процессе работы установки при типовых расходах плазмообразующего газа (кислорода) $0.2\text{--}0.5 \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ и рабочих газов полого катода (аргона или ксенона) $0.1\text{--}0.2 \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ вакуум в секции 3 составляет $(1\text{--}1.5) \cdot 10^{-2} \text{ Па}$, а в секции 4 — $(3\text{--}5) \cdot 10^{-3} \text{ Па}$.

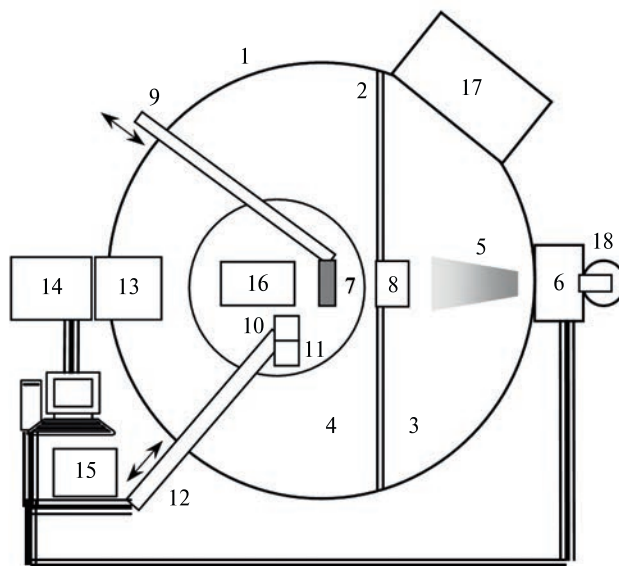


Рис. 2. Схема пучково-плазменного лабораторного стенда.

Методика проведения ускоренных испытаний материалов на стойкость к воздействию атомарного кислорода

Важнейшим показателем стойкости материалов к воздействию АК является потеря ими массы при таком воздействии. Для количественной характеристики потери массы за счет химического распыления обычно используют массовый R_m - и объемный R_v -коэффициенты распыления (эрозии), равные соответственно отношению удельных потерь массы или объема к флюенсу атомов кислорода с размерностями г/атом О или $\text{см}^3/\text{атом О}$. Использование таких коэффициентов особенно удобно при изучении процессов воздействия АК на полимерные материалы, для которых часто бывает трудно определить массу и состав отдельных фрагментов, удаляемых с поверхности.

При планировании и проведении лабораторных испытаний материалов на стойкость к воздействию АК прежде всего встает вопрос о соответствии используемых флюенсов АК натурным условиям. В этой связи общепринятой является соответствующая стандарту ASTM E2089–00 (2006) [13] методика эквивалентного флюенса, согласно которой рядом с тестируемым образцом устанавливался образец-свидетель из полиимидной пленки (каптон, торговая марка Kapton HN), для которой массовый коэффициент эрозии, измеренный в космических условиях при энергии воздействующих атомов кислорода 5 эВ, известен: $R_m = 4.3 \cdot 10^{-24} \text{ г/атом О}$. Используемые в лабораторных экспериментах флюенсы нормируются по этому значению R_m .

Следующим является вопрос об адекватности результатов ускоренных лабораторных испытаний материалов КА при повышенных относительно 5 эВ энергиях атомов кислорода натурным данным.

Таблица 1. Относительные коэффициенты эрозии материалов, полученные в космосе при 5 эВ и на установке НИИЯФ МГУ при 30 эВ

Коэффициенты	Материал								
	ПИ	ПЭТФ	ПЭНП	ПГ	ПВФ	ПС	ПММА	ЭП	УП
R_m/R_k при 5 эВ	1.0	1–1.1	>0.8	0.23	1.02–1.12	0.91	>1.8	0.57	0.36–0.41
R_m/R_k при 30 эВ	1.0	1.07	0.93	0.23	1.11	0.94	2.50	0.59	0.38

Использование пучков АК повышенной энергии корректно при взаимном соответствии двух рядов данных, характеризующих распыление материалов потоком АК. Результаты такого сопоставления приведены в табл. 1 [14, 15], где в верхней строке представлены отношения массового коэффициента эрозии R_m для разных материалов к коэффициенту эрозии R_k для каптона, полученные в космических экспериментах при энергии атомов кислорода 5 эВ [5, 16–21], а в нижней строке – такие же отношения, полученные на лабораторном стенде НИИЯФ МГУ при энергии атомов кислорода 30 эВ. В табл. 1 представлены данные для следующих материалов: ПИ – полиимид (каптон); ПЭТФ – полиэтилентерефталат (майлар); ПЭНП – полиэтилен низкой плотности; ПГ – пирографит; ПВФ – поливинилфторид (тедлар); ПС – полистирол; ПММА – полиметилметакрилат; ЭП – эпоксидная смола; УП – углепластик. Хорошее совпадение экспериментальных данных, полученных при разных энергиях атомов кислорода, свидетельствует о допустимости проведения лабораторных испытаний при повышенной энергии атомов кислорода.

В связи с обсуждаемой методикой ускоренных лабораторных испытаний материалов весьма интересна зависимость коэффициента эрозии от

энергии воздействующих атомов кислорода, представленная на рис. 3 [22]. Здесь приведены результаты измерений объемного коэффициента эрозии полиимида, полученные при разных энергиях атомов кислорода на современных лабораторных установках: PSI (США) [23, 24], ЦАГИ (Россия) [25], UTIAS (Канада) [26], Osaka University (Япония) [27], LANL (США) [28], SNRC (Израиль) [29] и НИИЯФ МГУ, а также в космосе. Из рис. 3 видно, что коэффициент эрозии растет практически линейно при увеличении энергии атомов кислорода до 30...40 эВ. Это подтверждает возможность ускорения лабораторных испытаний за счет повышения энергии воздействующих атомов кислорода, но в то же время требует повышенного внимания при работе вблизи верхней границы указанного энергетического диапазона, где может проявляться физическое распыление материалов.

В целом можно констатировать, что на имитационном лабораторном стенде НИИЯФ МГУ происходит практически стократное ускорение испытаний, достигаемое за счет увеличения энергии атомов кислорода и повышения плотности потока АК.

ПРИМЕРЫ РЕЗУЛЬТАТОВ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ НА ИМИТАЦИОННОМ СТЕНДЕ НИИЯФ МГУ

Как уже отмечалось, лабораторным испытаниям на стойкость к воздействию АК были подвергнуты многочисленные материалы разных типов. Данные о стойкости материалов к воздействию АК можно найти в публикации [22]. Здесь приведем лишь некоторые результаты проведенных испытаний. Отметим, что регистрировавшиеся в лабораторных условиях потери массы полиимидом, неоднократно упоминавшемся в качестве эталонного материала, сопровождаются формированием на поверхности материала характерного рельефа (рис. 4), известного в научной литературе как «ковровый ворс» и неоднократно наблюдавшегося на поверхности образцов, экспонировавшихся в космосе. Это является одним из подтверждений соответствия физических процессов деструкции материала, наблюдаемых в лабораторных экспериментах, космическим условиям.

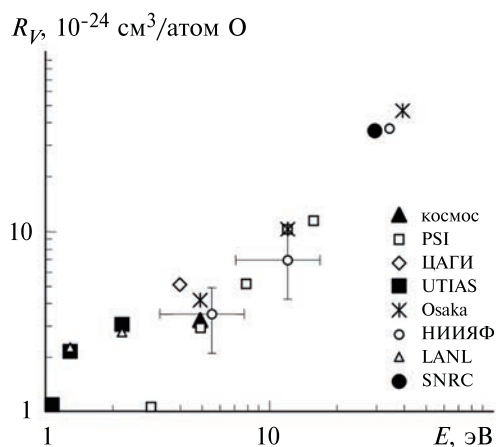


Рис. 3. Зависимость объемного коэффициента эрозии полиимида от энергии атомов кислорода на основании измерений, проведенных в космосе и на лабораторных установках.

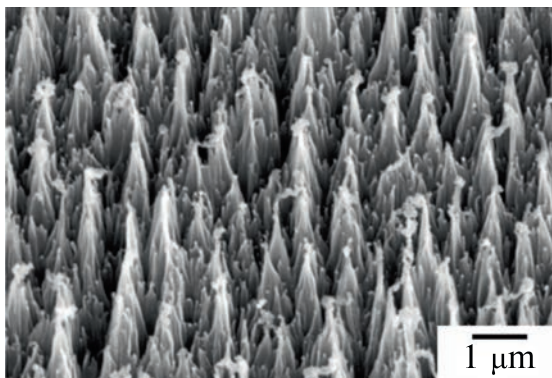


Рис. 4. Рельеф поверхности образца полиимида после воздействия АК на лабораторном стенде НИИЯФ МГУ.

Исследовались различные нити, плетеные ткани и цветные эмали, применяемые на поверхности ИСЗ. Рисунок 5 иллюстрирует характерные изменения, происходящие под действием АК в арамидных нитях, которые образованы полиимидными волокнами. Хорошо видно, что нити становятся распушенными за счет разрушения наружных волокон, что может вызывать деградацию их механических свойств. Аналогичный эффект наблюдался в натурных экспериментах на орбитальной станции «Мир» [30, 31].

На рис. 6а,б показаны изображения образцов эпоксидной (а) и кремнийорганической (б) эмалей после испытаний на лабораторном стенде [32] (воздействию АК подвергалась правая часть образцов, в то время как левая часть была защищена фольгой). В результате облучения незащищенные участки первого образца утратили первоначальный цвет и стали светлее, в то время как внешний вид второго образца практически не изменился, что свидетельствует о высокой стойкости кремнийорганической эмали к воздействию АК. Этот вывод подтверждается результатами измерения спектрального коэффициента отражения эмалей, которые приведены на рис. 6в,г. Результаты испытаний некоторых терморегулирующих покрытий приведены в работе [33].

Для разработчиков космической техники большой интерес представляют исследования возможности защиты реально используемых материалов от воздействия АК. На стенде исследовались образцы углепластика КМУ-4Л в виде пластин толщиной 1 мм без защитного покрытия и покрытые белой полиэфирной эмалью ЭКОМ-1 [34]. Полученная зависимость удельной потери массы от эквивалентного флюенса АК приведена на рис. 7. Рисунок показывает, что защитное покрытие существенно снижает потери массы.

Однако недостатком тонкопленочных защитных покрытий является их низкая надежность. Из-за малой толщины они легко повреждаются при производстве и эксплуатации, а из-за отличия их физических свойств от свойств подложки наблюдается образование трещин и отслаивание при термоциклировании — периодическом изменении температуры участков поверхности ИСЗ в процессе эксплуатации. На рис. 8 показан фрагмент полиимидной пленки с нанесенным химическим осаждением защитным покрытием SiO_2 после воздействия на стенде АК при эквивалентном флюенсе $2.2 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2}$. Наблюдается образование сквозного отверстия и возникновение трещин в защитной пленке.

В связи с указанным недостатком тонкопленочных защитных покрытий рассматривается метод повышения стойкости полимеров к воздействию АК путем введения в приповерхностные слои материалов микро- и наночастиц, устойчивых к воздействию атомов кислорода, вследствие чего приповерхностные слои приобретают структуру матричного композита с порошковым наполнителем. Результаты лабораторных испытаний полученного таким способом полимерного композита показаны на рис. 9 [35]. Рисунок 9а демонстрирует границу между необлученным и облученным участками поверхности образца, а на рис. 9б в более крупном масштабе показана структура, образовавшаяся на облученном участке. Видно, что округлые микрочастицы защищают области полимера, находящиеся под ними, от разрушения потоком АК.



Рис. 5. Изображения шва из арамидных нитей до (а) и после (б) воздействия на лабораторном стенде АК с эквивалентным флюенсом $8 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2}$ (размер изображений $1.5 \times 1.0 \text{ мм}$).

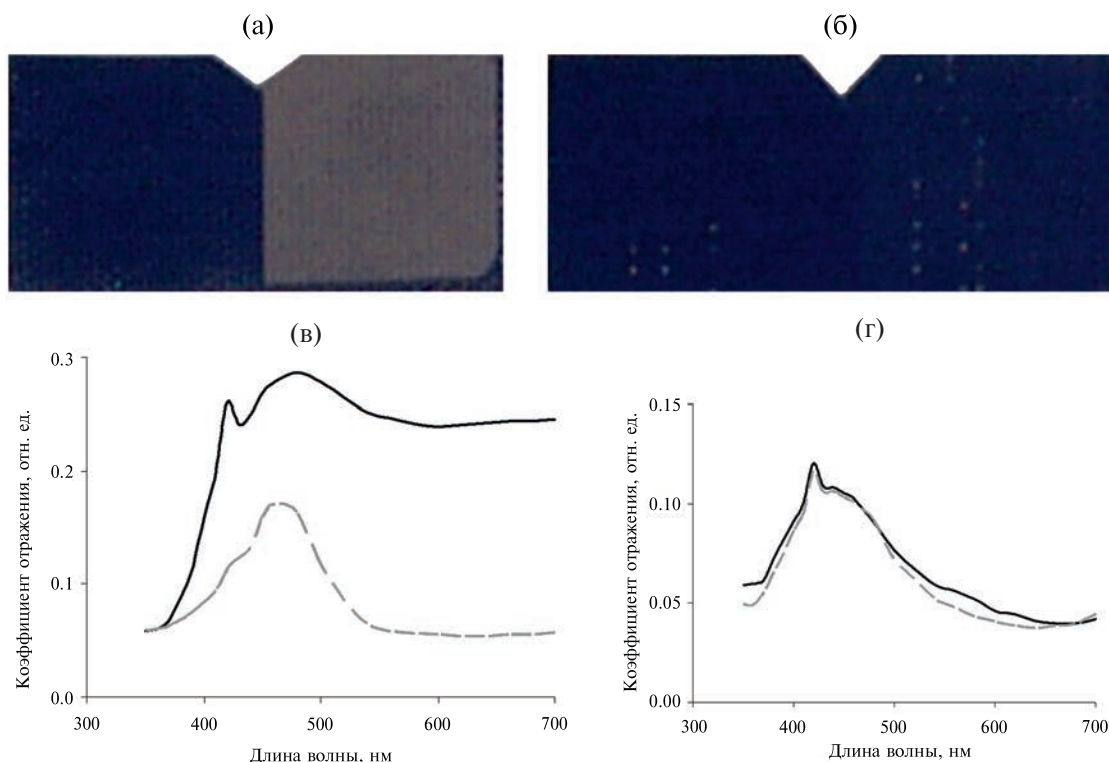


Рис. 6. Внешний вид (а, б) и изменение спектрального коэффициента отражения (в, г) эпоксидной (а, в) и кремнийорганической (б, г) эмалей после воздействия АК с эквивалентным флюенсом $1.4 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2}$ при испытаниях на лабораторном стенде. Штриховыми серыми и черными сплошными линиями показаны результаты измерений до и после облучения соответственно.

Поскольку углеродные нанотрубки рассматриваются как один из наполнителей полимерных композитов, описанных выше, представляет интерес изучение стойкости самих нанотрубок к воздействию АК. На лабораторном стенде был проведен эксперимент по облучению потоком АК так называемого «леса» нанотрубок высотой до

1000 мкм, представляющего собой совокупность стоящих вертикально на подложке многостенных углеродных нанотрубок диаметром 20...100 нм [36]. После облучения на поверхности «леса» возникли многочисленные конусообразные объекты диаметром до нескольких микрометров (рис. 10). Детальный анализ образцов показал, что даже при

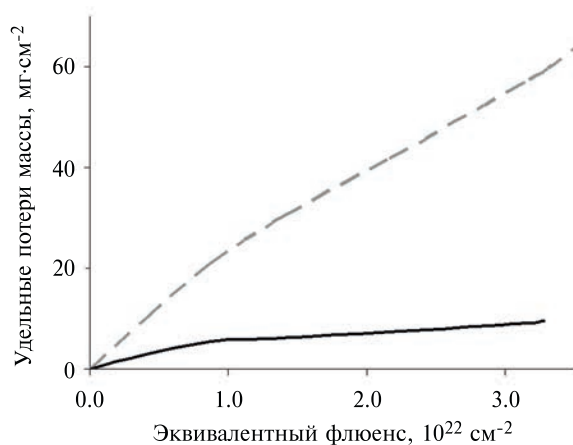


Рис. 7. Зависимости удельной потери массы углепластика КМУ-4Л без покрытия (серая штриховая линия) и с защитным покрытием (черная сплошная) от эквивалентного флюенса АК.

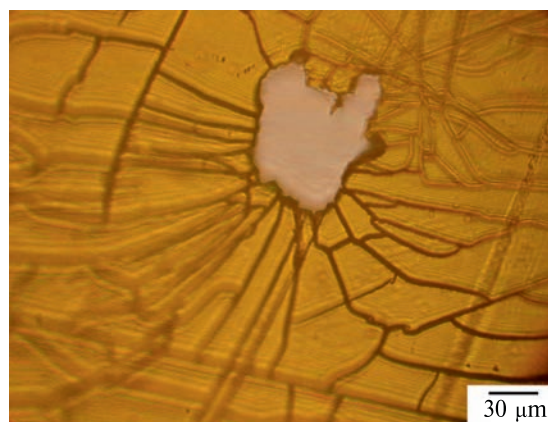


Рис. 8. Дефекты в защитной пленке SiO_2 после воздействия потока АК.

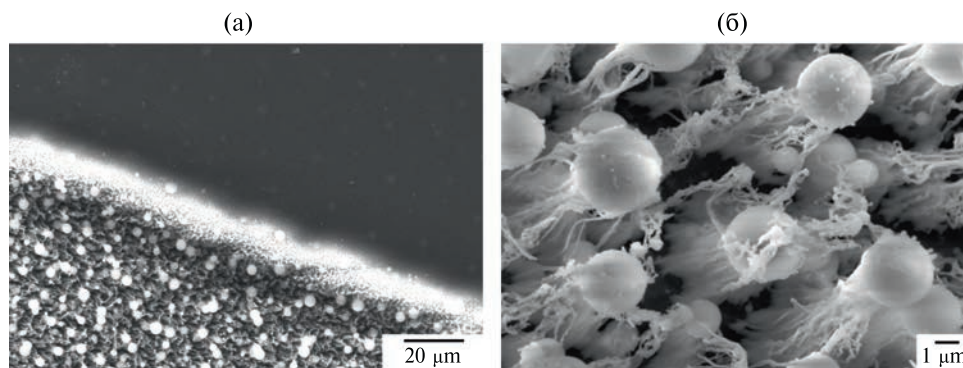


Рис. 9. Граница между необлученным и облученным участками поверхности (а) и структура полимерного композита после воздействия потока АК (б).

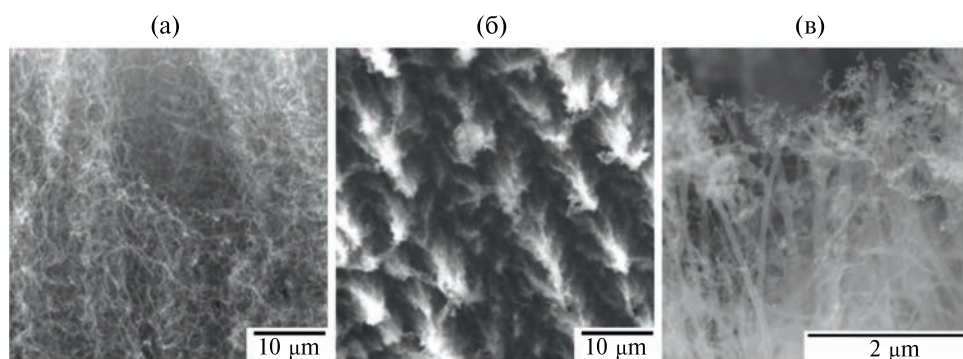


Рис. 10. а, б — Полученные с помощью растрового электронного микроскопа изображения «леса» нанотрубок до (а) и после (б) воздействия АК при эквивалентном $1.5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-2}$; в — эффект «распушения» углеродных нанотрубок.

относительно низком эквивалентном флюенсе АК $\sim 5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-2}$ начиналось интенсивное «распушение» торцов вертикально стоящих углеродных нанотрубок [37]. Обнаруженный эффект был объяснен на основании теоретических представлений, изложенных в следующем разделе.

РАСЧЕТНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ВОЗДЕЙСТВИЯ АТОМАРНОГО КИСЛОРОДА НА ПОЛИМЕРНЫЕ МАТЕРИАЛЫ

Задача численного моделирования эрозии полимерных материалов под действием АК является крайне сложной, поскольку такое моделирование должно учитывать процессы, относящиеся к кардинально различающимся пространственным и временным масштабам: от реакций между молекулами, которые могут осуществляться за пико- и наносекунды, до разрушения приповерхностных слоев полимерных материалов на поверхности ИСЗ, происходящих в течение месяцев пребывания на низких околоземных орбитах. Для решения этой задачи крайне важным становится применение многомасштабного подхода на основе сочетания методов, которые относятся к различным пространственно-временным диапазонам [38, 39].

Для исследования небольших молекул, содержащих несколько атомов, успешно применяются квантовомеханические методы на основе метода Хартри—Фока и метод теории функционала плотности (*англ.* density functional theory, DFT) [40]. Моделирование динамики более сложных систем, содержащих более сотни атомов, обычно осуществляется с использованием менее точных полуэмпирических методов, например, метода DFT в схеме сильной связи (*англ.* density functional based tight-binding, DFTB), который позволяет вполне корректно моделировать образование и разрыв химических связей при высокой вычислительной эффективности [41]. Для расчета потерь масс полимерных материалов и исследования рельефа, возникающего в результате воздействия АК, наиболее эффективны модели на основе метода Монте—Карло. Ниже представлены некоторые результаты расчетных исследований, выполненных в НИИЯФ МГУ.

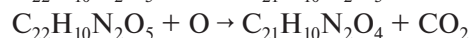
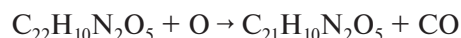
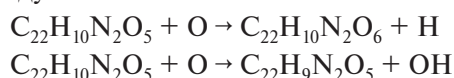
Взаимодействие сверхтепловых атомов О с полимерными звеньями

Уже отмечалось, что пока нет общепризнанной физико-химической модели, описывающей де-струкцию полимеров под действием АК. Известно,

что значительная часть падающих на полимер атомов кислорода неупруго отражается. Оставшаяся доля атомов вступает с полимером в химические реакции, которые принято разделять на две группы: реакции термализованных атомов кислорода с полимером после прилипания атомов к поверхности и прямые реакции быстрых атомов с поверхностью. Увеличение энергии падающих атомов кислорода за счет орбитальной скорости ИСЗ приводит к возрастанию сечения реакций второго типа и открытию дополнительных каналов [2]. Для оценки потерь массы материала наиболее важны реакции разрыва С–С-связей, которые могут приводить к образованию летучих соединений СО и СО₂.

Исследование возможных химических реакций, протекающих под воздействием АК на поверхности полиимида, проводилось методом DFTB. В расчетах использовалась модель из двух последовательно соединенных мономеров полиимида C₂₂H₁₀N₂O₅, было рассмотрено 600 случаев попадания сверхтепловых атомов О с начальной энергией 5 эВ в различные пространственные области расчетной модели. В табл. 2 приведены вероятности реализации (доля от общего числа рассмотренных случаев) выявленных при моделировании реакций и их характерные времена [42]. Видно, что наиболее вероятными процессами взаимодействия сверхтепловых атомов О с полиимидом стали неупругое отражение (~27% всех случаев) и адсорбция (~29%) с последующей термализацией адсорбированного атома, в то время как реакции с разрывом прочных С–С-связей характеризовались более низкой вероятностью.

Моделирование также позволило выявить основные прямые реакции сверхтепловых атомов О с полиимидом, приводящие к образованию летучих продуктов.



Доля таких реакций составляла около 16%, при этом на достаточно тяжелые летучие продукты СО и СО₂, вызывающие основную потерю массы, приходилось ~4.7%. Анализ расчетных данных показал, что для указанных реакций характерны определенные области взаимодействия налетающих сверхтепловых атомов О с полимером. Также было обнаружено, что первые две реакции происходили очень быстро – в течение 20...100 фс, в то время как более сложные процессы протекали значительно медленнее (табл. 2). Основные стадии реакции с образованием летучей молекулы СО₂, в которой наблюдалось формирование активированного комплекса с его последующим распадом, показаны на рис. 11б.

Эрозия полимерных материалов

Расчетные исследования разрушения полимерных композитов потоком АК проводились методом Монте–Карло для двумерной модели, показанной на рис. 12а, б. Исследуемый материал разбивался на ячейки размером 0.05...1.0 мкм, которые соответствовали либо полимеру, т.е. могли быть модифицированы или удалены потоком АК, либо материалу, стойкому к воздействию АК (защитному покрытию, частицам наполнителя). Например, в модели, показанной на рис. 12а, верхний защитный слой материала (серые квадраты) имеет дефект, через который АК проникает в слои ячеек, содержащих полимер (белые квадраты).

Расчеты проводились в приближении укрупненных частиц, рассматривались процессы удаления с некоторой вероятностью полимерных ячеек, зеркального отражения и однократного или многократного диффузного рассеяния падающих частиц на ячейках полимера. Количество атомов кислорода в одной укрупненной частице и вероятности

Таблица 2. Вероятности наиболее характерных процессов взаимодействия атомов О с полиимидными звеньями

Реакция	Доля от общего числа случаев, %	Характерное время процесса, фс
Рассеяние атомов О	27.2	
Адсорбция	29.3	
Разрыв С–С связей	20.5	
встраивание атома О	12.5	200–400
полный разрыв	8.0	200–1000
Разделение мономера на два фрагмента	6.3	400–1000
Образование летучих продуктов	16.7	
Н	1.1	20–30
О	2.0	50
ОН	8.7	50–100
СО	0.9	150–500
СО ₂	4.0	150–500

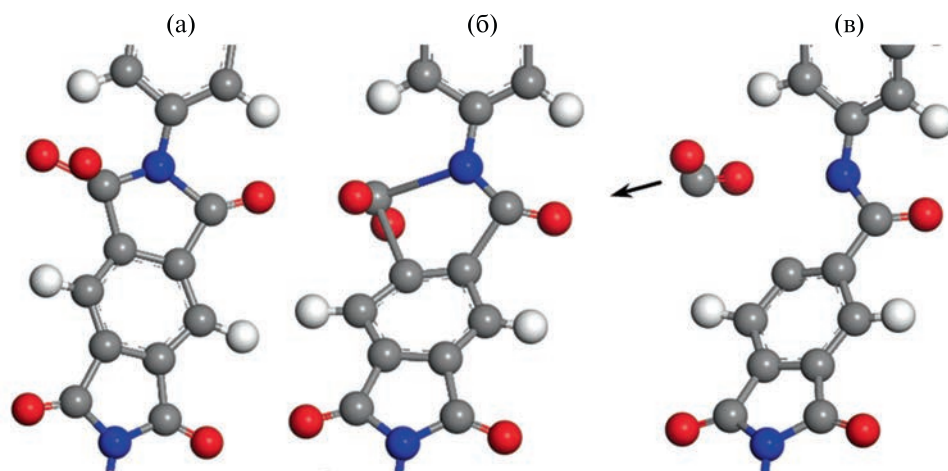


Рис. 11. Различные стадии реакции образования молекулы CO_2 : а – образование активированного комплекса; б – удлинение и разрыв C-N и C-C связей; в – отрыв молекулы CO_2 . Атомы О, С, Н и N показаны красным, серым, белым и синим цветом соответственно.

протекания указанных процессов выбирались на основании результатов экспериментов по критерию наилучшего согласия расчетных и экспериментальных данных.

В качестве примера на рис. 12в приведены результаты моделирования процесса эрозии для образца полимера с защитным покрытием, показанного на рис. 12а, при наличии однократного зеркального или диффузионного рассеяния; на рис. 12г – с учетом многократного рассеяния. Сравнение полученных экспериментальных (рис. 12д) и рассчитанных профилей позволяет заключить, что применяемая математическая

модель достаточно хорошо описывает эрозию полимера [43].

Для сопоставления с полученными на лабораторном стенде экспериментальными данными (рис. 9) было выполнено моделирование эрозии полимера с одним рядом устойчивых к воздействию атомов кислорода шарообразных частиц разного диаметра, введенным в его приповерхностный слой. На рис. 13а, б приведены результаты расчета для частиц наполнителя диаметром 10 мкм и 7 мкм при падении укрупненных кислородных частиц на поверхность под углом 30 градусов к нормали [44]. Суммарный объем вещества защитного

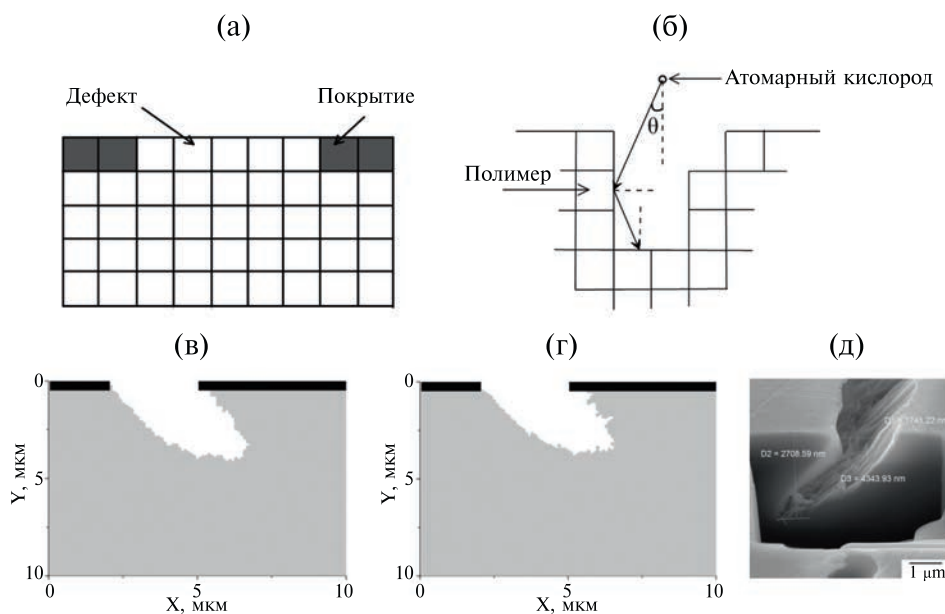


Рис. 12. а, б – Расчетная модель полимера с защитным покрытием (а) и налетающий поток АК (б). в, г – Результаты моделирования эрозии полимера без учета рассеяния частиц на полимерных ячейках (в) и с учетом рассеяния (г) [43]. д – Полученное с помощью растрового электронного микроскопа изображение профиля каверны в полимере при облучении потоком АК с флюенсом $1.6 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-2}$ при угле падения 30 градусов.

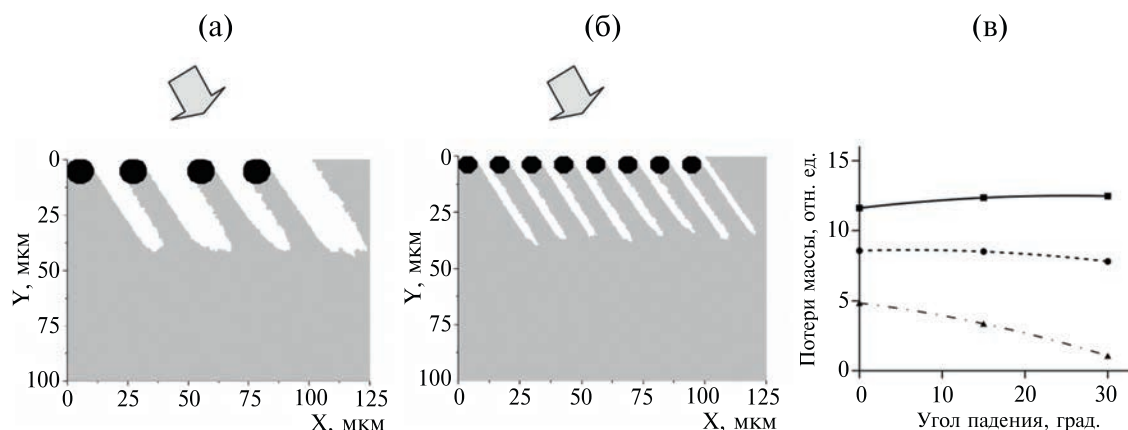


Рис. 13. а, б – Результаты моделирования эрозии полимерного композита при диаметре частиц 10 (а) и 7 мкм (б) при эквивалентном флюенсе АК $1.3 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2}$. Стрелками показано направление потока атомов О. Панель в – Зависимости потеря массы полимера от угла падения потока атомов О и диаметра агломератов наполнителя D : сплошная линия – $D = 10 \text{ мкм}$; штриховая линия – $D = 7 \text{ мкм}$; штрих-пунктирная линия – $D = 5 \text{ мкм}$.

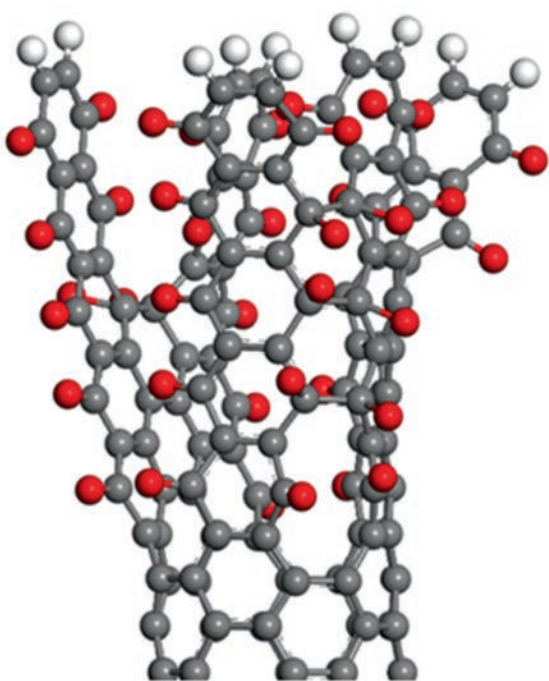


Рис. 14. Изображение частично разрушенной нанотрубки, полученное в результате моделирования методом DFT. Атомы О, С и Н показаны красным, серым и белым цветом, соответственно

наполнителя для всех вариантов геометрии был одинаковым. При проведении расчетов учитывалось многократное зеркальное и диффузное рассеяние частиц на полимерных ячейках.

Подобные расчеты позволяют прогнозировать стойкость создаваемых полимерных композитов к воздействию АК, заменяя во многих случаях проведение лабораторных экспериментов. Например, из рис. 13а, б хорошо видно, что структуры, полученные в результате моделирования, подобны

наблюдавшимся экспериментально, и, с уменьшением размера агломератов или внедряемых частиц, эрозия полимера становится менее интенсивной (рис. 13в).

Разрушение нанотрубок под действием атомарного кислорода

В описанных выше экспериментах на лабораторном стенде НИИЯФ МГУ было установлено, что одной из характерных стадий процесса разрушения углеродных нанотрубок является распушение их торцов (рис. 10в). Моделирование методом DFT показало, что этот эффект тесно связан с явлением «расстегивания» (*англ. unzipping*) углеродных нанотрубок, которое происходит в результате коллективного воздействия атомов О и сопровождается разрывом С–С связей с образованием на краях С=О групп [35, 45, 46]. В результате этого процесса боковые стенки нанотрубок разделяются на тонкие полосы, представляющие собой фрагменты графеновых нанолент с адсорбированными по краям атомами кислорода (рис. 14) [37]. По мере разрушения верхнего слоя атомы О начинают воздействовать на нижележащий слой, что приводит к постепенному разрушению всей нанотрубки.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В НИИЯФ МГУ создан плазменно-пучковый лабораторный имитационный стенд для проведения исследований воздействия атомарного кислорода верхней атмосферы Земли на материалы космической техники. Средняя энергия ионов в плазменном потоке, получаемом на стенде, регулируется в диапазоне 20...40 эВ путем изменения режимов электрического и газового питания магнитоплазодинамического ускорителя, на базе которого построен стенд. Плотность потока

ионов и нейтральных частиц кислорода в плоскости размещения исследуемых образцов составляет $(1...5) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, что соответствует эффективной (приведенной к энергии 5 эВ) плотности потока атомов кислорода $(0.6...8) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Для формирования нейтрального пучка атомов и молекул кислорода ионы могут выводиться из плазменного потока дополнительным отклоняющим электромагнитом. Энергия нейтральных частиц в созданном таким способом пучке уменьшается до 5...10 эВ при плотности потока $10^{14} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Стенд обеспечивает ускорение проведения имитационных испытаний материалов приблизительно в 100 раз по отношению к космическим условиям за счет увеличения энергии частиц в пучке и повышения плотности потока. На стенде проведены испытания большого количества материалов разных типов в интересах предприятий космической отрасли. Наряду с экспериментальными исследованиями в НИИЯФ МГУ интенсивно ведется расчетно-теоретическое изучение воздействия атомарного кислорода на полимеры, композиты на их основе и наноструктуры. На основании результатов теоретических исследований объяснен ряд экспериментальных данных. Показано, что расчетно-теоретическое моделирование позволяет во многих случаях прогнозировать стойкость полимерных композитов к воздействию атомарного кислорода, заменяя проведение лабораторных экспериментов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена за счет гранта Российского научного фонда № 23-13-00244 с использованием оборудования Центра коллективного пользования сверхвысокопроизводительными вычислительными ресурсами МГУ имени М.В. Ломоносова.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. COSPAR International Reference Atmosphere (CIRA-2012). Version: 1.0. 2012.
2. Minton T.K., Garton D.J. Dynamics of atomic oxygen induced polymer degradation in low Earth orbit. Chemical dynamics in extreme environments // Chemical Dynamics in Extreme Environments. Advanced Series in Physical Chemistry. 2001. V. 11. P. 420–489.
https://doi.org/10.1142/9789812811882_0009
3. Novikov L.S. Contemporary state of spacecraft / environment interaction research // Radiation Measurements. 1999. V. 30. Iss. 5. P. 661–667.
[https://doi.org/10.1016/S1350-4487\(99\)00224-3](https://doi.org/10.1016/S1350-4487(99)00224-3)
4. Imamura S., Sasaki M., Yamamoto Y. et al. Attitude and orbit control result of super low altitude test satellite “TSUBAME” (SLATS) // J. Japan Society for Aeronautical and Space Sciences. 2021. V. 69. P. 35–41.
<http://dx.doi.org/10.2322/jjsass.69.35>
5. Kimoto Y., Yukumatsu K., Goto A. et al. MDM: A flight mission to observe materials degradation in-situ on satellite in super low Earth orbit // Acta Astronautica. 2021. V. 179. P. 695–701.
<https://doi.org/10.1016/j.actaastro.2020.11.048>
6. Verker R., Keren E., Refaeli N. et al. Measurements of material erosion in space by atomic oxygen using the on-orbit material degradation detector // Acta Astronautica. 2023. V. 211. P. 818–826.
<https://doi.org/10.1016/j.actaastro.2023.07.020>
7. Brandon E.A., Holmes, Vitor T.A. et al. A review of satellite-based atomic oxygen sensing methods // Progress in Aerospace Sciences. 2023. V. 137. Art. ID. 100886.
<https://doi.org/10.1016/j.paerosci.2023.100886>
8. Chernik V.N. Atomic oxygen simulation by plasmadynamic accelerator with charge exchange // Proc. 7th Int. Symp. Materials in Space Environment. SP 399. 1997. P. 237–241.
9. Новые наукоемкие технологии в технике. Т. 17. Воздействие космической среды на материалы и оборудование космических аппаратов. Под ред. Новикова Л.С., Панасюка М.И. М.: ЗАО НИИ «ЭНЦИТЕХ», 2000: Воздействие на материалы и элементы оборудования космических аппаратов вакуума, частиц ионосферной плазмы и солнечного ультрафиолетового излучения. С. 100–138.
10. Новиков Л.С., Черник В.Н. Применение плазменных ускорителей в космическом материаловедении. М.: Университетская книга, 2008.
11. Патент SU1797448 A1. Газоразрядный источник плазмы дуоплазмотронного типа / Черник В.Н.; заявл. 18.01.1991., опубл. 09.07.1995. бюл. № 19.
12. Акишин А.И., Черник В.Н., Куликаускас В.С. и др. Применение метода резерфордского обратного рассеяния ионов для измерения содержания примесей в потоке кислородной плазмы // Поверхность. 1996. № 1. С. 89–92.
13. ASTM Designation E2089–00. Standard Practices for Ground Laboratory Atomic Oxygen Interaction Evaluation of Material for Space Applications. 2006.
14. Kleiman J., Iskanderova Z., Gudimenko Y. et al. Atomic oxygen beam sources: a critical overview // Proc. 9-th Symposium on Materials in Space Environment. ESTEC. Noordwijk. The Netherlands. 2003. SP-540. P. 313–324.
15. Черник В.Н. Воздействие лабораторной и ионосферной плазмы на полимерные материалы космических аппаратов // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2014. № 3. С. 44–47.

16. Iskanderova Z.A., Kleiman J.I., Gudimenko Yu. et al. Influence of content and structure of hydrocarbon polymers on erosion by atomic oxygen // J. Spacecraft Rockets. 1995. V. 32. Iss. 5. <https://doi.org/10.2514/3.26699>
17. Kleiman J., Iskanderova Z., Banks B.A. et al. Predictions and measurements of the atomic oxygen erosion yield of polymers in low earth orbital flight // Proc. 8th International Symposium on Materials in a Space Environment. Arcachon, France. 5–9 June 2000.
18. Banks B.A., Waters D.L., Thorson S.D. et al. Comparison of atomic oxygen erosion yields of materials at various energy and impact angles // Proc. 10th International Symposium on Materials in a Space Environment. Collioure, France. 2006. Art. ID. 20060047719.
19. De Groh K.K., Banks B.A., McCarthy C.E. et al. MISSE PEACE polymers atomic oxygen erosion results // Proc. MISSE Post-Retrieval Conference. Orlando, FL, USA. 2006. Art. ID. 20070002707.
20. De Groh K.K., Banks B.A., McCarthy C. et al. Analyses of the MISSE/Peace Polymers International Space Station Environmental Exposure Experiment // Proc. 10th International Symposium on Materials in a Space Environment and 8th International Conf. of Protection of Materials and Structures in a Space Environment. Collioure, France, 2006.
21. Tagawa M., Matsushita M., Umeno M. et al. Laboratory Studies Of Atomic Oxygen Reactions On Spin-Coated Polyimide Films // Proc. 6th Symposium on Materials in a Space Environment. ESTEC. 1994. Noordwijk. The Netherlands. P. 189–193.
22. Модель космоса. Т. 2. Воздействие космической среды на материалы и оборудование космических аппаратов / под ред. профессора Л. С. Новикова. М.: Издательство «КДУ», 2007: Воздействие атомарного кислорода на материалы и элементы конструкции низкоорбитальных космических аппаратов. С. 171–206.
23. Krech R.H. et al. AO experiments // Rep. Physical Science Incorporation, 1996.
24. Caledonia G.E., Holtzclaw K.W., Krech R.H. et al. New Results Development of Energetic Oxygen Atom Beam // Geophysical Reserch. 1993. V. 98. Iss. A3. Art. ID. 3725.
25. Skurat V.E., Nikiforov A.P., Ternovoy A.I. Investigations of Reactions of Thermal and Fast Atomic Oxygen (up to 5 eV) with Polymer Films // Proc. 6th International Symposium on Materials in a Space Environment. ESTEC. Noordwijk, the Netherlands. 1994. P. 183–187.
26. Morrison W.D., Tennison R.C., French Y.B. Microwave Oxygen Atom Beams Source // Fourth European Symposium on Spacecraft Materials in Space Environment. CERT. 1988. Toulouse, France. P. 435–441.
27. Tagawa M., Matsushita M., Umeno M. et al. Laboratory Studies Of Atomic Oxygen Reactions On Spin-Coated Polyimide Films // Proc. 6th Symposium on Materials in Space Environment. ESTEC. Noordwijk, the Netherlands. 1994. P. 175–179.
28. Koontz S., King G., Dunnet A. et al. The International Telecommunication Satellite (INTELSAT) Solar Array Coupon (ISAC) Atomic Oxygen Flight Experiment: Techniques, Result and Summary // Proc. 5th International Symposium on Spacecraft Materials in Space Environment. 1991. P. 331–344.
29. Vered R., Lempert G.D., Grossman E. et al. Atomic Oxygen Erosion On Teflon FEP And Kapton H By Oxygen From Different Sources: Atomic Force Microscopy And Complementary Studies // Proc. 6th Symposium on Materials in Space Environment. ESTEC. Noordwijk, the Netherlands. 1994. P. 175–179.
30. Milinchuk V.K., Smirnova T.N. Properties of the polymeric films after Natural exposure to the space environment on the orbital space station «MIR» // Proc. 8th International Symposium on Materials in Space Environment. ONERA. 2000.
31. Naumov S., Gorodetsky A., Domoratsky A. et al. Investigation of screen-vacuum thermal insulation (SVTI) after prolonged exploitation in space environment conditions on external surfaces of space station «MIR» // Proc. 9th Symposium on Materials in Space Environment. ESTEC. 2003. Noordwijk, The Netherlands. SP 540. P. 603–608.
32. Chernik V.N., Naumov S.F., Sokolova S.P. et al. Colour polymeric paints research under atomic oxygen in flight and ground-based experiments // Proc. 9th Symposium on Materials in Space Environment. ESTEC. Noordwijk, The Netherlands. 2003. P. 281–285.
33. Аникин К.А., Борисов А.М., Желтухин А.В. и др. Характеристики терморегулирующих плазменно-электролитических покрытий на алюминиевом сплаве // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2018. № 6. С. 18–22. <https://doi.org/10.7868/S0207352818060045>
34. Новиков Л.С., Черник В.Н., Бабаевский П.Г. и др. Исследование углепластика КМУ-4Л с покрытием ЭКОМ-1 при лабораторной имитации длительного полета в ионосфере // Перспективные материалы. 2001. № 5. С. 20–26.
35. Воронина Е.Н., Новиков Л.С., Черник В.Н. и др. Математическое и экспериментальное моделирование воздействия атомарного кислорода верхней атмосферы Земли на наноструктуры и полимерные композиты // Перспективные материалы. 2011. № 6. С. 29–36.
36. Chechenin N.G., Chernykh P.N., Vorobyeva E.A. et al. Synthesis and Electroconductivity of Epoxy/Aligned CNTs Composites // Applied Surface Science. 2013. V. 275. P. 217–221. <http://dx.doi.org/10.1016/j.apsusc.2012.12.162>
37. Novikov L.S., Voronina E.N., Chernik V.N. et al. Erosion of carbon nanotube-based polymer nanocomposites exposed to oxygen plasma // J. Surface

- Investigation: X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques. 2016. V. 3. Iss. 10. P. 617–622.
<http://dx.doi.org/10.1134/S1027451016030307>
38. *Tadmor E., Miller R.* Modeling materials: Continuum, atomistic and multiscale techniques. Cambridge University Press, 2011.
<http://dx.doi.org/10.1017/CBO9781139003582>
 39. *Воронина Е.Н.* Многомасштабное моделирование полимерных нанокомпозитов // Ядерная физика. 2011. Т. 74. № 11. С. 1649–1669.
 40. *Martin R.M.* Electronic structure: basic theory and practical methods. Cambridge: Cambridge University Press, 2004.
 41. *Elstner M., Porezag D., Jungnickel G. et al.* Self-consistent-charge density-functional tight-binding method for simulations of complex materials properties // Physical Review B. 1998. V. 58. Art. ID. 7260.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.58.7260>
 42. *Воронина Е.Н., Новиков Л.С.* Моделирование взаимодействия сверхтеплого атомарного кислорода с полиимидом // Физика и химия обработки материалов. 2017. № 6.
 43. *Chirskaya N., Samokhina M.* Computer modeling of polymer structures degradation under the atomic oxygen exposure // WDS'12 Proc. Contributed Papers: Part III – Physics. Prague, Czech Republic. 2012. P. 30–35.
 44. *Chirskaya N.P., Novikov L.S., Voronina E.N.* Computer modelling of ionized radiation impact on micro-structured materials // WDS'15 Proc. Contributed Papers – Physics. Prague, Czech Republic. 2015. P. 173–178.
 45. *Kosynkin D.V., Higginbotham A.L., Sinitskii A. et al.* Longitudinal unzipping of carbon nanotubes to form graphene nanoribbons // Nature. 2009. V. 458. Art. ID. 872.
<https://doi.org/10.1038/nature07872>
 46. *Voronina E.N., Novikov L.S.* Ab initio study of unzipping processes in carbon and boron nitride nanotubes under atomic oxygen impact // RSC advances. 2013. V. 3. Iss. 35. P. 15362–15367.
<http://dx.doi.org/10.1039/c3ra41742e>

УДК 523.4–854, 544.542.2

ОЦЕНКА ОЖИДАЕМЫХ ДОЗ РАДИАЦИИ ПРИ ПЕРЕЛЕТЕ К ЛУНЕ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ДВИГАТЕЛЕЙ МАЛОЙ ТЯГИ

© 2024 г. А. Н. Турундаевский^{1, *}, Н. И. Николаева¹, А. Д. Панов¹, М. В. Подзолко¹,
Д. М. Подорожный¹, К. Р. Рахимчанова¹

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

**turun1966@yandex.ru*

Поступила в редакцию 15.08.2023

После доработки 07.10.2023

Принята к публикации 23.10.2023

Выполнены оценки поглощенных доз внутри космического аппарата при полете к Луне с помощью двигателей малой тяги. Учитываются особенности траектории, существенно отличающейся от гомановской. В частности, такая траектория связана с длительным пребыванием внутри радиационных поясов, что может вызвать нарушения в работе бортовой аппаратуры. Оказалось, что при длительной транспортировке пищевых продуктов возможна их порча под действием радиации. Это крайне важно для снабжения перспективных обитаемых станций на поверхности Луны или окололунной орбите. Представленные результаты могут быть использованы при подготовке будущих космических экспериментов.

DOI: 10.31857/S0023420624040081, EDN: JIRENO

ВВЕДЕНИЕ

Идея использования при космических полетах двигателей малой тяги (обычно электрореактивных) развивается много лет [1–3]. Такой двигатель, в отличие от обычного жидкостного ракетного двигателя (ЖРД), работает в течение длительного времени. Разгон от опорной околоземной орбиты к Луне при этом идет не по гомановской эллиптической траектории, а по спирали. Полет занимает длительное время, но расход рабочего тела мал по сравнению с расходом топлива в ЖРД.

При использовании ядерного реактора в качестве источника энергии возможно создание многогоразового межорбитального буксира. Такой аппарат может обеспечить доставку грузов с низкой околоземной орбиты на окололунную с существенно меньшими затратами, чем при использовании традиционных разгонных блоков с ЖРД. Это крайне важно в случае создания обитаемых станций на поверхности Луны или на окололунной орбите.

Еще в начале 1990-х гг. велись работы по ядерному межорбитальному буксиру «Геркулес» [1], был накоплен немалый задел, но работы были свернуты в силу известных политических причин. Сейчас ведутся работы по программе «Зевс» [3].

Особенности траектории при использовании двигателя малой тяги приводят к длительному (по сравнению с гомановской траекторией) пребыванию в пределах радиационных поясов. Требуется количественные оценки поглощенных доз.

МЕТОДИКА РАСЧЕТА

Для оценки доз, полученных при перелете, необходимо описать траекторию, потоки заряженных частиц на различных участках траектории, и поглощение этих частиц в слоях защиты.

Расчет траектории проводился в соответствии с работой [4]. Предполагалось, что сила тяги постоянна в течение всего полета и направлена по касательной к траектории. Тяга реактивного двигателя определяется скоростью истечения рабочего тела и расходом массы рабочего тела в единицу времени.

Прежде чем включится электрореактивный двигатель, аппарат должен быть выведен на низкую околоземную орбиту обычной ракетой-носителем. При расчете предполагалось, что начальной является круговая орбита высотой 800 км с наклоном 51.6°. Такая орбита достаточно высока, чтобы торможение остаточной атмосферой было несущественно. Изменение наклона орбиты и маневры при приближении к Луне не учитываются. Возможные характеристики электрореактивного двигателя и космического аппарата опираются на информацию из открытых источников [1–4].

Рассматриваются два варианта использования двигателя: с тягой 6.5 и 13 Н. Рабочее тело – ксенон, скорость истечения принималась равной 45 км/с. Первоначальная масса аппарата на орбите 30 т, включая запасы ксенона.

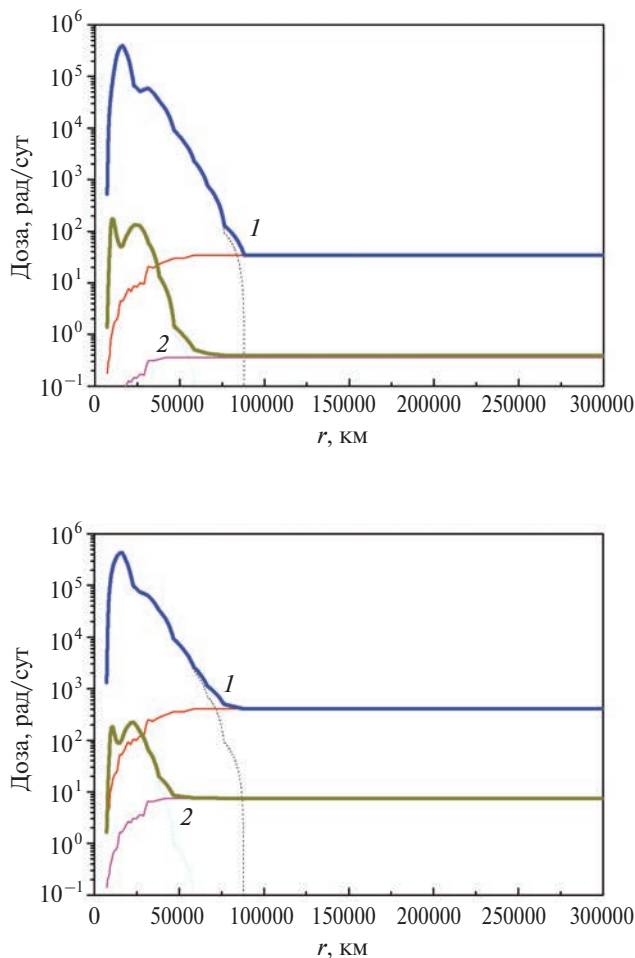


Рис. 1. Зависимость суточной дозы радиации от радиуса орбиты: 1 – при толщине защиты 0.01 г/см²; 2 – при 1 г/см². Пунктир – вклад РПЗ; тонкая сплошная линия – вклад СКЛ; толстая сплошная – поглощенная доза от всех компонент (РПЗ, СКЛ, ГКЛ). Сверху – графики для солнечного минимума, снизу – для максимума. Вклад ГКЛ отдельно не показан (он очень мал), но учтен при расчете суммарной дозы.

В отличие от полета по гомановской траектории, при использовании двигателя малой тяги космический аппарат движется по спирали, постепенно увеличивая радиус орбиты. При этом в течение нескольких месяцев, даже в случае более высокой тяги, аппарат находится на высотах менее нескольких десятков тысяч километров, т.е. в пределах радиационных поясов Земли (РПЗ).

Радиационный фон формируется протонами и электронами радиационных поясов, а также потоками галактических космических лучей (ГКЛ) и солнечных космических лучей (СКЛ). Расчет проводился для минимума и максимума солнечного цикла по программе COSRAD, версия 4.3.0.5 [5]. В программе задаются параметры геоцентрической орбиты и характеристики солнечного цикла. Для расчета потоков частиц РПЗ применяется

интерполяция таблиц, ранее рассчитанных по моделям AP8, AE8. Спектры частиц ГКЛ рассчитываются по динамической модели, учитывающей солнечную модуляцию. Для расчета энергетических спектров СКЛ используется вероятностная модель, которая устанавливает значения потока (в результате суммирования множества событий СКЛ) и его пиковой плотности. В данном расчете вероятность превышения расчетного потока СКЛ бралась равной 0.1. В принципе, за время полета может не быть высокоинтенсивных солнечных событий. Программа дает средний поток при заданной фазе солнечного цикла. Потоки и дозы за защитой оцениваются с использованием отдельно рассчитанных банков данных. Подробнее программа COSRAD описана в работе [5]. При расчете рассматривались различные возможные толщины защиты. На рис. 1 показана зависимость суточных

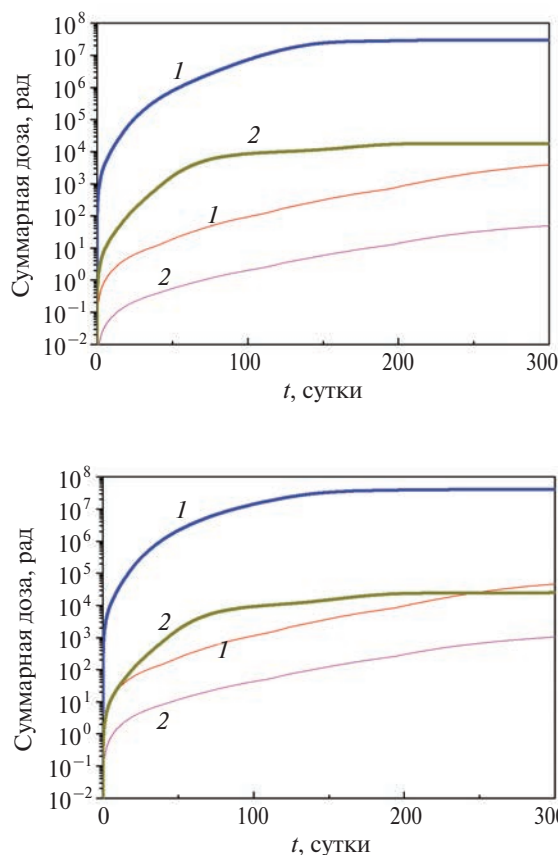


Рис. 2. Зависимость накопленной поглощенной дозы радиации от времени полета при тяге двигателя 6.5 Н: 1 – при толщине защиты 0.01 г/см²; 2 – при 1 г/см². Тонкая сплошная линия – вклад СКЛ; толстая сплошная – поглощенная доза от всех компонент (РПЗ, СКЛ, ГКЛ). Сверху – графики для солнечного минимума; снизу – для максимума. Вклад РПЗ в этом масштабе сливается с линией общей поглощенной дозы. Вклад ГКЛ отдельно не показан (он очень мал), но учтен при расчете общей поглощенной дозы.

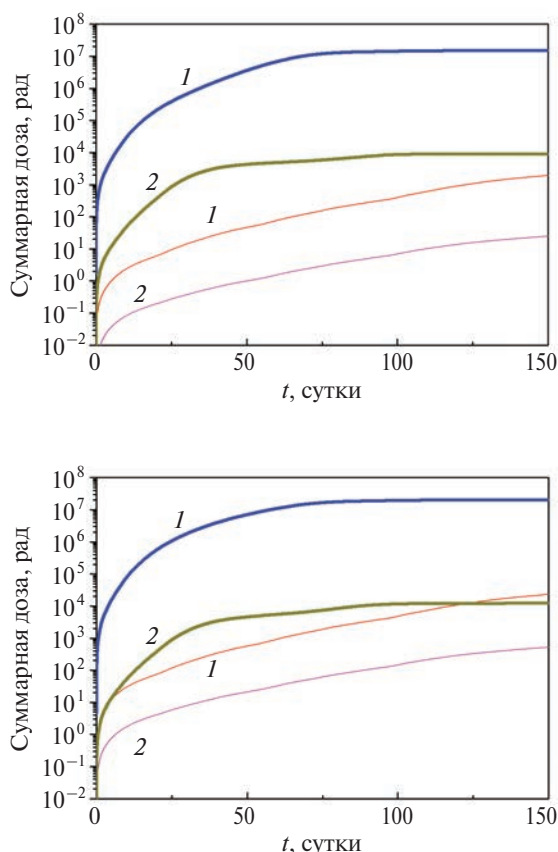


Рис. 3. То же, что на рис. 2, но при тяге двигателя 13 Н.

доз радиации при толщинах защиты 0.01 и 1 г/см² от радиуса орбиты. Кроме суммарных доз на рисунке показан вклад РПЗ и СКЛ. Вклад ГКЛ отдельно не показан, поскольку он многократно меньше, чем от других компонент, но учтен при

расчете суммарной дозы. Чтобы описать спиральную орбиту, наигрывались банки данных для виртуальных круговых орбит, затем проводилась интерполяция с учетом времени пребывания космического аппарата на различных расстояниях от Земли. На рис. 2 показана зависимость накопленных доз от времени полета при тяге двигателя 6.5 Н. На рис. 3 — аналогичная зависимость при тяге двигателя 13 Н. На рис. 4 показана зависимость суммарной дозы радиации от толщины защиты. При увеличении толщины защиты доза быстро падает. Причиной такого падения является то, что значительную часть частиц радиационных поясов составляют низкоэнергичные протоны и электроны, а в составе солнечных космических лучей много низкоэнергичных протонов и ядер. Низкоэнергичная компонента поглощается в наружном слое защиты.

СУММАРНЫЕ ДОЗЫ И ВОЗДЕЙСТВИЕ РАДИАЦИИ НА ПРОДУКТЫ ПИТАНИЯ

В ходе математического моделирования были получены следующие основные результаты. Суммарная поглощенная доза за весь полет может достигать $\sim 4 \cdot 10^7$ рад или ~ 400 кГр при толщине защиты 0.01 г/см²; $\sim 2.6 \cdot 10^6$ рад или ~ 26 кГр при защите 0.1 г/см²; $\sim 2.5 \cdot 10^4$ рад или ~ 0.25 кГр при защите 1 г/см²; 2350 рад или 23.5 Гр при защите 3 г/см². Это может создать сложности, несмотря на существенный выигрыш в массе полезной нагрузки по сравнению с доставкой грузов по гомановской траектории. Для сравнения на орбите МКС суммарная поглощенная доза при годичной экспозиции может достигать $\sim 9.3 \cdot 10^4$ рад или ~ 930 Гр при

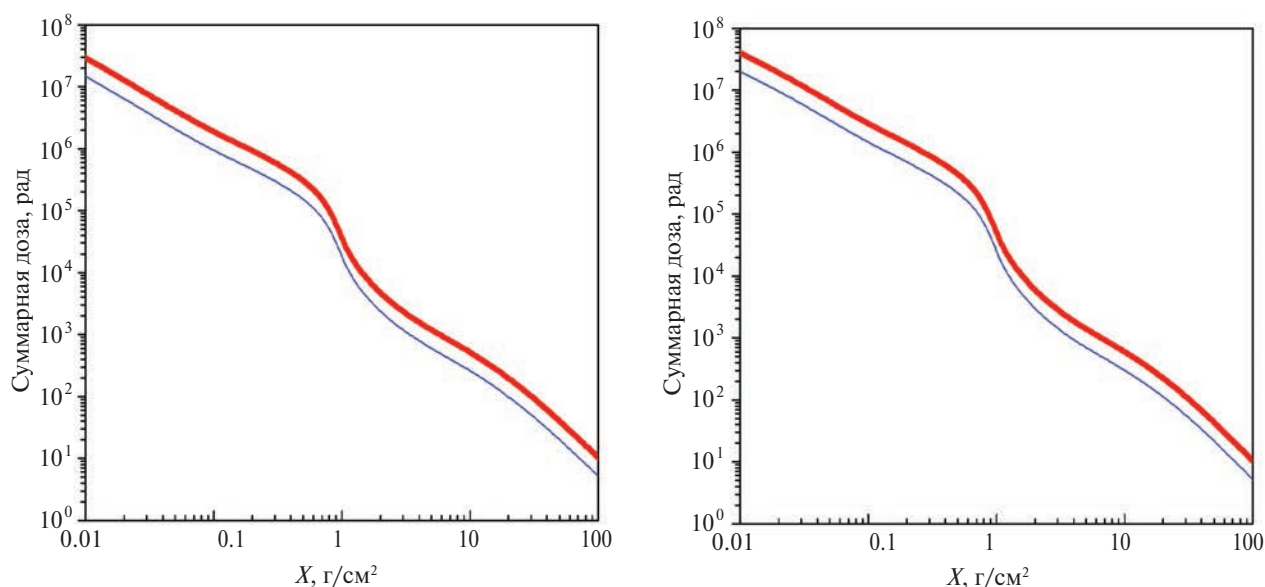


Рис. 4. Зависимость общих, поглощенных доз радиации (за весь полет) от толщины защиты. Толстая линия — тяга 6.5 Н, тонкая линия — тяга 13 Н. Слева — графики для солнечного минимума, справа — для максимума.

толщине защиты 0.01 г/см^2 ; $\sim 7.8 \cdot 10^3$ рад или ~ 78 Гр при защите 0.1 г/см^2 ; ~ 160 рад или ~ 1.6 Гр при защите 1 г/см^2 ; ~ 40 рад или 0.4 Гр при защите 3 г/см^2 . Поглощенные дозы при полете к Луне по описанной траектории многократно выше, чем на орбите МКС за год полета.

Для определения угрозы электронике требуется дополнительный расчет с учетом характеристик конкретных микросхем и пространственного распределения вещества в космическом аппарате.

Спутники, длительное время работавшие в радиационных поясах (например, *Van Allen Probes*) показывают возможность создания аппаратуры для таких полетов (https://www.nasa.gov/mission_pages/grbsp/mission/index.html).

Однако существенные проблемы могут возникнуть при транспортировке продуктов питания на обитаемые станции на поверхности Луны или на окололунной орбите. Облучение продуктов давно применяется для консервирования, но дозы при этом обычно не превышают 10 кГр [6–8]. При высоких дозах происходит расщепление жирных кислот, ухудшающее вкус продукта. Максимальные допустимые дозы для облучения продуктов составляют от 10 кГр в Голландии и Бельгии, до 30 кГр в США, но чувствительность различных продуктов к радиации отличается [8].

При этом, как видно из рис. 3, даже тонкая защита толщиной 1 г/см^2 снижает суммарную дозу на три порядка.

Проведенный расчет показывает необходимость проведения дополнительных исследований аспектов доставки грузов к Луне с участием различных специалистов, включая как физиков, так и химиков, и биологов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнен расчет доз радиации на борту космического аппарата при перелете с низкой околоземной орбиты к Луне с помощью двигателей малой тяги. Суммарная доза на поверхности аппарата может составлять $\sim 4 \cdot 10^7$ рад, но быстро убывает при увеличении толщины защиты.

В случае транспортировки пищевых продуктов на будущие обитаемые лунные станции

необходимо учитывать радиационное воздействие на эти продукты и размещать их за достаточным слоем защиты.

Рассматриваемая тема требует дополнительных междисциплинарных исследований.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Синяевский В.В. Научно-технический задел по ядерному электроракетному межорбитальному буксиру «Геркулес» // Космическая техника и технологии. 2013. № 3. С. 25–45.
2. Горонаев Д.А. Многоуровневый принцип проектирования и перспективы использования транспортно-энергетического модуля с ядерной электроракетной двигательной установкой мегаваттного класса // Космонавтика и ракетостроение. 2013. № 2(71). С. 125–133.
3. Афанасьев И.Б. Буксир ложится на курс // Русский космос. 2022. № 4. С. 10–15.
4. Старинова О.Л. Расчет межпланетных перелетов космических аппаратов с малой тягой. Самара: Издательство Самарского научного центра РАН, 2007.
5. Кузнецов Н.В., Малышкин Ю.М., Николаева Н.И. и др. Программный комплекс COSRAD для прогнозирования радиационных условий на борту космических аппаратов // Вопросы атомной науки и техники. Сер.: физика радиационного воздействия на радиоэлектронную аппаратуру. 2011. № 2. С. 72–78.
6. Петриченко Л.К., Васильева А.Г. Влияние ионизирующих излучений на продукты питания // Известия вузов. Пищевая технология. 2004. № 1. С. 95–98.
7. Gecgel U. Changes in some physicochemical properties and fatty acid composition of irradiated meatballs during storage // J. food science and technology. 2013. V. 50. Iss. 3. P. 505–513. <https://doi.org/10.1007/s13197-011-0375-3>.
8. Черняев А.П., Розанов В.В., Беклемишев М.К. и др. Применение низкоэнергетических электронов для антимикробной обработки мяса птицы // Известия РАН. Сер. Физическая. 2020. Т. 84. № 11. С. 1617–1622.