

ISSN 0016-7940

Том 63, Номер 5

Сентябрь - Октябрь 2023



ГЕОМАГНЕТИЗМ И АЭРОНОМИЯ

www.sciencejournals.ru

Проблемы солнечно-земной физики



СОДЕРЖАНИЕ

Том 63, номер 5, 2023

Предвспышечные рентгеновские пульсации с источниками вне активной области основной вспышки

И. В. Зимовец, И. Н. Шарыкин, Т. И. Кальтман, А. Г. Ступишин, Б. А. Низамов 547

Вспышечное излучение события 04.05.2022 и его миллиметровая компонента

В. В. Смирнова, Ю. Т. Цап, В. С. Рыжов, Г. Г. Моторина, А. С. Моргачев, М. Барта 561

Влияние коротящих областей взаимодействия солнечного ветра на долговременные вариации интенсивности галактических космических лучей

М. С. Калинин, М. Б. Крайнев, С. Луо, М. С. Подгитер 570

Форбуш-понижения, связанные с корональными дырами, корональными выбросами из активных областей и волоконными выбросами: сравнение в солнечных циклах 23 и 24

А. А. Мелкумян, А. В. Белов, М. А. Абунина, Н. С. Шлык, А. А. Абунин, В. А. Оленева, В. Г. Янке 581

Эмпирическая модель оценки скоростей и запаздываний межпланетных корональных выбросов массы

Н. С. Шлык, А. В. Белов, М. А. Абунина, А. А. Абунин 599

Нелинейная зависимость от геомагнитной активности отношения максимального потока заряженных частиц на геостационарной орбите к минимальному

С. В. Смолин 609

Статистический анализ зависимости критической частоты f_oF2 от различных индексов солнечной активности

А. Д. Данилов, Н. А. Бербенева 619

Свойства изменчивости концентрации максимума $F2$ -слоя над Алма-Атой при разных уровнях солнечной и геомагнитной активности

М. Г. Деминов, Г. Ф. Деминова, В. Х. Депуев, А. Х. Депуева 630

Развитие метода восстановления энергетических спектров высыпавшихся электронов по данным измерений в атмосфере

В. С. Махмутов, Е. А. Маурчев, Г. А. Базилевская, И. А. Миронова 638

Длительные микроволновые наблюдения озона средней атмосферы в Апатитах в течение трех зим

Ю. Ю. Куликов, А. Ф. Андриянов, В. И. Демин, В. М. Демкин, А. С. Кириллов, В. Г. Рыскин, В. А. Шишаев 644

Атмосферика, связанные со спрайтами, по КНЧ/ОНЧ-наблюдениям на п-ове Камчатка

Г. И. Дружин, Е. И. Малкин, О. В. Капустина 657

Глубины залегания литосферных магнитных источников под Балтийским щитом

А. И. Филиппова, С. В. Филиппов 667

НЕКРОЛОГ

Анатолий Сергеевич Леонович (18.07.1957–22.04.2023)

680

УДК 523.985.3

ПРЕДВСПЫШЕЧНЫЕ РЕНТГЕНОВСКИЕ ПУЛЬСАЦИИ С ИСТОЧНИКАМИ ВНЕ АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ ОСНОВНОЙ ВСПЫШКИ

© 2023 г. И. В. Зимовец^{1, *}, И. Н. Шарыкин^{1, **}, Т. И. Кальтман^{2, ***},
А. Г. Ступишин^{3, ****}, Б. А. Низамов^{4, *****}

¹Институт космических исследований РАН (ИКИ РАН), Москва, Россия

²Специальная астрофизическая обсерватория РАН (САО РАН), Санкт-Петербург, Россия

³Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

⁴Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга,
Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова (ГАИШ МГУ), Москва, Россия

*e-mail: ivanzim@iki.rssi.ru

**e-mail: ivan.sharykin@phystech.edu

***e-mail: arles@mail.ru

****e-mail: aleksey.stupishin@spbu.ru

*****e-mail: nizamov@physics.msu.ru

Поступила в редакцию 24.02.2023 г.

После доработки 17.04.2023 г.

Принята к публикации 25.05.2023 г.

Ранее мы показали, что по характеру расположения источников предвспышечных рентгеновских пульсаций относительно основной солнечной вспышки события разделяются по крайней мере на два типа: в событиях типа I источники пульсаций и основной вспышки находятся в одной активной области (АО), а в событиях типа II – в разных. В данной работе представлен анализ события типа II, в котором по данным космической обсерватории *Ramaty High-Energy Solar Spectroscopic Imager (RHESSI)* рентгеновские источники предвспышечных квазипериодических пульсаций (с периодом $P = 1.5 \pm 0.1$ мин), начавшихся в ~18:02 UT, располагались в АО 11 884 в Западном полушарии, а источники основной вспышки M1.0 SOL2013-11-05T18:08 в АО 11 890 в Восточном полушарии. Пульсации также наблюдались с помощью *Gamma-Ray Burst Monitor (GBM)* на борту космической обсерватории *Fermi* и *X-Ray Sensor (XRS)* на борту *Geostationary Operational Environmental Satellite (GOES)*, что исключает возможность их искусственного происхождения. По данным *Atmospheric Imaging Assembly (AIA)* на борту *Solar Dynamics Observatory (SDO)* в экстремальном ультрафиолетовом диапазоне установлено, что источники пульсаций располагались в основании корональных струй (джетов), истекавших со скоростями ~100–1500 км/с. Расстояние между АО 11 884 и АО 11 890 составляло ~1.4 $R_{\odot}$. Плазме струй потребовалось бы ~17–250 мин, чтобы достичь АО 11 890, что намного больше времени между началом пульсаций (струй) и вспышкой (~6 мин), к тому же в картинной плоскости струи истекали в противоположном (западном) от активной области вспышки направлении. В короне не наблюдались петли, соединяющие АО 11 884 и АО 11 890. Более того, не обнаружено соединения этих областей силовыми линиями магнитного поля, экстраполированного с фотосферы в корону в потенциальном приближении. Эти аргументы свидетельствуют о том, что струи (и связанные с ними пульсации) не могли быть триггером вспышки. Таким образом, представлен яркий пример события, в котором не было физической связи между предвспышечными рентгеновскими пульсациями (и струями) и последовавшей за ними вспышкой. Это событие демонстрирует важное значение пространственно-разрешенных наблюдений при исследовании пульсаций на Солнце и звездах.

DOI: 10.31857/S0016794023600345, EDN: DLHDSR

1. ВВЕДЕНИЕ

Во временных профилях потоков солнечного радио и рентгеновского излучения по крайней мере перед частью вспышек обнаруживаются квазипериодические флуктуации или пульсации

[Durasova et al., 1971; Kobrin et al., 1973; Жданов и Чариков, 1985; Abramov-Maximov and Bakunina, 2020, 2022]. Физические механизмы предвспышечных пульсаций еще не установлены. Важность изучения предвспышечных пульсаций связана с

потенциальной возможностью их использования для прогнозирования вспышек и сейсмологической диагностики плазмы активных областей (АО).

В работе [Tan et al., 2016] на основе данных инструментов GOES/XRS без пространственного разрешения показано, что перед началом 26–46% “изолированных” вспышек в интервале до 2 ч в интегральном потоке рентгеновского излучения Солнца присутствуют пульсации с периодами ~1–50 мин. В работе [Zimovets et al., 2022] на основе данных RHESSI с пространственным разрешением показано, что такие события разделяются по крайней мере на два типа. В событиях типа I источники предвспышечных рентгеновских пульсаций и основной вспышки располагаются в одной АО, а в событиях типа II — в разных АО.

Информация о взаимном расположении источников предвспышечных пульсаций и основной вспышки важна для установления возможных причинных связей между этими явлениями. В событиях I типа источники предвспышечных пульсаций находятся в близкой окрестности (в пределах 20 угл. с) от источников основной вспышки [Abramov-Maximov and Bakunina, 2022; Zimovets et al., 2022]. Это указывает на то, что должна быть связь между этими явлениями. Однако для событий II типа, в которых источники предвспышечных пульсаций и основной вспышки находятся в разных АО, наличие причинных связей между предвспышечными пульсациями и вспышкой пока не очевидно. Не исключена возможность того, что физической связи между этими явлениями нет и их последовательное возникновение является просто случайностью.

В данной работе мы представляем анализ одного события типа II, в котором перед солнечной вспышкой SOL2013-11-05T18:08 класса M1.0 в потоках рентгеновского излучения от всего Солнца (как от звезды) с помощью нескольких рентгеновских инструментов на различных космических аппаратах (КА) хорошо детектировались квазипериодические пульсации. Отметим, что это событие не рассматривалось в [Zimovets et al., 2022]. Цель работы — проанализировать взаимное пространственное расположение источников предвспышечных пульсаций и основной вспышки в этом событии и выяснить, была ли физическая связь между ними. В частности, установить, могли ли рассматриваемые предвспышечные пульсации являться триггером основной вспышки или нет.

2. ДАННЫЕ И МЕТОДЫ

2.1. Рентгеновское излучение

В этой работе мы использовали временные профили темпов счета или потока рентгеновского излучения Солнца, детектированного тремя различными инструментами (см. рис. 1):

1. Ramaty High-Energy Solar Spectroscopic Imager (RHESSI) [Lin et al., 2002]. Использованы скорректированные на состояние аттенуаторов A1 темпы счета в четырех стандартных энергетических каналах 6–12, 12–25, 25–50 и 50–100 кэВ с шагом по времени 4 с;

2. Gamma-Ray Burst Monitor (GBM) на борту космической обсерватории Fermi [Meegan et al., 2009]. Использованы темпы счета наиболее ориентированного на Солнце детектора № 5 в энергетических каналах ~4.2–11.4, 11.4–26.3 и 26.3–49.9 кэВ, близких по границам к соответствующим каналам RHESSI для сопоставления. Шаг по времени до ~18:09 UT составлял 256 мс, а после этого времени (в частности, во время вспышки SOL2013-11-05T18:08) 64 мс. Для построения вейвлет-спектров мы использовали временные профили с постоянным шагом 1 с, полученные путем интерполяции кубическими сплайнами;

3. X-Ray Sensor (XRS) на борту КА Geostationary Operational Environmental Satellite (GOES) 15. Использованы профили потоков излучения в каналах 0.5–4 и 1–8 Å (3.1–24.8 и 1.55–12.4 кэВ, соответственно) с шагом по времени 2 с. Также использован профиль температуры $T(t)$ плазмы, рассчитанной по данным двух каналов в приближении модели тормозного излучения однородной однотемпературной максвелловской плазмы [White et al., 2005].

В рассматриваемом событии последовательность из как минимум $N = 4$ пульсаций с характерным шагом между соседними пиками или периодом $P = 1.5 \pm 0.1$ мин в профилях рентгеновского излучения по данным RHESSI, Fermi/GBM и GOES/XRS видна невооруженным глазом. Также информация об этих пульсациях содержится в каталоге событий предвспышечных рентгеновских пульсаций [Tan et al., 2016] (частная переписка). Тем не менее, для более формального установления наличия или отсутствия квазипериодичности во временных профилях рентгеновского излучения и температуры плазмы в этом событии был выполнен стандартный вейвлет-анализ с помощью пакета программ *Wave_IDL* [Torrence and Compo, 1998]. Вейвлет-спектры (вейвлеты Морле) строились для обработанных временных профилей, $I_{\text{prep}}(t) = (I(t) - I_{\text{smooth}}(t)) / I_{\text{smooth}}(t)$, полученных из начальных профилей $I(t)$ вычитанием тренда (I_{smooth} — сглаженных начальных профилей) и нормированных на сглаженный профиль. Обработанные профили Fermi/GBM и GOES/XRS дополнительно усреднялись за 4 с, чтобы в итоге иметь шаг по времени такой же, как у темпов счета RHESSI для единообразия. Все подготовленные профили нормированы на максимум, чтобы иметь значения в пределах от -1 до $+1$. Подобная процедура подготовки временных сигналов солнечных вспышек

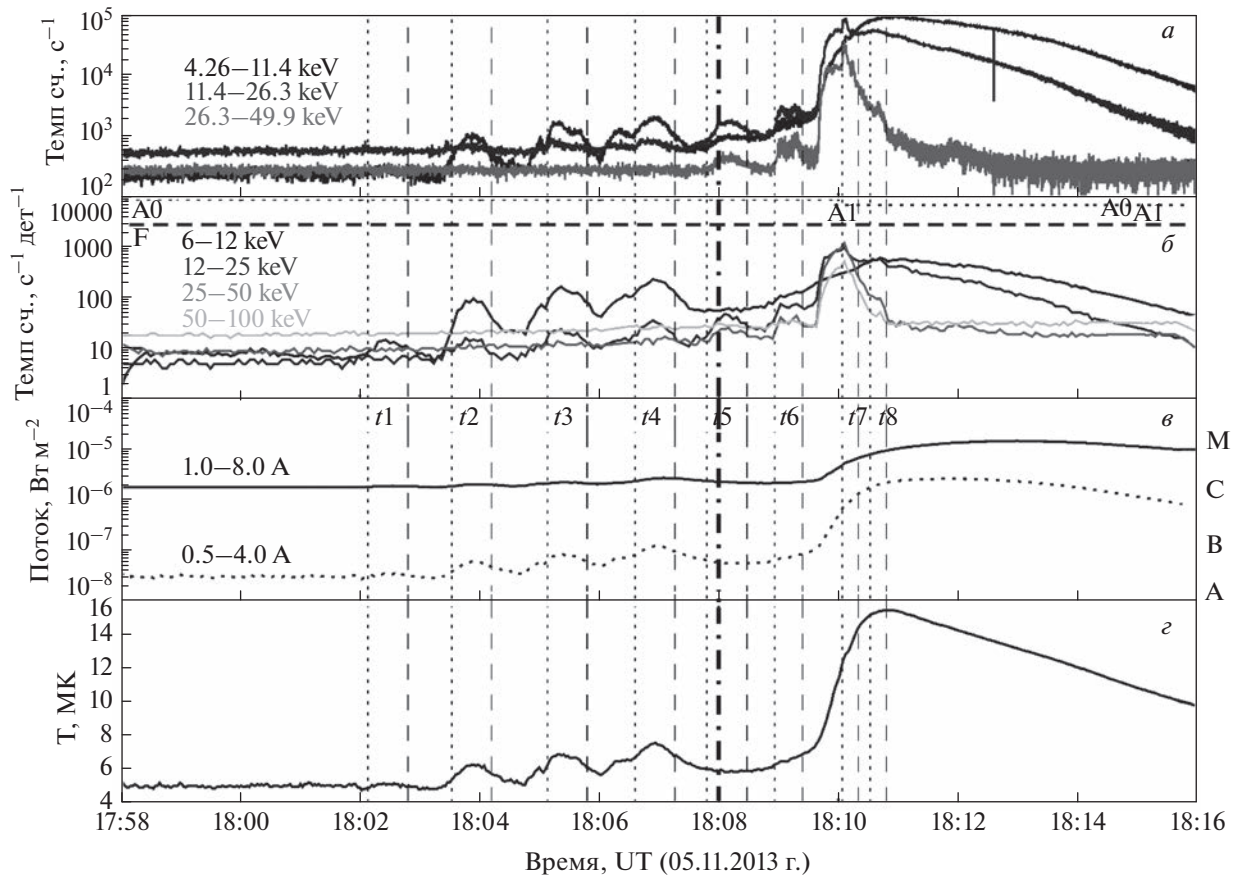


Рис. 1. Временные профили темпов счета Fermi/GBM (а), RHESSI (б), потоков рентгеновского излучения по данным GOES/XRS (в) и температуры излучающей плазмы $T(t)$ по данным GOES/XRS (г). Сверху на (б) указаны интервалы вспышечного события (горизонтальная штриховая линия, помеченная F) и различных состояний аттенюаторов RHESSI (горизонтальные пунктирные линии, помеченные A0, A1) согласно каталогу событий RHESSI. Официальное начало вспышки M1.0 SOL2013-11-05T18:08 обозначено жирной вертикальной штрихпунктирной линией. Начала и концы временных интервалов $t1-t8$, для которых строились рентгеновские изображения по данным RHESSI (см. рис. 3, 4), показаны вертикальными пунктирными и штриховыми прямыми линиями, соответственно.

часто используются при построении фурье- или вейвлет-спектров (например, [Kupriyanova et al., 2010; Zimovets and Struminsky, 2010]).

Для анализа пространственного расположения источников рентгеновского излучения (предвспышечных пульсаций и основной вспышки) на Солнце мы синтезировали несколько серий изображений в диапазоне 6–12 кэВ по данным КА RHESSI. Также были синтезированы изображения в канале 12–25 кэВ, которые не приводятся в этой работе. Источники в этих двух энергетических каналах хорошо соответствуют друг другу. Для более высоких энергий не удалось синтезировать качественных изображений по причине слабого сигнала на детекторах RHESSI. С помощью алгоритмов *Back Projection* и *Clean* [Hurfurd et al., 2002] по данным детекторов № 3–9 (с наилучшим угловым разрешением 6.79 угл. с) синтезировались изображения как для всего диска Солнца (128×128 пикселей, каждый размером

16×16 угл. с), так и для локальных активных областей (64×64 пикселя, каждый размером 4×4 угл. с или 2×2 угл. с). Длительность интервалов времени для синтеза изображений от 16 до 40 с, в зависимости от характерного времени вариаций потока фотонов в канале 6–12 кэВ и уровня потока (для предвспышечных пульсаций время интегрирования больше, чем для импульсной фазы основной вспышки).

2.2. Ультрафиолетовое излучение

Использованы серии изображений инструмента Atmospheric Imaging Assembly (AIA) на борту космического аппарата Solar Dynamics Observatory (SDO) [Lemen et al., 2012] в семи каналах вакуумного ультрафиолетового (ВУФ) излучения: 94 Å ($\lg(T) \sim 6.8$, Fe XVIII), 131 Å ($\lg(T) \sim 5.6$ и ~ 7.0 , Fe VIII, XXI), 171 Å ($\lg(T) \sim 5.8$, Fe IX), 193 Å ($\lg(T) \sim 6.2$ и 7.3 , Fe XII и XXIV), 211 Å ($\lg(T) \sim 6.3$,

Fe XIV), 304 Å ($\lg(T) \sim 4.7$, He II) и 335 Å ($\lg(T) \sim 6.4$, Fe XVI). Угловое разрешение SDO/AIA ≈ 1.2 угл. с (при размере пикселя ~ 0.6 угл. с), шаг по времени ~ 12 с. Для сравнения с положением рентгеновских источников по данным RHESSI мы в основном анализировали разностные изображения в “горячем” канале 131 Å с общей базой перед началом предвспышечных пульсаций. Разностные изображения помогают надежнее обнаруживать появление новых источников на фоне уже существующих ярких источников. Изображения во всех ВУФ каналах анализировались с целью проверки наличия высоких корональных петель, которые могли бы соединять разнесенные активные области.

Забегая вперед, отметим, что источники предвспышечных рентгеновских пульсаций ассоциировались с корональными струями (джетами) плазмы в АО 11884. Лучше всего эти струи были видны в канале SDO/AIA 171 Å и поэтому здесь мы ограничились только данными наблюдений в этом канале (более подробный анализ этих струй будет представлен в другой работе). Для оценки скоростей плазмы определялись срезы (искусственные “щели”) вдоль проекции струй на солнечный диск на серии ЭУФ-изображений и для этих срезов строились диаграммы время–расстояние. Струи видны на этих диаграммах как яркие наклонные полосы. Наклон полос использовался для линейной оценки скорости плазмы. Поиск и визуализация струй выполнялись с использованием пакета программ *Jet Analyzer* [Kaltman et al., 2021; Stupishin et al., 2021, 2022], анализ структуры струй и определение их скоростей с помощью пакета *SlitTreat* (v.1.2) [Stupishin, 2022].

2.3. Экстраполяция магнитного поля

Для исследования магнитной связанности рассматриваемых АО использован пакет *PFSS_viewer* из библиотек программного обеспечения *SolarSoftWare* (<https://www.lmsal.com/solarsoft/>), реализующий экстраполяцию магнитного поля с фотосферы в корону в потенциальном приближении с радиальным источником на граничной сфере $R = 2.5 R_s$ [Schrijver and DeRosa, 2003]. В качестве граничных данных на нижнем слое используются специальным образом подготовленные фотосферные магнитограммы продольной лучу зрения компоненты магнитного поля инструмента Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) [Scherrer et al., 2012] на борту КА SDO. В сутки готовится 4 магнитограммы с шагом 6 ч. Мы использовали магнитограмму в $\sim 18:00$ UT, ближайшую по времени к началу рассматриваемого события. Силовые линии магнитного поля строились из двух областей с угловыми размерами примерно 26° с центрами в АО 11890 и АО 11884/11885. Стартовые точки рассчитываемых силовых линий выби-

рались случайным образом на фотосфере в рассмотренных областях. Было проведено несколько расчетов разного количества силовых линий с разными стартовыми точками и результаты во всех случаях аналогичные. Мы приводим в этой статье результаты только одного расчета.

Дополнительно мы использовали оригинальные магнитограммы SDO/HMI продольной лучу зрения компоненты поля на фотосфере с шагом по времени 45 с для приближенного расчета беззнакового магнитного потока: $F(|B_{\text{los}}|) = \iint |B_{\text{los}}(x, y)| dx dy$, где интегрирование (суммирование) проводилось по всем пикселям внутри рассматриваемых участков АО. Для грубой оценки, достаточной в этой работе, не учитывался угол между нормалью к фотосфере и лучом зрения. Магнитограммы в рассматриваемых сериях (длительностью 1.5 ч, 17:00–18:30 UT 05.11.2013 г.) подворачивались к одному моменту времени для учета дифференциального вращения Солнца. Для проверки наличия/отсутствия корреляций между динамикой магнитных потоков в двух АО (11890 и 11884) строилась зависимость кросс-корреляции от лага с помощью процедуры *c_correlate.pro* в *IDL*.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ АНАЛИЗА НАБЛЮДЕНИЙ

На рис. 1 представлены временные профили темпов счета в нескольких рентгеновских каналах Fermi/GBM (рис. 1а), RHESSI (рис. 1б), потоков в каналах 1–8 Å и 0.5–4 Å GOES/XRS (рис. 1в) и температуры плазмы, рассчитанной по данным GOES/XRS (рис. 1д). Основная вспышка класса M1.0 SOL2013-11-05T18:08 началась в 18:08 UT, имела пик в 18:13 UT и формальное (по рентгеновским данным GOES/XRS) окончание в 18:17 UT (https://www.ngdc.noaa.gov/stp/space-weather/solar-data/solar-features/solar-flares/x-rays/goes/xrs/goes-xrs-report_2013.txt). Перед началом вспышки, начиная примерно с 18:02 UT, на всех временных профилях видна последовательность из четырех пиков (пульсаций) возрастающей амплитуды с примерно одинаковыми интервалами времени между соседними пиками $P_{\text{QPP}} = 1.5 \pm 0.1$ мин. Они видны в каналах до 25 кэВ RHESSI и Fermi/GBM, в профилях потоков и температуры по данным GOES/XRS. По определению [Tan et al., 2016] эту последовательность пиков можно рассматривать как предвспышечные рентгеновские квазипериодические пульсации (КПП). Наличие аналогичной серии пульсаций в данных по меньшей мере трех различных инструментов, установленных на КА на различных орбитах, является веским аргументом за то, что эти пульсации имеют естественное происхождение на Солнце и не являются приборным артефактом (например, [Inglis et al., 2011]). После четвертого пика, начиная с $\sim 18:07:30$ UT (т.е. в окрестности официаль-

ного начала основной вспышки) в каналах ~ 12 – 25 и 25 – 50 кэВ появился еще один пик, который не был явно виден на энергиях ниже ~ 12 кэВ и в потоках и температуре по данным GOES/XRS. Время между максимумами этого всплеска и предыдущей пульсации 1.18 мин, что хотя и близко к P_{QPP} , но все же немного меньше. Это (а также более жесткий спектр) дало основание предположить, что этот (и последующий) всплески могли выбиваться из общей серии предвспышечных пульсаций.

На рис. 2 показаны обработанные временные профили (с вычтенным трендом, нормированные на максимум), а также их вейвлет-спектры и глобальные вейвлет-спектры (ГВС) темпов счета RHESSI в канале 6–12 кэВ и Fermi/GBM в канале 4.2–11.4 кэВ, потока рентгеновского излучения Солнца в канале 0.5–4 Å и температуры плазмы по данным GOES/XRS. Для канала 1–8 Å ситуация аналогичная и мы не приводим соответствующие рисунки. Можно видеть, что перед основной вспышкой ($\sim 18:02$ – $18:08$ UT) во всех временных профилях присутствует значимая гармоника с периодом $P_{QPP} = 1.5 \pm 0.1$ мин. Также можно отметить, что прослеживается ее продолжение в импульсной фазе вспышки (до $\sim 18:10$ UT; рис. 2б, 2ж, 2й), хотя период там увеличивается до ~ 2 мин.

Анализируя только временные профили без информации о пространственном расположении источников излучения, можно было бы сделать ошибочный вывод, что в АО перед вспышкой развивается какой-то квазипериодический процесс, который переходит в импульсную фазу вспышки с небольшим изменением периода (такой сценарий обсуждался, в частности, в [Tan et al., 2016]). Тем не менее, это не так. На рис. 3 показано расположение рентгеновских источников в диапазоне энергий 6–12 кэВ на диске Солнца по данным наблюдений RHESSI для восьми интервалов времени $t1$ – $t8$, обозначенных на рис. 1. Из рис. 3 видно, что источники первых четырех предвспышечных пульсаций (интервалы $t1$ – $t4$) находились в АО 11884 (гелиографические координаты $\sim S16W46$, магнитный класс Хэйла $\beta\gamma$) в западной полусфере. В интервале $t5$ на диске одновременно наблюдались два источника — один в АО 11884, другой в АО 11890 ($\sim S15E49$, магнитный класс Хэйла $\beta\delta$) в восточной полусфере, где произошла основная вспышка M1.0. Расстояние (по прямой) между АО 11890 и 11884 составляло $D \sim 1.4 R_\odot$. В интервалах $t6$ – $t8$ рентгеновских источников в АО 11884 больше не было видно, наблюдались только рентгеновские источники во вспышечной АО 11890. Здесь стоит отметить, что динамический диапазон RHESSI ~ 10 , что не исключает возможности наличия слабых рентгеновских источников в АО 11884 и после $t5$, но их яркость тогда должна

быть ниже яркости вспышечных источников в АО 11890 как минимум на один порядок величины.

На рис. 4 показаны серии разностных изображений в канале 131 Å SDO/AIA с наложенными (контурами) рентгеновскими источниками в диапазоне 6–12 кэВ по данным RHESSI отдельно для АО 11884 (рис. 4а–4ж) и АО 11890 (рис. 4з–4о) для восьми интервалов времени $t1$ – $t8$ (см. рис. 1). Рис. 4а–4ж наглядно иллюстрирует, что источники предвспышечных рентгеновских пульсаций (в $t1$ – $t5$) имели компактный размер ($L \sim 17.3$ угл. с ~ 12.6 Мм), располагались примерно в одном месте в АО 11884 и были связаны с возникновением уярчений в ЭУФ-диапазоне сначала в виде компактной каспообразной структуры (рис. 4а), которая затем вытянулась в юго-западном направлении в виде плазменных струй (рис. 4б–4ж). Рентгеновские источники располагались в окрестности места начального истечения этих струй. Используя описанную в разделе 2.2 методику на основе построения диаграмм время-расстояние для нескольких искусственных “щелей” вдоль направления распространения струй обнаружено, что в рассматриваемом интервале времени $\sim 18:02$ – $18:08$ UT было несколько истечений плазмы с различными скоростями в картинной плоскости: $v \sim 70$ – 1100 км/с (см. рис. 5). К высоким значениям более 1000 км/с нужно относиться с осторожностью, т.к. они получены по малому количеству точек на диаграммах время-расстояние (почти вертикальные линии на рис. 5в, 5е). С учетом гелиографической долготы АО 11884 $\phi \sim 46^\circ$, оценка диапазона скорости движения струй: $v_j \sim v/\sin\phi \sim 100$ – 1500 км/с.

В АО 11890 в интервалах времени $t1$ – $t4$ рентгеновских источников не было видно (рис. 4з–4к). Однако в интервалах $t5$ и $t6$ (до $\sim 18:09$ UT), т.е. перед началом импульсной фазы основной вспышки класса M1.0, в АО 11890 появился рентгеновский (6–12 кэВ) источник, который располагался в окрестности вершины “узкого” (с шириной < 5 угл. с) петлеобразного ЭУФ-источника, появившегося на разностных изображениях “горячего” канала SDO/AIA 131 Å (рис. 4л, 4м). В интервалах времени $t7$ – $t8$, соответствующих фазе спада главного рентгеновского пика импульсной фазы вспышки, петлеобразный источник стал визуально значительно более “широким” (> 15 угл. с) и ярким, а рентгеновский источник (6–12 кэВ) сместился ближе к его юго-западному подножию (рис. 4н–4о). Интересно также отметить, что в интервалах времени $t2$ – $t4$ на месте, где позднее (в $t5$ – $t8$) примерно располагались противоположные подножия вспышечных ЭУФ-петель, появились два компактных (размером несколько пикселей) уярчения на разностных изображениях в канале 131 Å SDO/AIA (показаны стрелками на рис. 4и–4к). О подобных компактных уярчениях перед началом солнечных вспышек сообщалось,

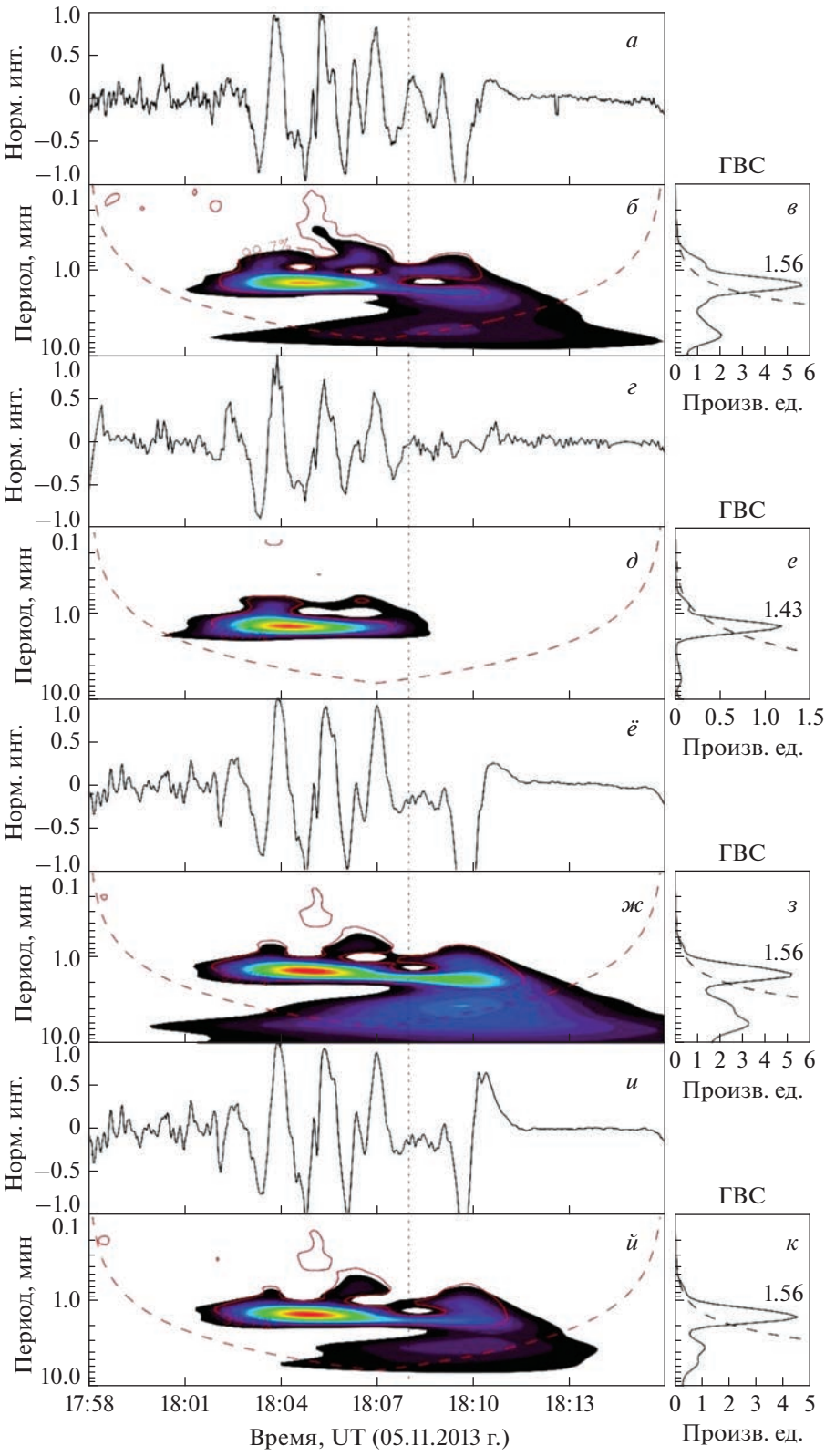


Рис. 2. Визуализация вейвлет-анализа обработанных временных профилей рентгеновского излучения Солнца по данным Fermi/GBM в канале 4.2–11.4 кэВ (а–е), RHESSI в канале 6–12 кэВ (е–е), GOES/XRS в канале 0.5–4 Å (е–з) и температуры плазмы $T(t)$ по данным GOES/XRS (и–к). Для всех данных на верхних панелях (а, з, ё, и) показаны подготовленные временные профили с вычтенным трендом и нормированные на максимум. На нижних панелях (б, д, ж, й) показаны вейвлет-спектры, на которых сплошными кривыми показаны уровни достоверности 99.7%, а штриховой кривой – конус влияния. Вертикальная пунктирная линия обозначает официальное начало основной солнечной вспышки M1.0 SOL2013-11-05T18:08. На панелях справа (в, е, з, к) сплошной линией показаны соответствующие глобальные вейвлет-спектры (ГВС), пунктирная линия – спектр модели красного шума. Там же приведены значения (в минутах) статистически значимого спектрального пика ГВС над спектром красного шума.

например, в работе [Hudson et al., 2021], которые обсуждались в контексте нагрева плазмы в петлях перед началом импульсной фазы. Возможно, такие локальные ЭУФ-уярчения являются одним из видов предвестников или прекурсоров вспышек. К сожалению, динамического диапазона и/или чувствительности RHESSI не хватило, чтобы построить качественные изображения с рентгеновскими источниками этих предвестников. Мы только можем заключить, что в это время рентгеновские источники, если и присутствовали в АО 11890, были как минимум в ~10 раз менее яркими, чем источники рентгеновских пульсаций в АО 11884 в западной части солнечного диска.

Рисунок 6 наглядно подтверждает, что активность, связанная с рентгеновскими пульсациями до начала основной вспышки в 18:08 UT, происходила в АО 11884, а не в АО 11890. На рис. 6 показаны нормированные (на максимум в рассматриваемом интервале времени) временные профили интенсивности в нескольких каналах ЭУФ/УФ-

излучения SDO/AIA, проинтегрированные как по всему диску Солнца (полное поле зрения SDO/AIA, сплошные кривые), так и отдельно по участкам в АО 11884 и АО 11890, где располагались источники рентгеновских пульсаций (пунктир) и источники основной вспышки (точки), соответственно. Хорошо видна растянутая во времени (примерно с ~18:01 UT) повышенная активность в АО 11884 до начала вспышки в АО 11890, причем интенсивность излучений в АО 11884 в несколько раз ниже, чем в АО 11890 во время основной вспышки, что видно по интегральным кривым со всего диска (сплошные кривые). Профили в разных каналах SDO/AIA отличаются. Видны серии пиков в АО 11884 до ~18:12 UT (с длинными хвостами после этого времени в каналах 1600 и 1700 Å), но не видно квазипериодичности, аналогичной той, что наблюдалась в рентгеновских данных (рис. 1, 2). Это может быть интерпретировано, во-первых, тем, что шаг данных по времени в ЭУФ-каналах AIA/SDO ~12 с и ~24 с в УФ кана-

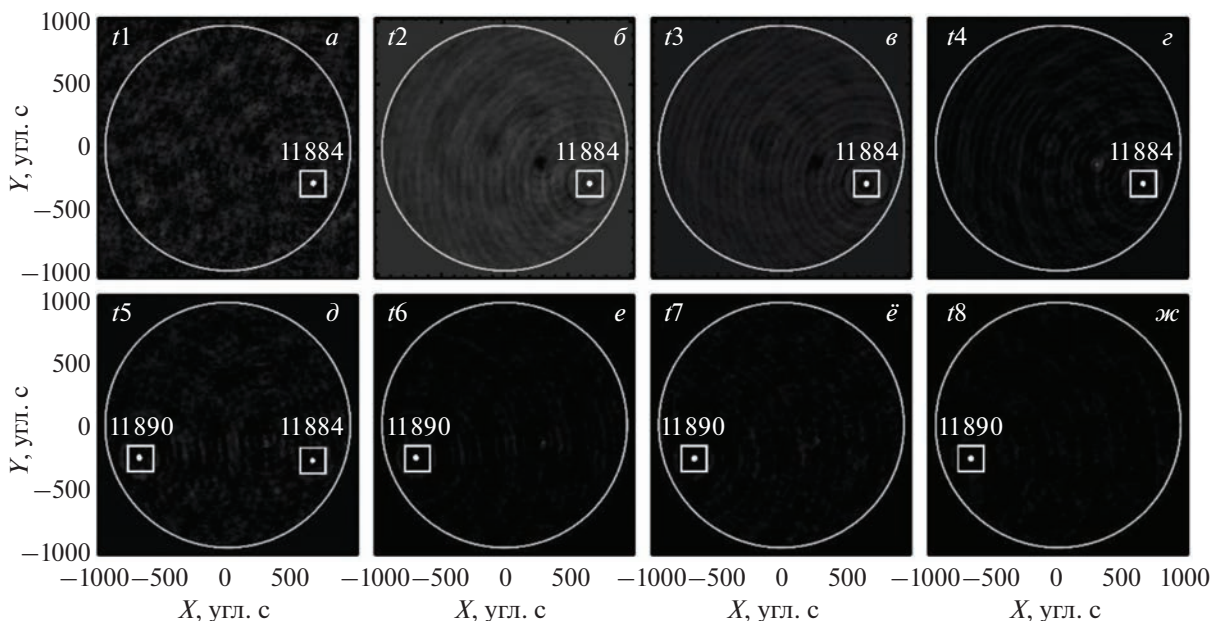


Рис. 3. Рентгеновские изображения Солнца до и во время вспышки класса M1.0 SOL2013-11-05T18:08, построенные с помощью алгоритма Clean по данным RHESSI в диапазоне энергий 6–12 кэВ для интервалов времени $t_1, t_2, \dots, t_8$, указанных на рис. 1. Оптический лимб Солнца показан сплошной белой окружностью. Белые квадраты указывают расположение АО 11884 в западной части диска и АО 11890 в восточной. Рентгеновские источники (на уровне 50% от максимальной яркости) на этом масштабе видны как белые кружки, расположенные примерно в центре белых квадратов.

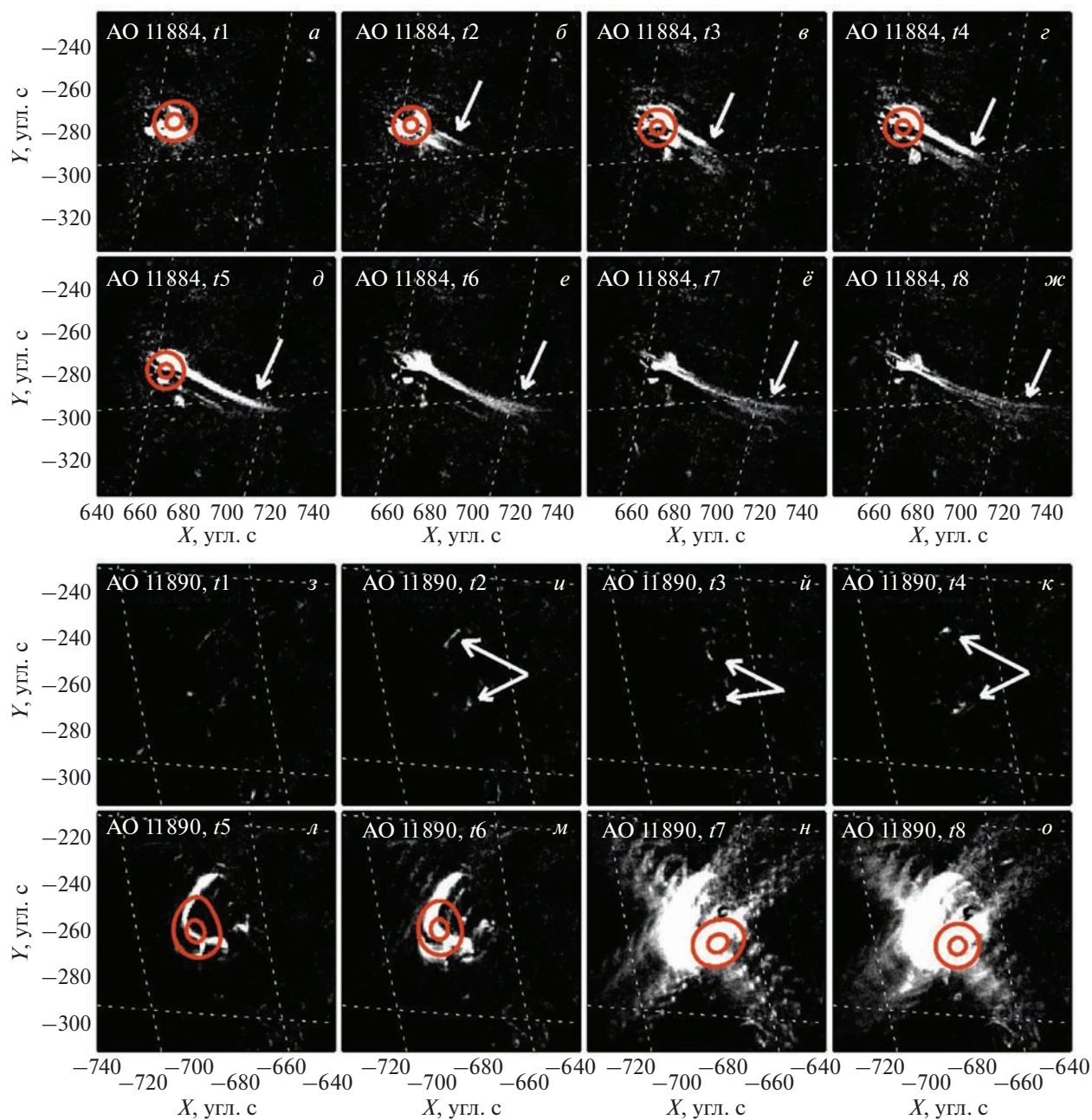


Рис. 4. Разностные изображения в канале 131 Å SDO/AIA участков АО 11884 (а–ж) и АО 11890 (з–о), показанных белыми квадратами на рис. 3, для центров интервалов времени $t_1, t_2, \dots, t_8$ (см. рис. 1). Рентгеновские источники по данным RHESSI в диапазоне 6–12 кэВ показаны жирными изо-контурами округлой формы на уровнях 50% и 90% от максимальной яркости для соответствующих интервалов времени. Белыми тонкими пунктирными дугами показана проекция гелиографической сетки координат с шагом 5°. Стрелкой на (б–ж) отмечены корональные джеты в АО 11884, а стрелками на (у–к) показаны предвспышечные уярчения в канале 131 Å SDO/AIA в АО 11890.

лах, что в несколько раз больше шага по времени рассмотренных рентгеновских данных. Во-вторых, по всей видимости, динамика горячей плазмы, высвечивающей в рентгеновском диапазоне, отличается от динамики более холодной плазмы, светящейся в ЭУФ и УФ.

Рисунок 6 также позволяет понять, почему в интервале t_5 одновременно наблюдались рентге-

новские источники в АО 11884 и 11890 — в это время активность в АО 11884 еще не до конца угасла, тогда как в АО 11890 уже началась усиливаться активность, связанная с энерговыделением предвестников основной вспышки.

Мы проанализировали изображения в разных ЭУФ-каналах SDO/AIA, на которых видны корональные структуры в широком диапазоне темпе-

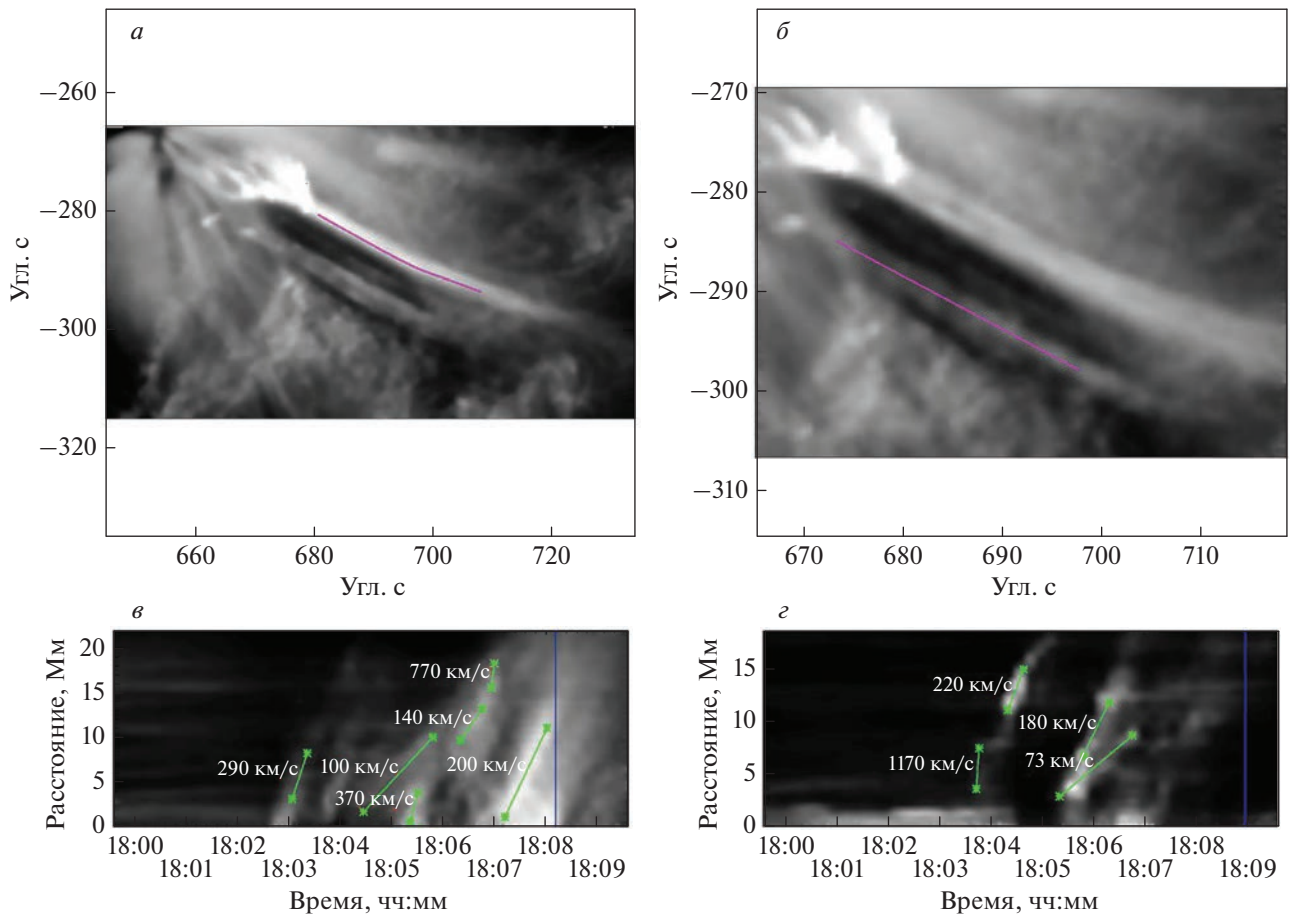


Рис. 5. Визуализация анализа корональных струй в АО 11884 по данным канала 171 Å SDO/AIA. (а) и (б) — изображения струй для двух моментов времени, обозначенных вертикальной линией на (в) и (з) соответственно. Кривая линия — срез, вдоль которого строилась диаграмма время—расстояние, показанная на в, з соответственно. Наклон отрезков, соединяющих звездочки на (в) и (з), используется для оценки скорости течения струй, которые видны как яркие наклонные структуры.

ратур от $\sim 10^4$ до 10^7 K, и не обнаружили корональных петель, которые бы соединяли разнесенные АО 11890 на востоке и АО 11884 на западе. Примеры изображений для интервала времени $\sim 18:03:20$ – 30 UT (около t_2 на рис. 1) показаны на рис. 7а–7ё. Дополнительно, мы экстраполировали магнитное поле в корону в сферическом слое в диапазоне радиальных расстояний [$1 R_S$, $2.5 R_S$] в потенциальном приближении (для магнитограммы $\sim 18:03:28$ UT) и рассчитали большое количество магнитных силовых линий со случайными стартовыми точками на фотосфере в АО 11890 и 11884. Пример реализации расчета 500 силовых линий, имеющих основания в АО 11890 представлен на рис. 7ж, в АО 11884 — на рис. 7з. Мы не обнаружили петлеобразные силовые линии, которые соединяли бы две эти АО (т.е. имели бы в них противоположные подножия). Следовательно, мы можем заключить, что рассматриваемые АО 11890 и 11884 с высокой вероятностью не были магнитно-связанными через корону.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Кратко сформулируем основные результаты анализа рассмотренного события. Установлено, что:

1. Во временных профилях интенсивности рентгеновского излучения (и температуры плазмы), проинтегрированного по всему солнечному диску, перед началом основной вспышки класса M1.0 SOL2013-11-05T18:08 содержалась серия квазипериодических пульсаций возрастающей амплитуды с периодом $P_{QPP} = 1.5 \pm 0.1$ мин;
2. Источники этих пульсаций располагались в АО 11884 в западной части солнечного диска, тогда как источники основной вспышки были в АО 11890 на востоке. Линейное расстояние между АО 11884 и 11890 составляло $D \sim 1.4 R_S$ (~ 970 Мм);
3. Источники рентгеновских пульсаций располагались в окрестности основания корональных струй (наблюдавшихся в ЭУФ-диапазоне), истекавших со скоростями, варьирующимися в пределах $v \sim 100$ – 1500 км/с, в юго-западном направ-

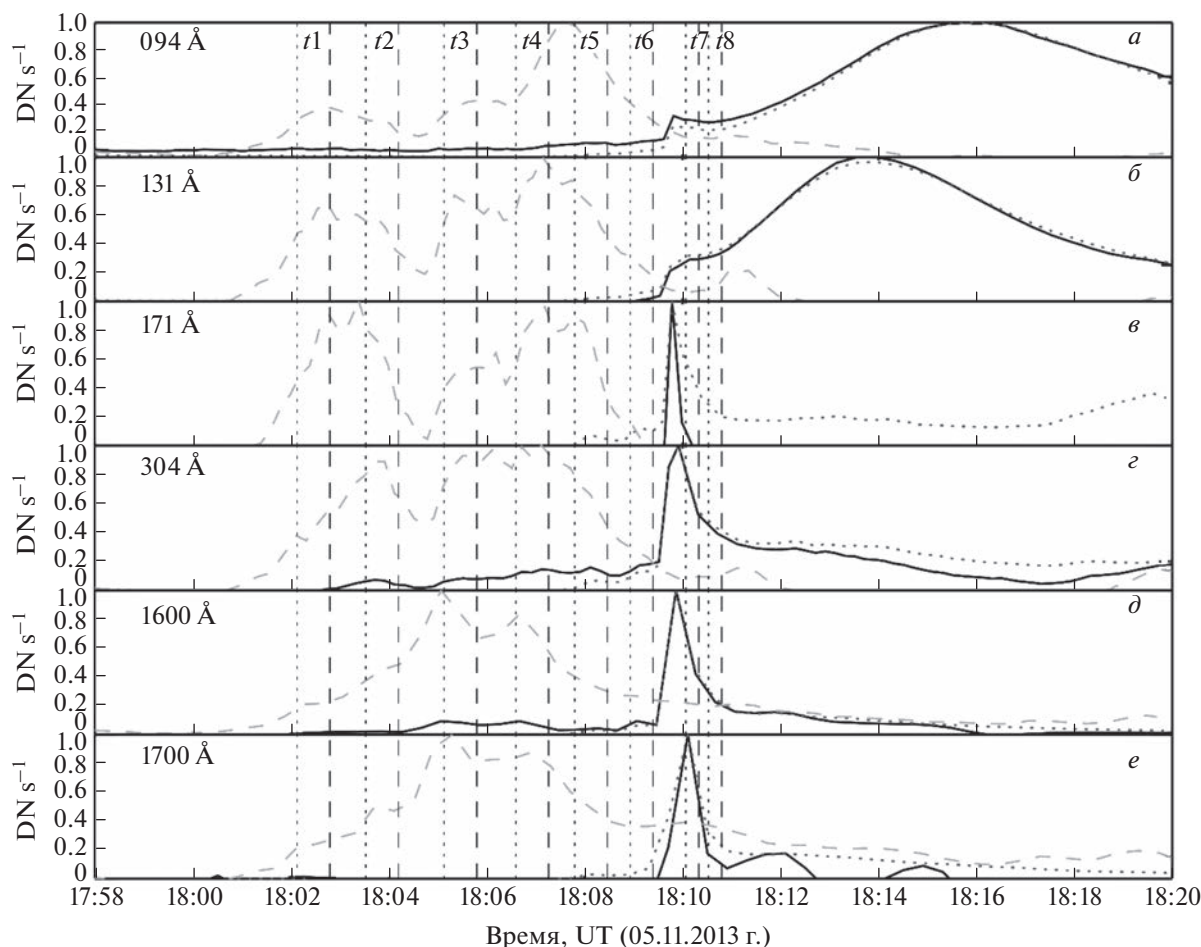


Рис. 6. Временные профили интенсивности ультрафиолетового излучения в шести разных каналах SDO/AIA: 94 Å (a); 131 Å (б); 171 Å (в); 304 Å (г); 1600 Å (д); 1700 Å (е) с вычтенным фоном (перед началом события в 17:30 UT) и нормированные на максимум. Интенсивность во всем поле зрения SDO/AIA (со всего видимого диска Солнца) показана сплошной кривой; с участка АО 11884, где располагались предвспышечные пульсации — штриховой кривой; с участка АО 11890 основной вспышки — точечной кривой. Начало и конец временных интервалов $t1$ – $t8$ (см. рис. 1) показаны вертикальными пунктирными и штриховыми прямыми линиями соответственно.

лении, противоположном направлению расположения АО 11890 основной вспышки (в картинной плоскости);

4. В короне в ЭУФ и рентгеновском диапазонах не наблюдалось петель, которые бы соединяли сильно разнесенные АО 11884 и 11890, также не обнаружено связности двух этих АО силовыми линиями коронального магнитного поля, экстраполированного в потенциальном приближении.

Согласно полученным результатам 1–2, рассмотренное событие относится к типу II событий с предвспышечными рентгеновскими пульсациями по классификации, приведенной в работе [Zimovets et al., 2022]. В той работе был поставлен вопрос о том, есть ли причинно-следственная связь между пульсациями и основной вспышкой в событиях такого типа, когда источники пульсаций располагаются вне родительской АО основной (более мощной) последующей вспышки.

Мы сформулируем вопрос более конкретно: могли ли эпизоды энергосвободения в АО 11884, связанные с рентгеновскими пульсациями, быть триггером вспышки в АО 11890? В качестве первого кандидата в возможные триггеры, переносящего энергию, рассмотрим плазменные струи, поскольку потоки плазмы предполагаются в качестве одного из возможных триггеров магнитного пересоединения в АО Солнца (например, [Srivastava et al., 2019; Ugai, 2019]). Покажем, что эта возможность очень маловероятна в изучаемом событии. Во-первых, струи истекали в противоположном от АО 11890 направлении. Тем не менее, поскольку наблюдения выполнялись в картинной плоскости, в силу наличия проекционного эффекта, нельзя исключить ситуацию, когда из-за определенной кривизны петельных силовых линий плазма струй все же могла достичь АО 11890. Во-вторых, струям потребовалось бы

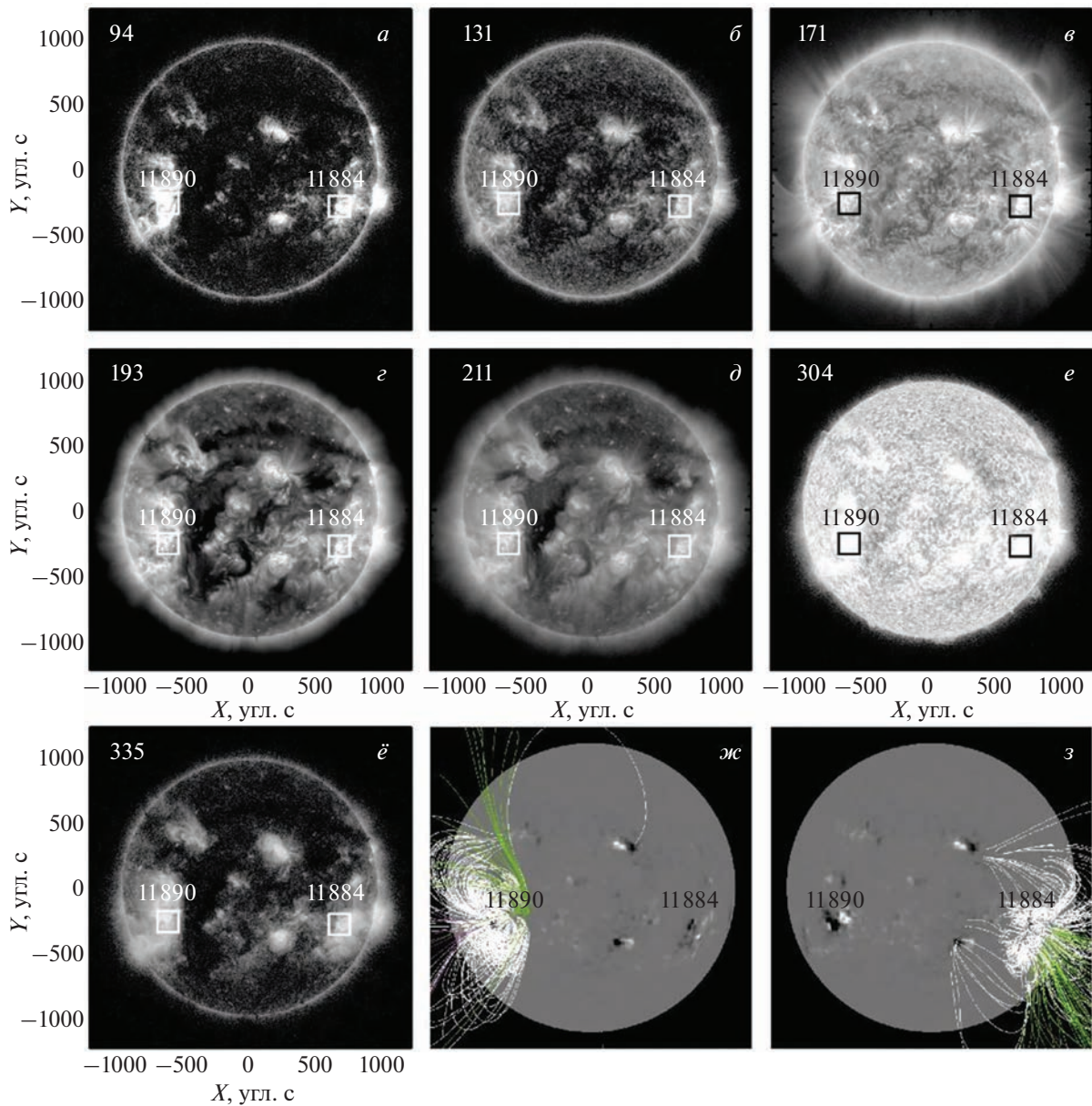


Рис. 7. Изображения Солнца в семи спектральных ЭУФ-каналах SDO/AIA в интервале 18:03:18–18:03:26 UT 05.11.2013 г.: 94 Å (*а*); 131 Å (*б*); 171 Å (*в*); 193 Å (*г*); 211 Å (*д*); 304 Å (*е*); 335 Å (*ё*). Фотосферная магнитограмма продольной лучу зрения компоненты магнитного поля по данным SDO/HMI (18:03:28 UT) с наложенными 500 силовыми линиями потенциального магнитного поля, стартовые основания которых на фотосфере выбраны случайным образом в АО 11890 (*ж*) и АО 11884 (*з*).

время $dt_i > (\pi D/2)/v_j \sim 17\text{--}250$ мин, чтобы достичь АО 11890 (здесь использовалось предположение, что петли представляют собой полуокружность диаметра D и скорость постоянна). Это как минимум в 3 раза больше времени между началом наблюдений пульсаций (струй) и началом основной вспышки ($\Delta t \sim 6$ мин). Отметим, что оценка скорости v_j сделана по начальной траектории струй и не учитывает возможного замедления скорости. В-третьих, против этой гипотезы свидетельствует отсутствие наблюдаемых корональных петель и

реконструированных магнитных силовых линий, соединяющих АО 11884 и 11890, вдоль которых могли бы течь струи. В совокупности, эти аргументы позволяют с высокой вероятностью исключить рассматриваемую возможность.

Вторым потенциальным кандидатом в триггеры (магнитного пересоединения и вспышки) являются магнитогидродинамические (МГД) волны (например, [McLaughlin et al., 2018]), которые могли испускаться из АО 11884 во время пульсаций и которые могли распространяться как вдоль

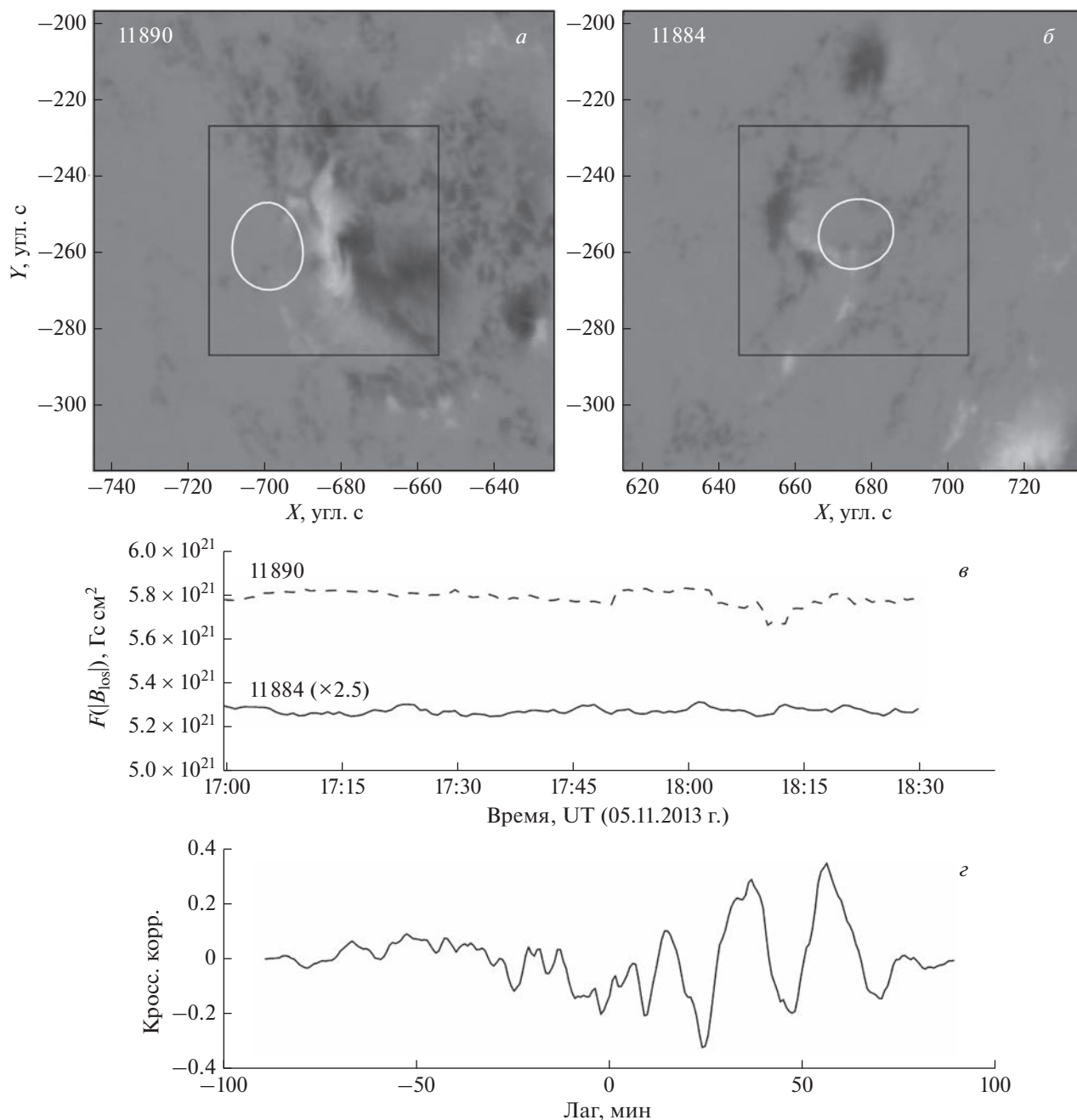


Рис. 8. Участки фотосферных 45-секундных магнитограмм SDO/HMI продольной лучу зрения компоненты поля для АО 11890 (а) и 11884 (б) вблизи интервалов времени t_6 и t_1 (см. рис. 1) соответственно, на фоне которых белым контуром приведено положение рентгеновского источника 6–12 кэВ на уровне 50% от максимальной яркости. Черные квадраты — участки вокруг рентгеновских источников, по площади которых вычислялись беззнаковые магнитные потоки, временные профили которых показаны на (в): штриховая кривая — для АО 11890, сплошная кривая — АО 11884 (значения умножены на 2.5 для удобства сопоставления). (г) — зависимость кросс-корреляции профилей магнитных потоков в АО 11890 и 11884 от лага.

поля, так и поперек него. Продольные волны исключаются, поскольку, как уже отмечено выше, не было магнитного соединения между 11884 и 11890. К тому же, их характерные скорости в короне (до нескольких сотен км/с) слишком малы [Nakariakov et al., 2019]. Но и быстрые попереч-

ные волны тоже можно исключить, поскольку их характерные скорости в короне составляют $v_f \sim 500\text{--}1500$ км/с [Nakariakov et al., 2021] (сопоставимо со скоростями струй): $dt_f \sim D/v_f \sim 11\text{--}32$ мин. К тому же, мы не наблюдали признаков распространения “глобальных” поперечных волн (типа

ЕИТ волн), которые бы распространялись из АО 11884 во время пульсаций и могли достичь АО 11890.

Еще один мыслимый кандидат в возможные триггеры — ускоренные частицы. Действительно, во время пульсаций ускорялись электроны по крайней мере до нескольких десятков кэВ, что было видно по появлению степенных “хвостов” в спектрах рентгеновского излучения, полученных по данным RHESSI (мы их не приводим в этой работе). Но в силу отсутствия магнитной связанности между АО 11884 и 11890, ускоренные в АО 11884 частицы не могли достичь АО 11890. И по этой причине мы исключаем эту возможность из дальнейшего рассмотрения.

Наконец, в работе [Zimovets et al., 2022] была высказана гипотеза о том, что в событиях типа II может происходить когерентное (скоррелированное) всплытие магнитных потоков из-под фотосферы в разнесенных АО, в которых располагаются источники пульсаций и основной вспышки. Для проверки этой гипотезы мы построили временные профили приближенных (без учета угла между нормалью к фотосфере и лучом зрения) беззнаковых магнитных потоков для участков АО 11884 и 11890 в окрестности (± 30 угл. с) рентгеновских источников пульсаций и основной вспышки (рис. 8а, 8б) с шагом 45 с для интервала времени 17:00–18:30 UT (рис. 8в) и построили зависимость кросс-корреляции между двумя полученными временными профилями от лага (рис. 8г). Значения кросс-корреляции не превышают 0.4 во всем диапазоне лагов от -90 до $+90$ мин. Это указывает на то, что динамика магнитных потоков в АО 11890 была независима от динамики магнитного потока в АО 11884. На основе этого мы исключаем и эту гипотезу из рассмотрения.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, путем исключения различных мыслимых возможностей, мы пришли к заключению, что эпизоды энерговыделения, связанные с рентгеновскими квазипериодическими пульсациями в АО 11884 не могли являться триггером вспышки M1.0 SOL2013-11-05T18:08 в АО 11890. Это, тем не менее, не гарантирует, что и во всех остальных событиях типа II основные вспышки не связаны причинно-следственными связями с предвспышечными пульсациями. Этот вопрос требует дальнейшего систематического изучения.

Также, обнаружено, что источники рентгеновских пульсаций в АО 11884 располагались вблизи оснований корональных струй, наблюдавшихся в ЭУФ-диапазоне. Исследование связи между пульсациями и струями осталось за рамками этой работы, поскольку ее основная цель заключалась в установлении пространственного взаимораспо-

ложения источников пульсаций и основной вспышки. Дальнейшее, более детальное изучение связи между рентгеновскими пульсациями и корональными струями как в этом, так и в других событиях представляет интерес (например, [Li et al., 2022; Mishra et al., 2023]), поскольку механизмы квазипериодических пульсаций в активных областях Солнца до сих пор не установлены [Van Doorselaere et al., 2016; McLaughlin et al., 2018; Куприянова и др., 2020; Zimovets et al., 2021].

Наконец, проанализированное событие демонстрирует важное значение пространственно-разрешенных наблюдений при исследовании квазипериодических пульсаций на Солнце (и звездах), позволяющих устанавливать существенные ограничения на физические модели.

6. БЛАГОДАРНОСТИ

Мы благодарны коллективам инструментов RHESSI, SDO/AIA, SDO/HMI, GOES/XRS и Fermi/GBM за свободный доступ к данным, без которых эта работа не могла бы быть реализована в настоящее время. Программное обеспечение для вейвлет-анализа предоставлено С. Torrence и G. Compo и доступно по URL: (<http://atoc.colorado.edu/research/wavelets/>) и (<https://github.com/chris-torrence/wavelets>). Благодарим рецензентов за полезные замечания.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа И.В. Зимовца, И.Н. Шарыкина и Б.А. Низамова (все, кроме выделения корональных струй и оценки их скорости) выполнена за счет гранта Российского научного фонда (проект № 20-72-10158).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Жданов А.А., Чариков Ю.Е. Частотный анализ предвспышечного рентгеновского излучения Солнца // Письма в Астрон. журн. Т. 11. № 3. С. 216–221. 1985.
- Куприянова Е.Г., Колотков Д.Ю., Накаряков В.М., Кауфман А.С. Квазипериодические пульсации в солнечных и звездных вспышках. Обзор // Солнечно-земная физика. Т. 6. № 1. С. 3–29. 2020. <https://doi.org/10.12737/szf-61202001>
- Abramov-Maximov V.E., Bakunina I.A. Signs of preparation of solar flares in the microwave range // Geomagn. Aeronomy. V. 62. № 7. P. 895–902. 2022. <https://doi.org/10.1134/S0016793222070040>
- Abramov-Maximov V.E., Bakunina I.A. Solar-flare precursors in the microwave range // Geomagn. Aeronomy. V. 60. № 7. P. 846–852. 2020. <https://doi.org/10.1134/S0016793220070038>
- Durasova M.S., Kobrin M.M., Yudin O.I. Evidence of quasi-periodic movements in the solar chromosphere and corona // Nature Physical Science. V. 229. № 3. P. 82–84. 1971. <https://doi.org/10.1038/physci229082b0>
- Hudson H.S., Simoes P.J.A., Fletcher L., Hayes L.A., Hannah I.G. Hot X-ray onsets of solar flares // Mon. Not. R.

- Astron. Soc. V. 501. № 1. P. 1273–1281. 2021.
<https://doi.org/10.1093/mnras/staa3664>
- Hurford G.J., Schmahl E.J., Schwartz R.A. et al. The RHESSI imaging concept // Solar Phys. V. 210. № 1–2. P. 61–86. 2002.
<https://doi.org/10.1023/A:1022436213688>
- Inglis A.R., Zimovets I.V., Dennis B.R., Kontar E.P., Nakariakov V.M., Struminsky A.B., Tolbert A.K. Instrumental oscillations in RHESSI count rates during solar flares // Astron. Astrophys. V. 530. ID A47. 2011.
<https://doi.org/10.1051/0004-6361/201016322>
- Kaltman T.I., Stupishin A.G., Anfinogentov S.A., Nakariakov V.M., Loukitcheva M.A., Shendrik A.V. Hot jets in the Solar corona: Creating a catalogue of events based on multi-instrumental observations // Geomagn. Aeronomy. V. 61. № 7. P. 1083–1091. 2021.
<https://doi.org/10.1134/S0016793221070070>
- Kobrin M.M., Korshunov A.I., Snegirev S.D., Timofeev B.V. On a sharp increase of quasi-periodic components of fluctuations of inclination of the spectrum of solar radio emission at $\lambda = 3$ cm before active events in August 1972 // Soln. Dannye. № 10. P. 79–85. 1973.
- Kupriyanova E.G., Melnikov V.F., Nakariakov V.M., Shibasaki K. Types of microwave quasi-periodic pulsations in single flaring loops // Solar Phys. V. 267. № 2. P. 329–342. 2010.
<https://doi.org/10.1007/s11207-010-9642-0>
- Lemen J.R., Title A.M., Akin D.J., et al. The Atmospheric Imaging Assembly (AIA) on the Solar Dynamics Observatory (SDO) // Solar Phys. V. 275. № 1–2. P. 17–40. 2012.
<https://doi.org/10.1007/s11207-011-9776-8>
- Li D., Shi F., Zhao H., Xiong S., Song L., Peng W., Li X., Chen W., Ning Z. Flare quasi-periodic pulsation associated with recurrent jets // Frontiers in Astronomy and Space Sciences: V. 9. ID 1032099. 2022.
<https://doi.org/10.3389/fspas.2022.1032099>
- Lin R.P., Dennis B.R., Hurford G.J. et al. The Reuven Ramaty High-Energy Solar Spectroscopic Imager (RHESSI) // Solar Phys. V. 210. № 1–2. P. 3–32. 2002.
<https://doi.org/10.1023/A:1022428818870>
- McLaughlin J.A., Nakariakov V.M., Dominique M., Jelinek P., Takasao S. Modelling quasi-periodic pulsations in solar and stellar flares // Space Sci. Rev. V. 214. № 1. ID 45. 2018. <https://doi.org/10.1007/s11214-018-0478-5>
- Meegan C., Litchi G., Bhat P.N. et al. The Fermi Gamma-ray Burst Monitor // Astrophys. J. V. 702. № 1. P. 791–804. 2009.
<https://doi.org/10.1088/0004-637X/702/1/791>
- Mishra S.K., Sangal K., Kayshap P., Jelinek P., Srivastava A.K., Pajaguru S.P. Origin of quasi-periodic pulsation at the base of kink unstable jet // Astrophys. J. V. 945. № 2. ID 113. 2023.
<https://doi.org/10.3847/1538-4357/acb058>
- Nakariakov V.M., Kosak M.K., Kolotkov D.Y., Anfinogentov S.A., Kumar P., Moon Y.-J. Properties of slow magneto-acoustic oscillations of solar coronal loops by multi-instrumental observations // Astrophys. J. Lett. V. 874. № 1. ID L1. 2019.
<https://doi.org/10.3847/2041-8213/ab0c9f>
- Nakariakov V.M., Anfinogentov S.A., Antolin P. et al. Kink oscillations of coronal loops // Space Sci. Rev. V. 217. № 6. ID 73. 2021.
<https://doi.org/10.1007/s11214-021-00847-2>
- Scherrer P.H., Schou J., Bush R.I. et al. The Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) investigation for the Solar Dynamics Observatory (SDO) // Solar Phys. V. 275. № 1–2. P. 207–227. 2012.
<https://doi.org/10.1007/s11207-011-9834-2>
- Schrijver C.J., DeRosa M.L. Photospheric and heliospheric magnetic fields // Solar Phys. V. 212. № 1. P. 165–200. 2003.
<https://doi.org/10.1023/A:1022908504100>
- Srivastava A.K., Mishra S.K., Jelinek P. et al. On the observations of rapid forced reconnection in the solar corona // Astrophys. J. V. 887. № 2. ID 137. 2019.
<https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab4a0c>
- Stupishin A.G., Anfinogentov S.A., Kaltman T.I. Diagnostics of parameters of hot jets in the solar corona in time series of images // Geomagn. Aeronomy. V. 61. № 8. P. 1108–1115. 2021.
<https://doi.org/10.1134/S0016793221080181>
- Stupishin A., Anfinogentov S., Kaltman T. JeAn – Jet Analyzer software package // [Software] 2022.
<https://doi.org/10.5281/zenodo.7362689>
- Stupishin A. SlitTreat: Slit analyzing tool // [Software] 2022.
<https://doi.org/10.5281/zenodo.7362757>
- Tan B., Yu Z., Huang J., Tan C., Zhang Y. Very long-period pulsations before the onset of solar flares // Astrophys. J. V. 833. № 2. ID 206. 2016.
<https://doi.org/10.3847/1538-4357/833/2/206>
- Torrence C., Compo G.P. A practical guide to wavelet analysis // Bull. of Am. Met. Soc. V. 79. № 1. P. 61–78. 1998.
[https://doi.org/10.1175/1520-0477\(1998\)079<0061:APGTWA>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0477(1998)079<0061:APGTWA>2.0.CO;2)
- Ugai M. Physical mechanism of reconnection onset in space plasmas // arXiv:ID 1902.01588. [physics.space-ph]. 2019.
<https://doi.org/10.48550/arXiv.1902.01588>
- Van Doorsselaere T., Kupriyanova E.G., Yuan D. Quasi-periodic pulsations in solar and stellar flares: An overview of recent results (Invited Review) // Solar Phys. V. 291. № 11. P. 3143–3164. 2016.
<https://doi.org/10.1007/s11207-016-0977-z>
- White S.M., Thomas R.J., Schwartz R.A. Updated expressions for determining temperatures and emission measures from GOES soft X-ray measurements // Solar Phys. V. 227. № 2. P. 231–248. 2005.
<https://doi.org/10.1007/s11207-005-2445-z>
- Zimovets I.V., Struminsky A.B. Observations of double-periodic X-ray emission in interacting systems of solar flare loops // Solar Phys. V. 263. № 1–2. P. 163–174. 2010.
<https://doi.org/10.1007/s11207-010-9518-3>
- Zimovets I.V., McLaughlin J.A., Srivastava A.K. et al. Quasi-periodic pulsations in solar and stellar flares: A review of underpinning physical mechanisms and their predicted observational signatures // Space Sci. Rev. V. 217. № 5. ID. 66. 2021. <https://doi.org/10.1007/s11214-021-00840-9>
- Zimovets I.V., Nechaeva A.B., Sharykin I.N., Nizamov B.A. Sources of long-period X-ray pulsations before the onset of solar flares // Geomagn. Aeronomy. V. 62. № 4. P. 356–374. 2022.
<https://doi.org/10.1134/S0016793222040181>

УДК 523.985.3

ВСПЫШЕЧНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ СОБЫТИЯ 04.05.2022 И ЕГО МИЛЛИМЕТРОВАЯ КОМПОНЕНТА

© 2023 г. В. В. Смирнова^{1, *}, Ю. Т. Цап¹, В. С. Рыжов²,
Г. Г. Моторина^{3, 4, 5}, А. С. Моргачев³, М. Барта⁵

¹Крымская астрофизическая обсерватория РАН, п. г. т. Научный, Россия

²Московский государственный технологический университет им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия

³Главная (Пулковская) обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

⁴Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

⁵Астрономический институт Чешской Академии Наук, Онджеев, 251 65 Чехия

*e-mail: vvsvid.smirnova@yandex.ru

Поступила в редакцию 01.03.2023 г.

После доработки 30.03.2023 г.

Принята к публикации 25.05.2023 г.

На основе наблюдений на радиотелескопе РТ-7.5 МГТУ им. Н.Э. Баумана на волне 3.2 мм (93 ГГц), а также других (Сибирского радиогелиографа, Solar Dynamics Observatory (SDO), радиообсерватории Metsähovi) наземных и космических инструментах исследовано происхождение миллиметрового излучения солнечной вспышки SOL2022-05-04T08:45 рентгеновского класса M5.7. Анализ временных профилей излучения в рентгеновском и сантиметровом диапазонах показал, что миллиметровый источник излучения едва ли связан с горячей (5×10^5 – 10^7 К) корональной плазмой. Об этом также свидетельствует оценка суб-ТГц потока излучающей горячей плазмы по данным AIA/SDO, который оказался значительно меньше наблюдаемых значений. Получены указания о развитии тепловой неустойчивости во вспышечных ультрафиолетовых петлях. Обосновывается связь миллиметровой компоненты вспышки с тепловым источником в хромосфере Солнца.

DOI: 10.31857/S001679402360028X, EDN: ZVMSYI

1. ВВЕДЕНИЕ

Сравнительно недавно благодаря уникальному инструменту *Atacama Large Millimeter Array* (ALMA, [Wedemeyer et al., 2016]) появилась возможность наблюдать слабые солнечные вспышки с высоким пространственным разрешением в миллиметровом (мм) радиодиапазоне. В частности, в работе Skokić et al. [2023] было изучено 5 событий рентгеновского класса В по классификации GOES (*Geostationary Operational Environmental Satellites*, [Menzel and Purdom, 1994]), наблюдавшихся на 1.2 и 3 мм с пространственным разрешением ~28 и 60 угл. с соответственно. Карты распределения интенсивности радиоизлучения сравнивались с ультрафиолетовыми и оптическими изображениями, полученными на инструментах *Atmospheric Imaging Assembly* (AIA) и *Helioseismic and Magnetic Imager* (HMI) космической обсерватории *Solar Dynamic Observatory* (SDO, [Lemen et al., 2012]) с временным разрешением 12 и 45 с соответственно. При этом по данным солнечного радиоспектрометра extended Compact Astronomical Low-cost Low-frequency Instrument for Spectroscopy and Transportable Observatory (e-CALLIS-

TO) [Benz et al., 2009] и *Radio Solar Telescope Network* (RSTN, [Cliver et al. 1987]) каких-либо всплесков от исследуемых событий в метровом и сантиметровом радиодиапазоне длин волн обнаружить не удалось. Согласно Skokić et al. [2023], источники мм излучения могут соответствовать основаниям или вершинам горячих (10^6 – 10^7 К) корональных петель, после вспышечным петлям и H α -волокам. В некоторых случаях источники мм-излучения вообще не удалось отождествить с какими-либо магнитными структурами.

Несмотря на высокое пространственное разрешение, позволяющее получить изображения источника, ALMA имеет и существенные недостатки. Так, наблюдения вспышек проводились в режиме сканирования всего диска Солнца одиночной антенной (*single-dish mode*) диаметром 12 м. Временное разрешение в используемом режиме наблюдений составило 5 и 10 мин соответственно на 3 и 1.2 мм. Столь низкое разрешение не позволяет однозначно отождествить источник мм-излучения, поскольку он мог быть достаточно динамичным образованием активной области не только во времени, но и пространстве. Вызывает много

вопросов построение временных профилей в миллиметровом диапазоне, так как в исследуемых АО могли происходить локальные усиления яркости. Вероятно, именно поэтому между мм и мягкими рентгеновскими профилями потока излучения временные задержки иногда превышали 30 мин. Из сказанного выше следует, что наблюдения на ALMA не позволяют сделать однозначный вывод об источниках мм излучения, исходя из полученных результатов работы Skokić et al. [2023].

Ранее по ультрафиолетовым данным AIA/SDO и РТ-7.5 им. Н.Э. Баумана, технические характеристики которого можно найти в работе [Смирнова и др., 2016], нами было показано, что вклад вспыхечной горячей корональной плазмы в миллиметровую компоненту излучения, в частности, на волнах 2.2 и 3.2 мм является несущественный [Trottet et al., 2002; Tsap et al., 2016; Tsap et al., 2018; Morgachev et al., 2018]. Рассчитанные с использованием дифференциальной меры эмиссии потоки мм излучения оказываются заметно меньше наблюдаемых значений. Откуда следует необходимость проведения дальнейших детальных исследований, связанных с отождествлением источников миллиметрового излучения солнечных вспышек в области энерговыделения.

В настоящей работе, по данным радиотелескопа РТ-7.5 МГТУ им. Н.Э. Баумана на длине волны 3.2 мм (93 ГГц), а также других наземных и космических инструментов проводится исследование происхождения мм излучения солнечной вспышки SOL2022-05-04T08:45. Отличительная особенность этого события состояла в том, что, у него отсутствовала ярко выраженная мм импульсная фаза, что в свете стандартной модели солнечной вспышки требует более детального анализа.

Цель данной работы — выяснить природу миллиметрового излучения вспышки и уточнить связь миллиметрового источника с горячей корональной плазмой.

2. ОБРАБОТКА НАБЛЮДЕНИЙ

Вспышка SOL2022-05-04T08:45 рентгеновского класса M5.7 произошла в активной области NOAA 13004 (S15, W16). По данным GOES она началась в 08:45:00 UT и достигла максимума в 08:59:00 UT. Это событие одновременно наблюдалось в крайнем ультрафиолетовом и жестком рентгеновском диапазонах соответственно на AIA/SDO и KA Konus-Wind [Lysenko et al., 2022], а также на микроволнах с помощью Сибирского радиогелиографа (СРГ, [Алтынцев и др., 2020]), RSTN и радиообсерватории Metsähovi [Urho, 1982]. Миллиметровые наблюдения проводились на радиотелескопе РТ-7.5 МГТУ им. Н.Э. Баумана на

частоте 93 ГГц (3.2 мм). В отличие от редких наблюдений Солнца на ALMA, наблюдения на радиотелескопе РТ-7.5 МГТУ, несмотря на сравнительно невысокое пространственное разрешение (2.5 и 1.5 угл. мин на волнах 3.2 и 2.2 мм), имеют ряд преимуществ. В частности, наблюдения вспышек на модернизированном радиотелескопе РТ-7.5, на волнах 2.2 и 3.2 мм, в большинстве случаев, проводятся методом непрерывного ведения активной области с временным разрешением 0.25 с.

На рис. 1 представлена магнитограмма (слева) и карта распределения интенсивности излучения в линии 304 Å активной области 13004 (справа) на фазе спада вспышки. Вспыхечное излучение наблюдалось в области между ведущим и хвостовыми пятнами отрицательной (белая сплошная линия) и положительной (белая пунктирная линия) полярности соответственно.

Исходя из интенсивности нескольких ультрафиолетовых линий, была оценена площадь активной области вспышки около ее максимума 09:05:00 UT. При этом для одного и того же момента времени выбирались только не засвеченные изображения. Полученные таким образом значения площади представлены в табл. 1.

Площадь измерялась методом, предложенным в работе Kontar et al. [2018] для вспыхечных лент в линии 1600 Å. В табл. 1 представлены два набора значений площадей: по контуру 70% и 50% от максимальной интенсивности. В колонке 4 табл. 1 приведены значения логарифмов максимальных температур, полученных в работе [Lemen et al., 2012], откуда видно, что температурный отклик может быть достаточно сложным, а для некоторых ультрафиолетовых линий он имеет два-три максимума. Отметим также, что излучение в линии 304 Å зачастую оказывается оптически толстым, поэтому изучение дифференциальной меры эмиссии

$$\phi(T) = n_e^2 \frac{dl}{dT},$$

где n_e — концентрация электронов, l — геометрическая толщина вдоль луча зрения, T — температура, в данной линии может приводить к заметным погрешностям.

Для большей наглядности, на рис. 2 представлена зависимость площади источника крайнего ультрафиолетового излучения вспышки от длины волны λ . Видно, что площадь источника вспышки непрерывно увеличивается с ростом λ .

Временные профили вспышки, полученные в рентгеновском, мм и сантиметровом диапазонах длин волн, представлены на рис. 3. Отметим, что степень круговой поляризации мм излучения в максимуме составила ~3%. Наблюдения на волне 3.2 мм проводились методом непрерывного ведения активной области. На рис. 3а видно, что вре-

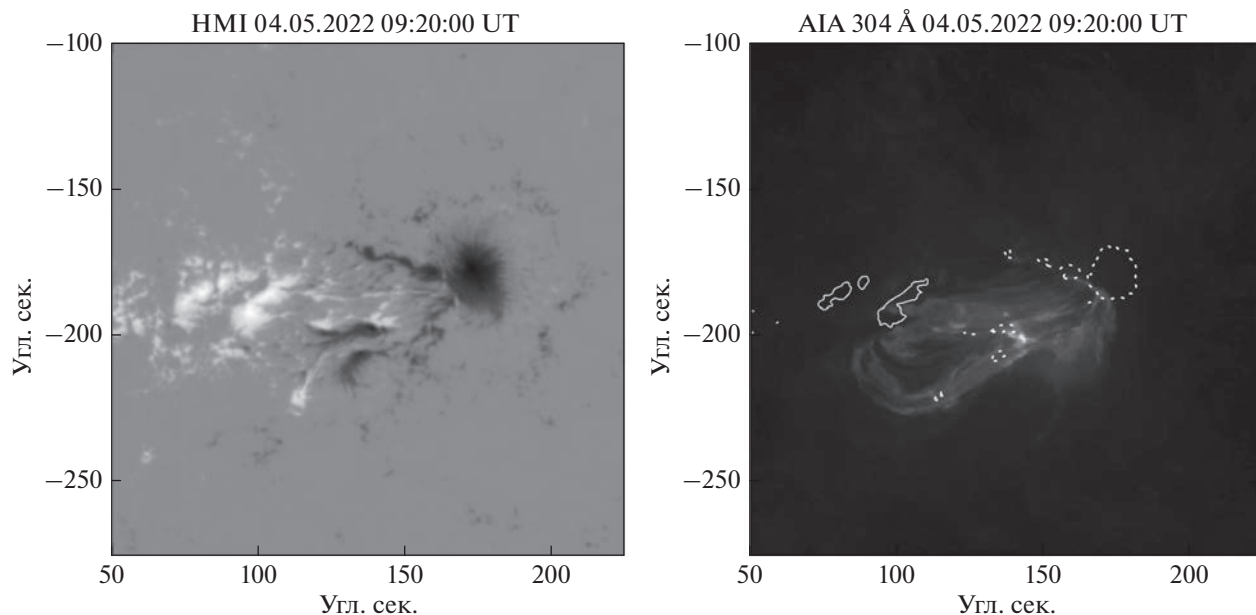


Рис. 1. Слева: магнитограмма активной области 13004 по данным HMI/SDO, в которой произошла вспышка. Справа: изображение той же области в линии 304 Å. Белыми контурами показаны области положительной (сплошная линия) и отрицательной (пунктирная линия) магнитной полярности, соответствующие уровню 50% от максимальной напряженности согласно магнитограммам HMI/SDO. Гелиографические координаты указаны в угловых секундах (угл. с).

менной профиль вспышки на 93 ГГц заметно отличается от профилей, полученных в микроволновом и рентгеновском диапазонах. Интересно отметить, что импульсы в микроволновом диапазоне становятся менее ярко выраженными с увеличением частоты, а на 93 ГГц они сглаживаются рис. 3б. Причем профиль мм излучения в максимуме вспышки сдвинут и совпадает с тепловой (постимпульсной) фазой вспышки, наблюдаемой в микроволновом диапазоне.

Спектры плотности потока радиоизлучения в разные моменты времени представлены на рис. 4. Для их построения мы дополнительно привлекли наблюдения потока излучения на волне 8 мм (37 ГГц)

по данным радиотелескопа РТ-14 (Metsähovi), которые были получены методом картографирования полного солнечного диска.

В качестве первого момента 08:56:33 UT был выбран максимум импульсной фазы вспышки в микроволновом диапазоне (рис. 4, слева). Поток излучения достигает максимума на частоте 11.2 ГГц, после чего уменьшается вплоть до 93 ГГц. Спектральный индекс между частотами 37 и 93 ГГц равен

$$\alpha = \frac{\ln(\text{flux}_{93}/\text{flux}_{37})}{\ln(f_{93}/f_{37})} \approx -1.2,$$

где flux — плотность потока радиоизлучения на частоте f .

Таблица 1.

Длина волны (Å)	70% I (см ²)	50% I (см ²)	log(T)
94	1.4×10^{17}	5.8×10^{17}	6.8
131	1.6×10^{17}	4.6×10^{17}	5.6, 7.0, 7.2
171	5.2×10^{17}	6.9×10^{17}	5.8
193	6.1×10^{17}	1.6×10^{18}	6.1, 7.3
211	1.7×10^{18}	3.0×10^{18}	6.3
304	3.8×10^{18}	4.2×10^{18}	4.7, 6.1
335	4.3×10^{18}	4.1×10^{18}	5.2, 6.4

Примечание: В первом столбце представлены спектральные полосы линий крайнего ультрафиолета по наблюдениям AIA/SDO (Å). Во втором и третьем столбцах — площади источника вспышки по контурам 70 и 50% от максимальной интенсивности (I), соответственно. В четвертом столбце — логарифм максимальной температуры формирования линий.

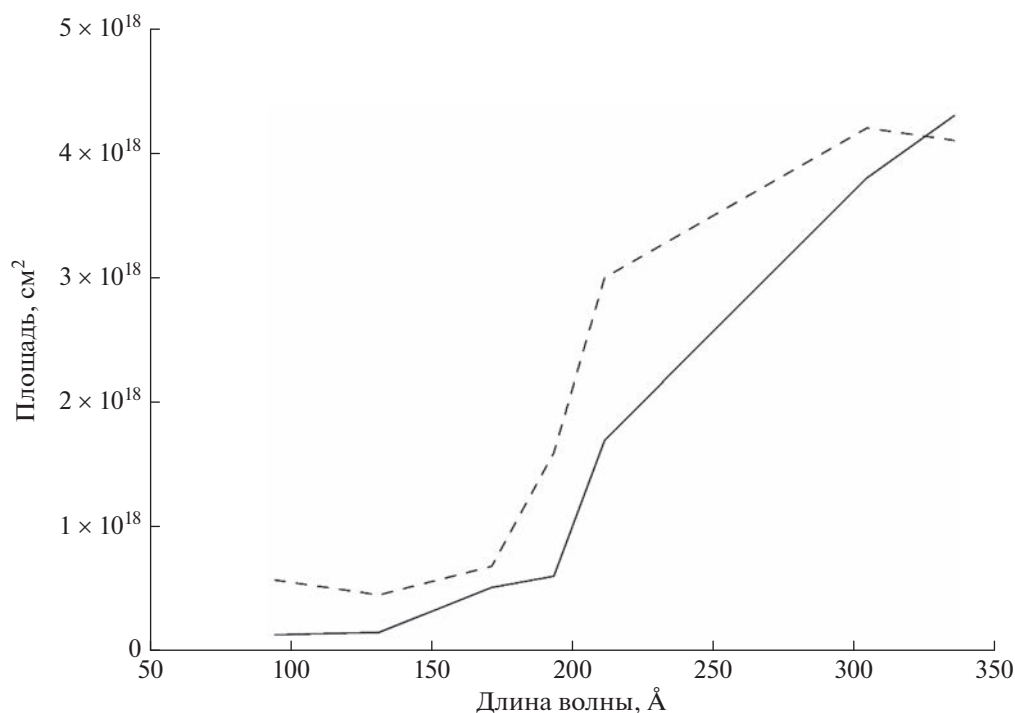


Рис. 2. Зависимость площади источника вспышки от длины волны по данным AIA/SDO (из табл. 1). Сплошная и пунктирная линии соответствуют контурам 70 и 50% от максимальной интенсивности, измеренной в каждой линии.

Второй момент времени 09:05:38 UT соответствует тепловой фазе вспышки. Хорошо заметно, что спектр на высоких частотах становится плоским.

В качестве дополнения к анализу временных профилей вспышки мы провели сравнение профилей интенсивности излучения линий крайнего ультрафиолета и мм излучения (рис. 5). Легко видеть, что профили ведут себя различным образом, что свидетельствует о сильной неоднородности области вспыхивающего энерговыделения.

По данным AIA/SDO мы также проанализировали двумерные распределения меры эмиссии и температуры для нескольких моментов времени на фазе роста и вблизи импульсной фазы вспышки. Карты этих распределений представлены на рис. 6. На фазе роста излучения вспышки (панели *a*, *b*) заметно повышение температуры источника, тогда как вблизи максимума мм излучения (панель *в*) температура падает, а мера эмиссии растет. На наш взгляд, это может свидетельствовать о развитии тепловой неустойчивости [Field, 1965], в основе развития которой лежит рост радиационных потерь с уменьшением температуры тепловой плазмы.

3. МОДЕЛИРОВАНИЕ И ИНТЕРПРЕТАЦИЯ

Для того чтобы оценить вклад горячей корональной плазмы в поток мм излучения вспышки,

с помощью метода, описанного в работе [Hannah and Kontar, 2012], нами был произведен расчет дифференциальной меры эмиссии $\phi(T)$ (рис. 7а). Это позволило оценить поток излучения корональной плазмы $flux_{93}$, используя известные формулы и стандартные обозначения для определения яркостной температуры $T_b(\nu)$ и оптической толщины τ_ν источника вспышки (см., например, [Dulk, 1985; Tsap et al., 2016]):

$$T_b(\nu) = \frac{1}{\nu^2} \int_{T_{\min}}^{T_{\max}} \frac{K\phi(T)}{\sqrt{T}} e^{-\tau_\nu(T)} dT,$$

$$\tau_\nu = \int_{T_{\min}}^{T_{\max}} \frac{K\phi(T)}{T^{3/2}\nu^2} dT,$$

где численный коэффициент $K = 9.78 \times 10^{-3} \times (24.5 - \ln(T) - \ln(\nu))$ для $T > 2 \times 10^5$ K.

Результат расчета потока горячей корональной плазмы показан на графике, на рис. 7б.

Из графика на рис. 7б видно, что поток радиоизлучения корональной плазмы не превышает 27 с.е.п. на частотах >15 ГГц. Это свидетельствует о незначительном вкладе горячей корональной плазмы в мм-излучение вспышки и малой оптической толщине источника на частотах >15 ГГц.

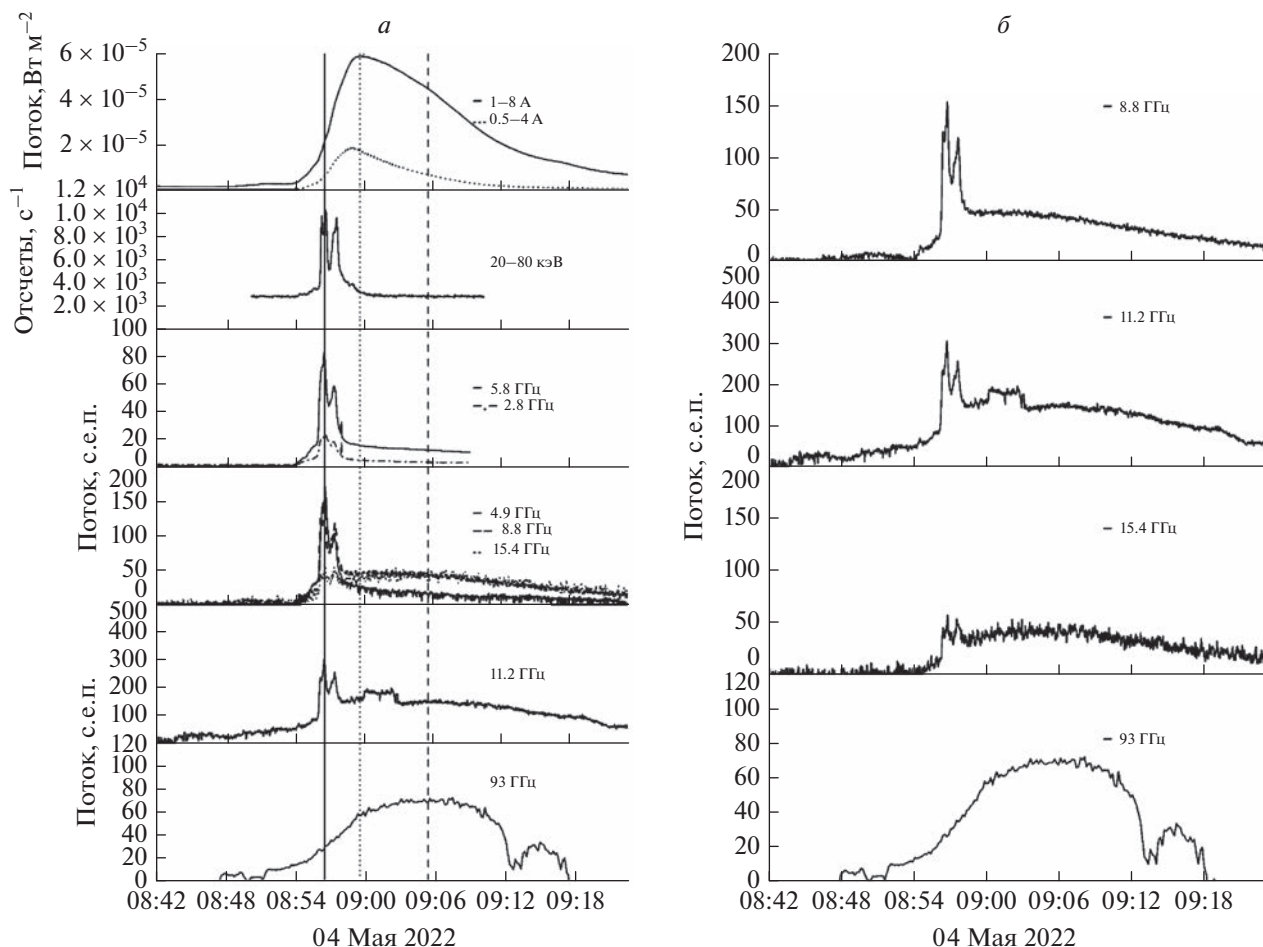


Рис. 3. (а) – Временные профили вспышки SOL2022-05-04T08:45. Сверху-вниз: 1–8 и 0.5–4 Å (GOES); 20–80 кэВ (Konus-Wind); 2.8 и 5.8 ГГц (CERG); 4.9, 8.8, 15.4 ГГц (RSTN, San-Vito), 11.2 ГГц (Metsähovi); 93 ГГц (PT-7.5). Поток радиоизлучения указан в солнечных единицах потока (с.е.п.). (б). То же, что и (а), но только для 8.8, 11.2, 15.4 и 93 ГГц.

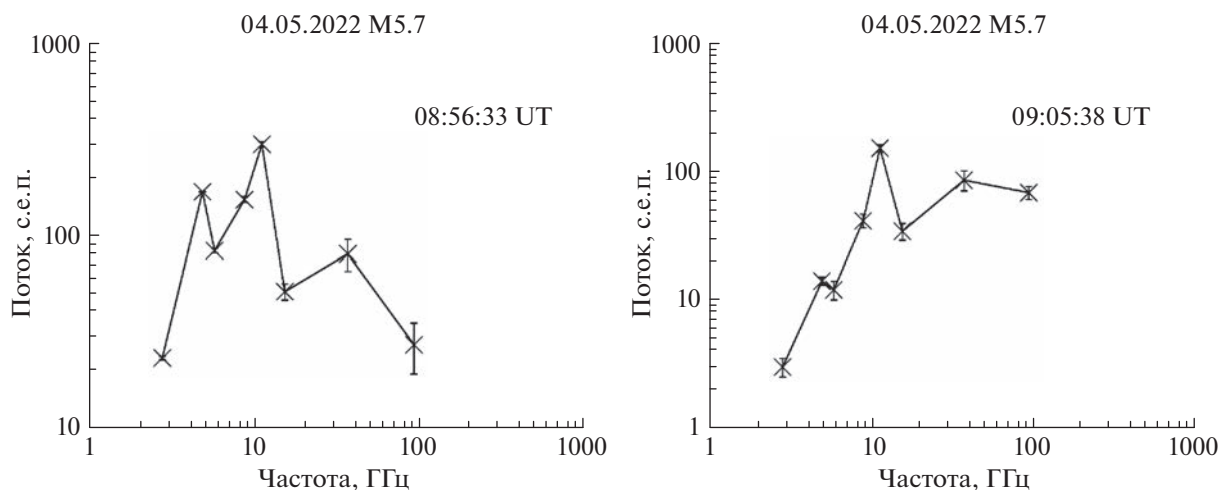


Рис. 4. Спектры плотности потока радиоизлучения, полученные в 08:56:33 UT (слева) и 09:05:38 UT (справа), что соответствует микроволновому и мм-максимуму вспышки.

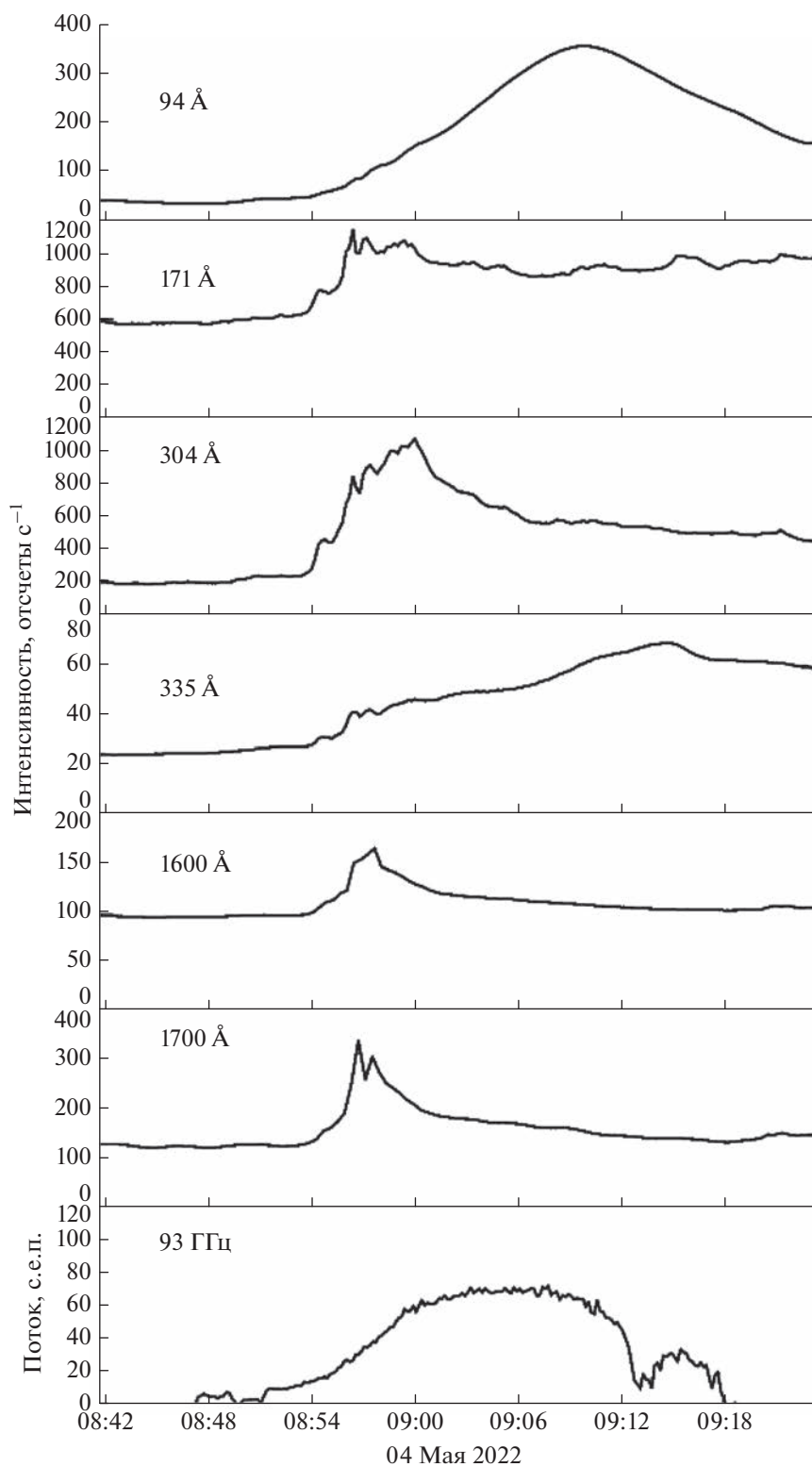


Рис. 5. Временные профили интенсивности излучения в линиях крайнего ультрафиолета по данным AIA/SDO и потока радиоизлучения на волне 3.2 мм.

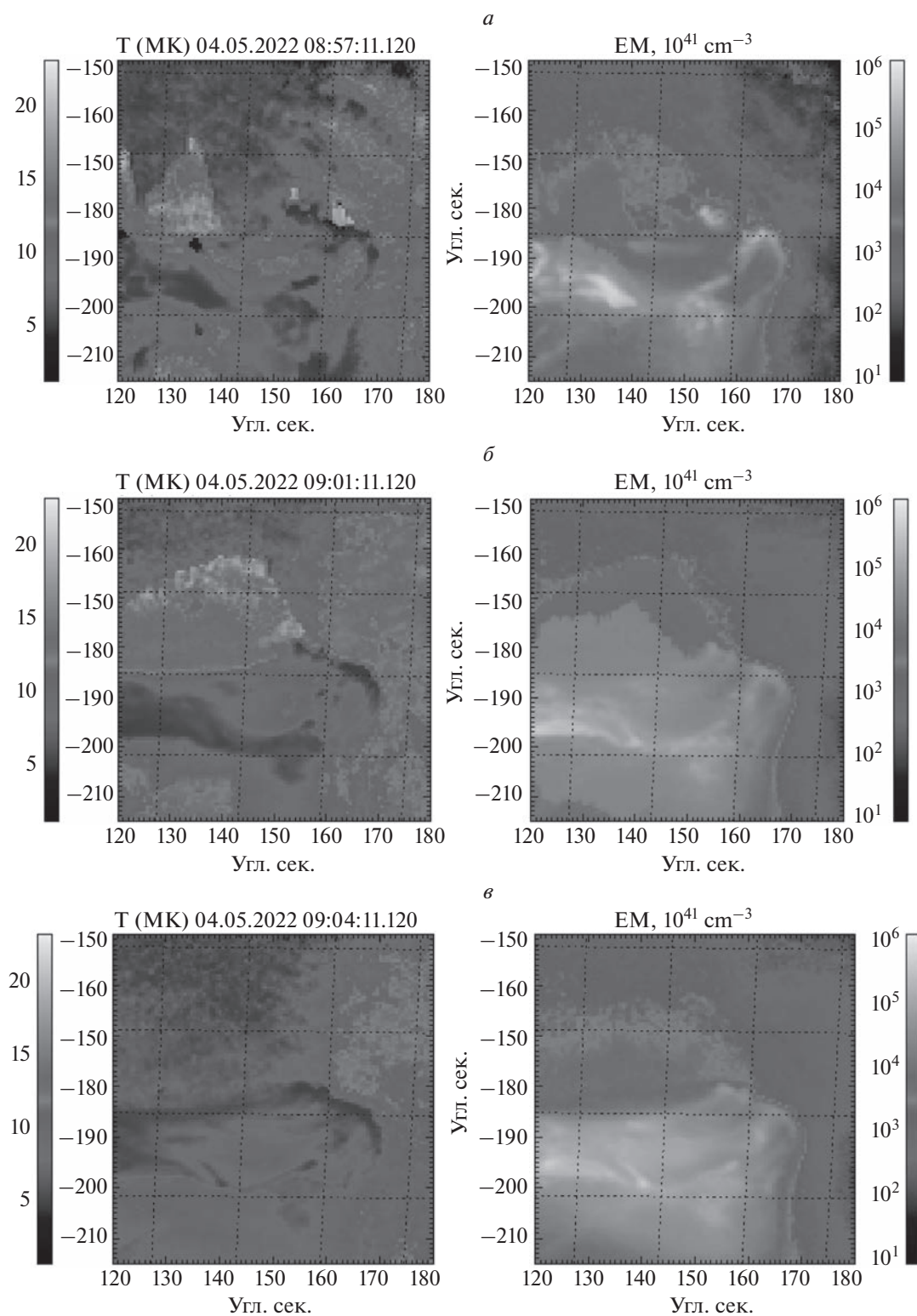


Рис. 6. Карты распределения температуры (Т) и меры эмиссии (ЕМ) для фазы роста вспышечного излучения (а, б) и для фазы вблизи максимума мм-излучения (в).

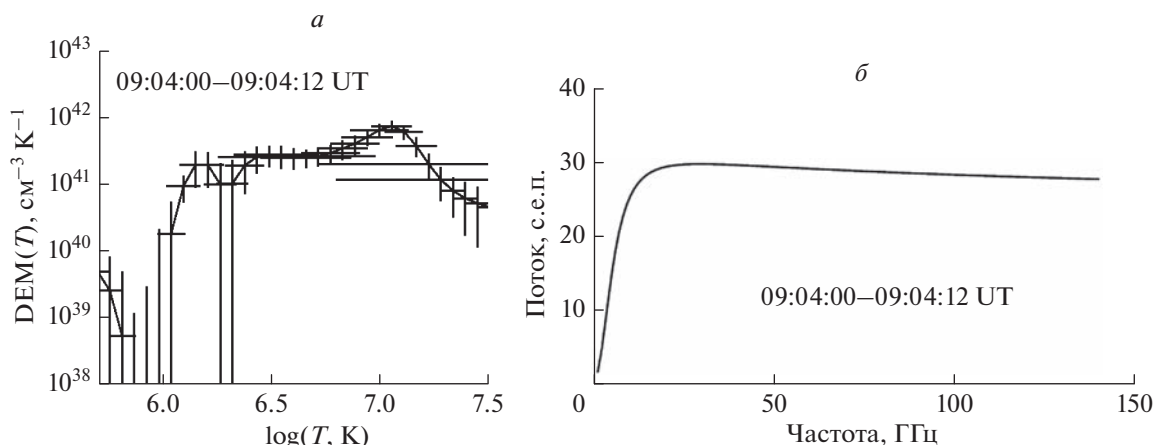


Рис. 7. Панель (а): Дифференциальная мера эмиссии излучающей плазмы (DEM) по данным AIA/SDO, с температурой $T = 0.5\text{--}32$ МК. Панель (б): расчетный поток радиоизлучения корональной плазмы в интервале времени вблизи максимума мм-излучения вспышки.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ВЫВОДЫ

В данной работе нами был проведен анализ мм радиоизлучения вспышки SOL2022-05-04T08:45 рентгеновского класса M5.7, которое отличалось отсутствием импульсной фазы, что встречается далеко не всегда в суб-ТГц событиях [Smirnova et al., 2021]. Благодаря использованию наблюдений в рентгеновском, ультрафиолетовом, и микроволновом диапазонах, было установлено, что поведение временных профилей мм излучения существенно отличается от поведения профилей в других диапазонах. Максимум временного профиля потока мм излучения оказался сдвинут по времени относительно импульсной фазы вспышки и показал хорошее совпадение с ее тепловой фазой.

Результаты расчета потока мм излучения по данным о дифференциальной мере эмиссии показывают, что горячие корональные петли дают незначительный вклад в мм-вспышечное излучение. На первый взгляд может показаться, что этот вывод является несколько спекулятивным, поскольку поток мм излучения на 93 ГГц приблизительно лишь в два раза меньше наблюдаемых значений. Однако здесь необходимо учесть, что при проведении расчетов мы использовали максимальную площадь, соответствующую линии 335 А, приняв во внимание возможный определяющий вклад в излучение более холодной плазмы, что хорошо согласуется с результатами расчетов, полученных в работе [Kontar et al., 2018]. Следовательно, рассчитанную нами величину спектрального потока мм излучения можно рассматривать как оценку “сверху”, а значит, вклад горячей корональной плазмы едва ли может быть значительным.

Полученные результаты свидетельствуют, что за генерацию мм излучения вспышки SOL2022-

05-04T08:45 скорее была ответственна тепловая хромосферная плазма. При этом, судя по поведению временных профилей, нагрев хромосферы едва ли связан с ускоренными частицами. В рассматриваемом событии энерговыделение происходило не только в короне, но и нижележащих слоях атмосферы Солнца, что и было нами обнаружено благодаря мм наблюдениям.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ No. 20-52-26006 (В.В. Смирнова), РНФ No. 22-12-00308 (Ю.Т. Цап, А.С. Моргачев), the State Assignment No. 0040-2019-0025 (Г.Г. Моторина), RVO:67985815, the project LM2018106 of the Ministry of Education, Youth and Sports of the Czech Republic, Grant 21-16508J of the Grant Agency of the Czech Republic (М. Бапра, Г.Г. Моторина).

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Алтынцев А.Т., Лесовой С.В., Глоба М.В. и др. Многоволновый сибирский радиогелиограф // Солнечно-земная физика. Т. 6. № 2. С. 37. 2020.
- Смирнова В.В., Цап Ю.Т., Шумов А.В. и др. Анализ механизмов генерации излучения рентгеновского, микроволнового и миллиметрового диапазонов в плазме солнечной вспышки 5 июля 2012 г. // Наука и образование: науч. изд-е МГТУ им. Н. Э. Баумана. № 12. С. 85–97. 2016.
- Benz A.O., Monstein C., Meyer H., Manoharan P.K., Ramesh R., Altyntsev A., Lara A., Paez J., Cho K.-S. A World-

- Wide Net of Solar Radio Spectrometers: e-CALLISTO // Earth, Moon, and Planets. V. 104. P. 277–285. 2009.
- *Dulk G.A.* Radio emission from the sun and stars // Annual Rev. Astron. Astrophys. V. 23. P. 169–224. 1985.
- *Field G.B.* Thermal instability // ApJ. V. 142. P. 531–567. 1965.
- *Cliver E.W., Gentile L.C., Wells G.D.* RSTN (Radio Solar Telescope Network) observations of the 16 February 1984 cosmic-ray flare // United States: N. p. 1987.
- *Hannah I.G., Kontar E.P.* Differential emission measures from the regularized inversion of Hi-node and SDO data // A&A. V. 539. Id. A146. P. 14. 2012.
- *Kontar E.P., Motorina G.G., Jeffrey N.L.S. et al.* Frequency rising sub-THz emission from solar flare ribbons // Astron. Astrophys. V. 620. Id. A95. P. 6. 2018.
- *Lemen J.R., Title A.M., Akin D.J.* The Atmospheric Imaging Assembly (AIA) on the Solar Dynamics Observatory (SDO) // Sol. Phys. V. 275. I. 1–2. P. 17–40. 2012.
- *Lysenko A.L., Ulanov M.V., Kuznetsov A.A., Fleishman G.D., Frederiks D.D., Kashapova L.K., Sokolova Z.Ya., Svinkin D.S., Tsvetkova A.E.* KW-Sun: The Konus-Wind Solar Flare Database in Hard X-ray and Soft Gamma-ray Ranges // Ap. J. Suppl. Series. V. 262. P. 32–39. 2022.
- *Menzel W.P., Purdom J.F.W.* Introducing GOES-I: The first of a Generation of new Geostationary Operational Environmental Satellites // Bulletin of the American Meteorological Society. V. 75. № 5. P. 757–781. 1994.
- *Morgachev A.S., Tsap Yu.T., Smirnova V.V., Motorina G.G.* Simulation of Subterahertz Emission from the April 2, 2017 Solar Flare Based on the Multiwavelength Observations // Ge&Ae. V. 58. I. 8. P. 1113–1122. 2018.
- *Skokić I., Benz A.O., Brajša R. et al.* Flares detected in ALMA single-dish images of the Sun // As-tron. Astrophys. V. 669. Id. A156. P. 11. 2023.
- *Smirnova V.V., Tsap Yu.T., Morgachev A.S., Motorina G.G., Bárta M.* The Origin of Time Delays between Sub-Terahertz and Soft X-ray Emission from Solar Flares // Ge&Ae. V. 61. Iss. 7. P. 993–1000. 2021.
- *Trottet G., Raulin J.-P., Kaufmann P. et al.* First detection of the impulsive and extended phases of a solar radio burst above 200 GHz // Astron. Astrophys. V. 381. P. 694–702. 2002.
- *Tsap Yu.T., Smirnova V.V., Morgachev A.S. et al.* On the origin of 140 GHz emission from the 4 July 2012 solar flare // Adv. Space. Res. V. 57. I. 7. P. 1449–1455. 2016.
- *Tsap Yu.T., Smirnova V.V., Morgachev A.S. et al.* Millimeter and X-Ray Emission from the 5 July 2012 Solar Flare // Sol. Phys. V. 293. I. 3. Id. 50. 2018.
- *Urpo S.* Observing methods for the millimeter wave radio telescope at the Metsähovi Radio Research Station and observations of the Sun and extragalactic sources // PhD thesis. Helsinki University of Technology, Espoo, Finland. 1982.
- *Wedemeyer S., Bastian T., Brajša R. et al.* Solar Science with the Atacama Large Millimeter/Submillimeter Array—A New View of Our Sun // Space Sci. Rev. V. 200. I. 1–4. P. 1–73. 2016.

ВЛИЯНИЕ КОРОТИРУЮЩИХ ОБЛАСТЕЙ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА НА ДОЛГОВРЕМЕННЫЕ ВАРИАЦИИ ИНТЕНСИВНОСТИ ГАЛАКТИЧЕСКИХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

© 2023 г. М. С. Калинин^{1, *}, М. Б. Крайнев^{1, 2}, С. Луо², М. С. Подгитер^{2, 3}

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

²Шаньдунский институт перспективных технологий, Цзинань, Шаньдун, Китай

³Институт экспериментальной и прикладной физики, Университет Христиана Альбрехта, Киль, Германия

*e-mail: kalininms@lebedev.ru

Поступила в редакцию 01.02.2023 г.

После доработки 03.04.2023 г.

Принята к публикации 25.05.2023 г.

Анализ данных космических аппаратов, сканировавших значительные области гелиосферы, а также результатов магнитно-гидродинамических расчетов указывает на то, что коротирующие области взаимодействия солнечного ветра, практически постоянно присутствующие в низко- и среднеширотной гелиосфере, иногда сильно изменяют крупномасштабные характеристики гелиосферы, важные для долговременных вариаций интенсивности галактических космических лучей. В частности, для кэррингтоновского оборота № 2066 (январь–февраль 2008 г.) эти области усиливают магнитные поля во внутренней ($r < 3\text{--}5$ а.е.) и ослабляют их в средней и дальней гелиосфере, а также существенно изменяют распределение гелиосферных магнитных полей по полярности. Авторами было сделано предположение, что в такой ситуации влияние коротирующих областей взаимодействия должно приводить к увеличению интенсивности галактических космических лучей во многих областях гелиосферы. В статье обсуждаются процесс изменения распределения гелиосферных магнитных полей по полярности из-за взаимодействия разноскоростных потоков СВ для кэррингтоновского оборота № 2066, простая модель гелиосферного магнитного поля без взаимодействия между разноскоростными потоками солнечного ветра, а также результаты численных двумерных расчетов методом конечных разностей усредненной по долготе интенсивности ГКЛ с использованием указанной модели в сравнении с трехмерным расчетом методом Монте-Карло, основанным на трехмерном магнитно-гидродинамическом моделировании гелиосферы.

DOI: 10.31857/S0016794023600606, EDN: KRORZD

1. ВВЕДЕНИЕ

Коротирующие области взаимодействия (КОВ) разноскоростных потоков солнечного ветра (СВ) образуются во внутренней гелиосфере ($r < 10$ а.е.) из-за зависимости скорости СВ от долготы. В областях взаимодействия существенно перестраивается распределение гелиосферных характеристик, которые в первом приближении стационарны во вращающейся с Солнцем системе координат [Belcher and Davis 1971; Richardson, 2018]. До наблюдений с космических аппаратов на поверхности Земли они воспринимались как рекуррентные вариации (т.е. вариации с периодами, близкими к периоду вращения Солнца ($T_{\odot} \approx 27$ дней)) геомагнитных характеристик и интенсивности галактических космических лучей (ГКЛ) [Simpson, 1998; Modzelewska and Alania, 2012]. С начала космической эры эти вариации стали наблюдаться в гелиосферных характеристиках (скорости, плот-

ности и температуре СВ, напряженности гелиосферных магнитных полей (ГМП)) и ГКЛ сравнительно малых энергий (например, [Hundhausen, 1972; Modzelewska et al., 2020]). В 1970-х годах образование КОВ было связано с формой гелиосферного токового слоя (ГТС) в основании гелиосферы, и для простых случаев хорошо теоретически исследовано в МГД-приближении [Shulz, 1973; Pizzo and Gosling, 1994].

Моделирование рекуррентных вариаций интенсивности ГКЛ также основывалось на МГД-расчетах скорости СВ и характеристик ГМП, сначала в простых МГД-моделях (например, [Kóta and Jokipii, 1991; Kóta and Jokipii, 1998]), а в последнее десятилетие — на детальном моделировании как условий между фотосферой и гелиосферой ($r_{\odot} < r < 20r_{\odot} \approx 0.1$ а.е.), так и во внутренней и даже средней гелиосфере [Guo and Florinski, 2014, 2016; Wiengarten et al., 2014; Kopp et al., 2017; Shen

et al., 2018; Luo et al., 2020]. Однако при рассмотрении связанных с КОВ эффектов в ГКЛ обычно ограничиваются рассмотрением 27-дневных вариаций интенсивности. В определенной степени это связано с тем, что авторы некоторых работ, использовавших упрощенное моделирование как характеристик гелиосферы, так и интенсивности ГКЛ, пришли к выводу, что КОВ существенно влияет лишь на короткопериодические вариации ГКЛ, слабо изменяя их крупномасштабное распределение [Kóta and Jokipii, 1991]. Другими словами, вывод этих авторов означает, что влияние разноскоростных потоков СВ на долговременные вариации интенсивности ГКЛ, т.е. вариации с характерными временами τ , значительно больше, чем период вращения Солнца ($\tau \gg T_{\odot}$), незначителен.

В комплексном 3D исследовании КОВ и ГКЛ для кэрингтоновского оборота (КО) 2066 (январь–февраль 2008 г.) [Luo et al., 2020] обсуждаются в основном рекуррентные вариации гелиосферных характеристик и интенсивности протонов ГКЛ, т.е. зависимость характеристик от гелиодолготы. Однако в этой работе проводится и сравнение с наблюдениями расчетного спектра протонов, усредненного за весь КО 2066. В работе [Крайнев и др., 2023] был продолжен анализ результатов МГД-моделирования скорости СВ и ГМП, полученных в [Luo et al., 2020], и сделан вывод о такой эволюции областей усиления и ослабления ГМП, что на средних расстояниях ($10 < r \leq 30$ а.е.) и, возможно, в дальней гелиосфере превалирует ослабление ГМП, что должно привести к возрастанию интенсивности в больших областях гелиосферы как следствие взаимодействия разноскоростных потоков СВ.

В данной статье, продолжающей исследования в работах [Luo et al., 2020; Крайнев и др., 2023], мы более подробно остановимся на некоторых результатах МГД-моделирования характеристик гелиосферы, обсудим предложенную в [Крайнев и др., 2023] модель ГМП без эффектов взаимодействия разноскоростных потоков СВ, а также приведем результаты расчета интенсивности ГКЛ с использованием указанной модели. В разделе 2 кратко изложены представления об эволюции из-за взаимодействия разноскоростных потоков СВ областей усиления и ослабления ГМП и более подробно – об изменении формы ГТС, т.е. распределения ГМП по полярности (знаку радиальной компоненты ГМП). Затем (в разделе 3) более подробно, чем в работе [Крайнев и др., 2023], обсуждается модель СВ и ГМП, соответствующая их исходному распределению в основании гелиосферы, но без взаимодействия между разноскоростными потоками СВ. В центральном разделе 4 обсуждается и сравнивается с другими подходами основанное на указан-

ной модели ГМП моделирование интенсивности ГКЛ в КО 2066 с помощью простой программы для решения 2D транспортного уравнения для распространения ГКЛ. Наконец, обсуждению полученных результатов посвящен раздел 5.

2. СВЯЗАННАЯ С КОВ ЭВОЛЮЦИЯ ГЛОБАЛЬНОГО ГТС

Образование и эволюция КОВ для простых граничных условий (модель наклонного токового слоя и заданная зависимость скорости СВ от углового расстояния до него при постоянстве остальных характеристик – радиальной компоненты ГМП B_r , плотности N и температуры T СВ были численно промоделированы в МГД-приближении во многих работах [Pizzo and Gosling, 1994; Guo and Florinski, 2014]. При этом был продемонстрирован поворот области усиления ГМП в пространстве, образование ударных волн и прочие особенности при качественном согласии с наблюдениями. Однако реальные распределения скорости СВ и ГМП в основании гелиосферы значительно более сложны, и моделирование реального поведения характеристик гелиосферы в районе орбиты Земли и тем более на больших расстояниях требует детального расчета этих распределений. Такие расчеты проводятся систематически, особенно для прогноза космической погоды (условий в околоземном пространстве, важных для процессов на Земле) [Riley et al., 2012; Mays et al., 2015].

В работе [Крайнев и др., 2023] при анализе результатов МГД-моделирования скорости СВ и ГМП, полученных в [Luo et al., 2020], основное внимание обращалось на эволюцию с расстоянием: 1) долготного распределения скорости СВ, которое приводит к ограничению области существования КОВ, и 2) областей относительного ослабления ГМП, что приводит к образованию слабо изменяющейся с расстоянием области относительного ослабления ГМП. Эти явления были проиллюстрированы, и именно со вторым из них мы связали эффект возможного существенного ослабления модуляции ГКЛ при учете КОВ. О том факте, что ГТС с расстоянием сильно изменяется как по степени изогнутости, оцениваемой по т.н. квазитилту α_{qt} , половине диапазона широт, занятого ГТС, – от $\alpha_{qt} = 28.1^\circ$ в основании гелиосферы до $\alpha_{qt} = 4.4^\circ$ к границе области МГД-расчета), так и по среднему положению (от широты магнитного экватора $\lambda_{me} = -8.5^\circ$ до $\lambda_{me} = 10.7^\circ$) в работе [Крайнев и др., 2023] лишь упомянуто.

На рис. 1 для иллюстрации, как произошло такое сильное изменение глобального (т.е. соединяющего все долготы) ГТС, показаны расчетные распределения радиальной компоненты ГМП B_r на двух последовательных сферах. Видно, что на

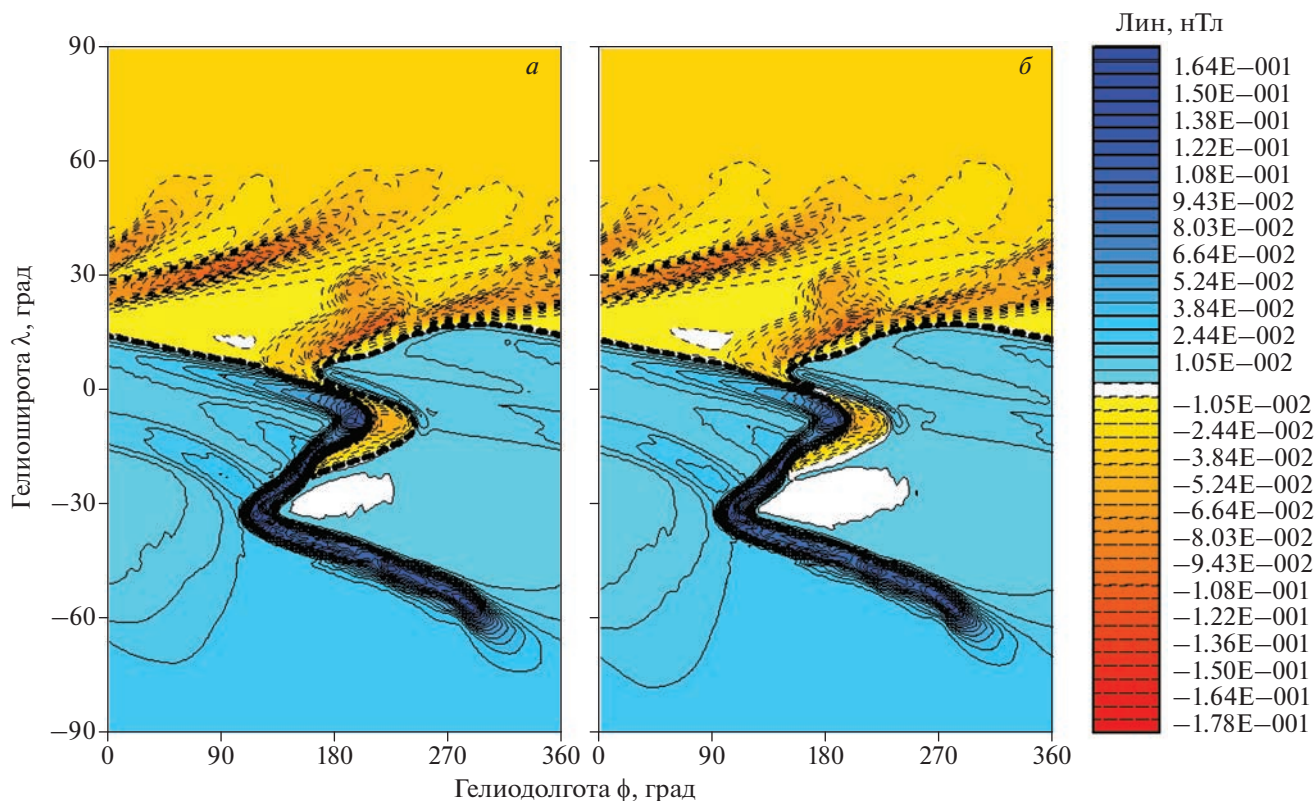


Рис. 1. Распределение радиальной компоненты ГМП B_r на сферах $r = 10.46$ а.е. (а) и $r = 10.77$ а.е. (б) для КО 2066 согласно [Luo et al., 2020]. Изолинии положительных значений B_r показаны сплошными, а отрицательных — штриховыми линиями. Толстыми черными штриховыми кривыми показано расположение глобального гелиосферного токового слоя.

первой сфере еще существует соединение “косы” отрицательной полярности ГМП в диапазоне гелиоширот $\lambda \approx [0^\circ, -28^\circ]$ с “полусферой-материком” этой полярности, т.е. глобальный ГТС занимает диапазон $\lambda \approx [18^\circ, -25^\circ]$. Но уже на следующей сфере эта “коса” отрезана от “материка” и стала маленьким “островом” в “море” ГМП положительной полярности, который пропал через несколько астрономических единиц, а широтный диапазон глобального ГТС сократился до $\lambda \approx [18^\circ, 0^\circ]$.

3. МОДЕЛЬ СВ И ГМП БЕЗ ОБРАЗОВАНИЯ КОРОТИРУЮЩИХ ОБЛАСТЕЙ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

В работе [Крайнев и др., 2023] для подчеркивания рассчитанных в МГД-приближении эффектов КОВ — усиления и ослабления ГМП — локальная расчетная напряженность ГМП $B^{MHD}(r, \theta, \phi)$ сравнивалась с усредненной по долготе напряженностью паркеровского ГМП $\bar{B}^{Par}(r, \theta)$, которое исходит из того же распределения радиальных компонент скорости СВ и ГМП в основании гелиосферы, что и МГД-расчеты, но для скорости СВ, усредненной по долготе. Для целей

сравнения была рассчитана относительная разность этих величин и обсуждалось ее распределение на сферах разного радиуса, а также, после усреднения по долготе, в меридиональной плоскости. Однако в данной работе указанная паркеровская модель ГМП интересует нас не только как вспомогательное средство для выделения эффектов КОВ, но и как самостоятельная модель, с помощью которой будет рассчитываться интенсивность ГКЛ и обсуждаться влияние на эту интенсивность взаимодействия разноскоростных потоков СВ.

Поэтому рассмотрим эту модель более подробно. Обозначая усредненную по долготе радиальную компоненту скорости СВ $V_r^{MHD}(\theta) = \langle V_r^{MHD}(\theta, \phi) \rangle_\phi$ и распределения модуля радиальной компоненты ГМП $|B_r(\theta, \phi)|$ и ее полярности $F(r, \theta, \phi)$ в основании гелиосферы, паркеровскую модель ГМП [Parker, 1958a], согласующуюся с распределениями $V_r(r, \theta, \phi)$ и $B_r(r, \theta, \phi)$ на сфере $r = r_{\min}$ в основании гелиосферы, можно представить следующим образом:

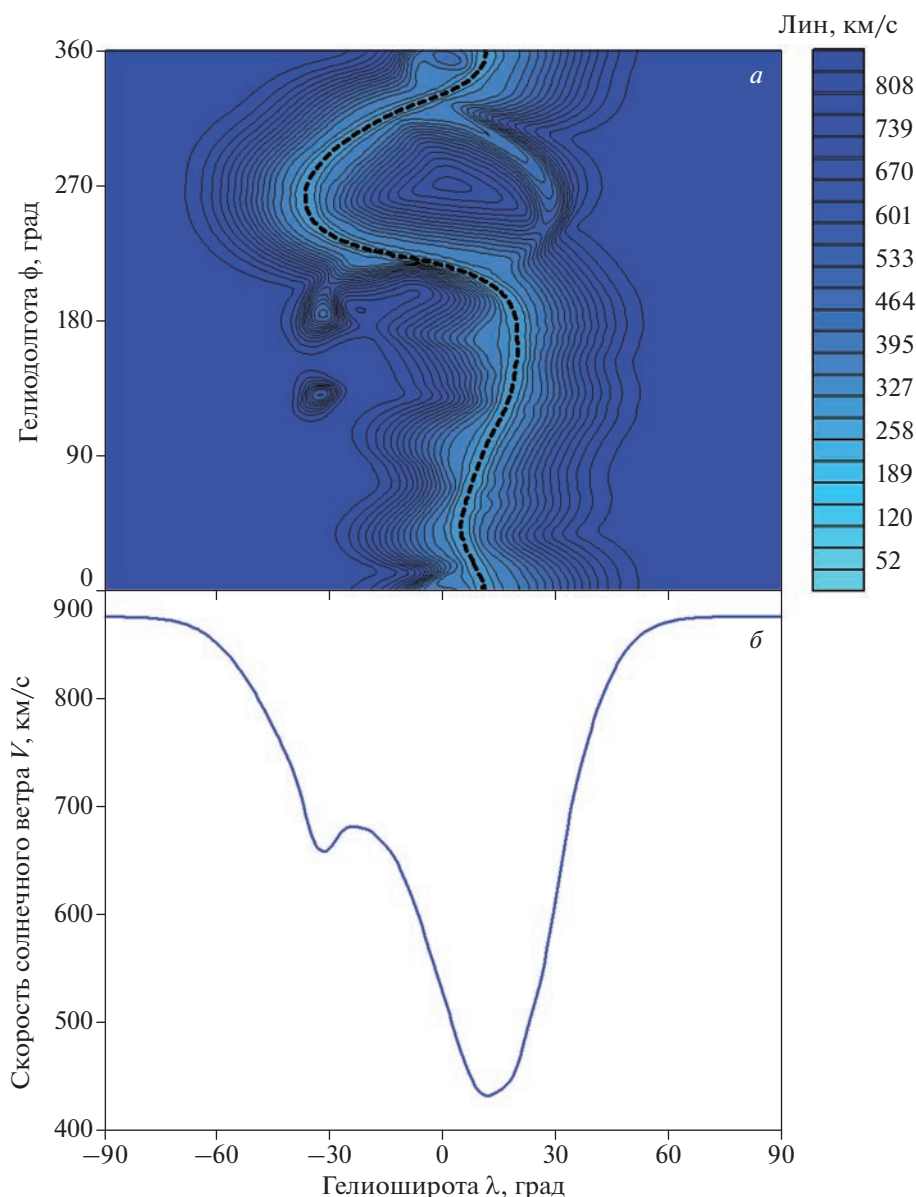


Рис. 2. Распределение скорости СВ на сфере в основании гелиосферы для КО 2066 согласно [Luo et al., 2020] (а) и зависимость от широты усредненной по долготе скорости (б). Толстой черной штриховой кривой показано расположение глобального гелиосферного токового слоя.

$$\mathbf{V}^{Par} = F |B_r(r, \theta, \varphi)| \left(\frac{r_{min}}{r} \right)^2 \times \left(\mathbf{e}_r - \frac{\omega(r - r_{min}) \sin \theta}{\bar{V}_r^{MHD}} \mathbf{e}_\varphi \right), \quad (1)$$

где ω и $\mathbf{e}_r, \mathbf{e}_\varphi$ — соответственно, угловая скорость вращения Солнца и единичные вектора по радиусу и долготе.

Для целей данной работы основная особенность модели ГМП (1) заключается в том, что она, опираясь на те же распределения скорости СВ и ГМП в основании гелиосферы, что и МГД-расче-

ты, не приводит к образованию разноскоростных потоков, а значит и КОВ.

На рис. 2 зависимость от гелиошироты усредненной по долготе радиальной компоненты скорости СВ сравнивается с распределением этой скорости в основании гелиосферы (на сфере $r \approx 0.19$ а.е.). Заметна особенность в этой зависимости с локальным максимумом. Верхняя панель рис. 3 иллюстрирует распределения как $|B_r(\theta, \varphi)|$, так и $F(r, \theta, \varphi)$.

Таким образом, иллюстрированная на рис. 2 и 3 модель ГМП (1) это 3D-модель, с зависимостью от долготы как полярности, так и абсолют-

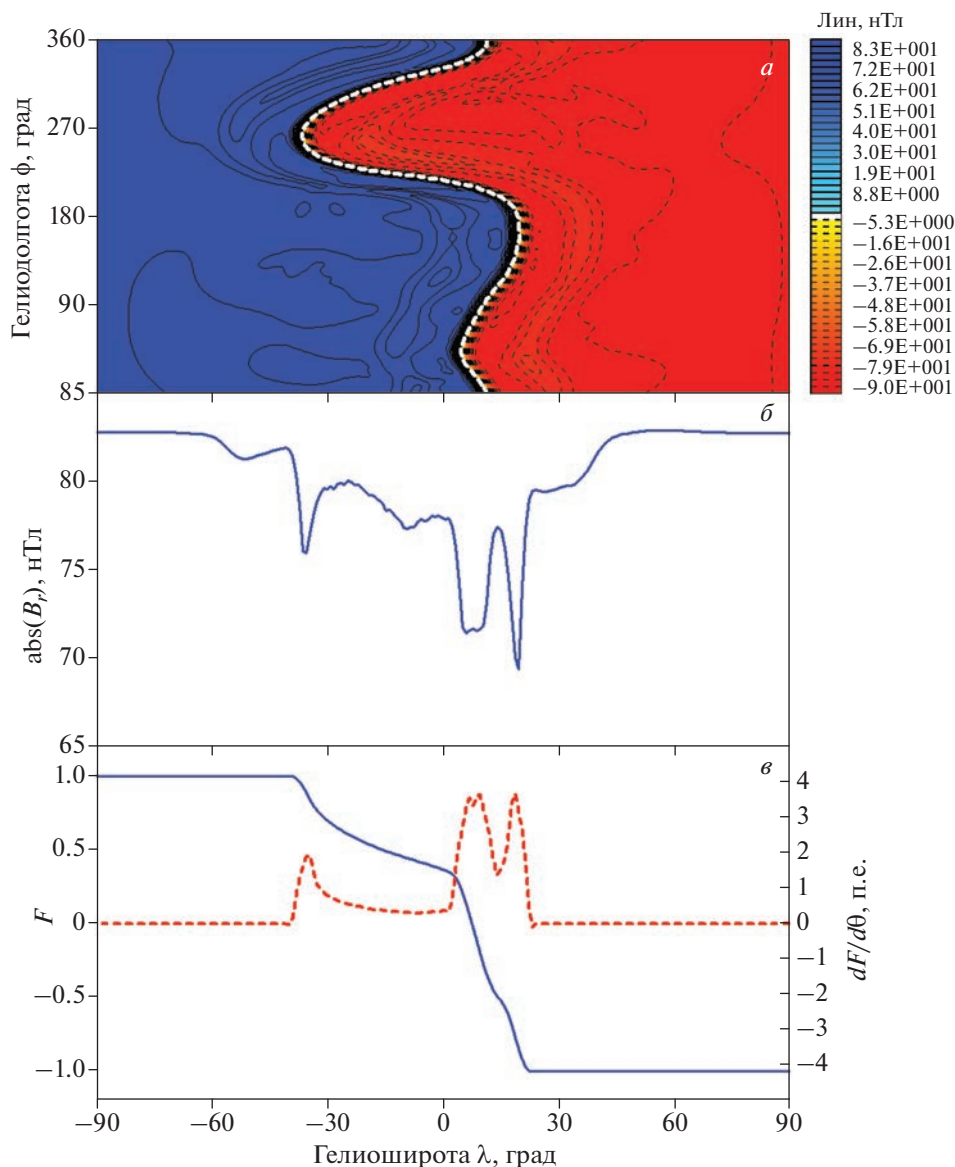


Рис. 3. Распределение радиальной компоненты ГМП B_r на сфере в основании гелиосферы для КО 2066 согласно [Luo et al., 2020] (а). Изолинии положительных значений B_r показаны сплошными, а отрицательных — штриховыми линиями. Зависимость от широты усредненных по долготе абсолютной величины B_r (б), полярности ГМП $F(\theta)$ — сплошная кривая, левый масштаб и производной F по полярному углу $dF/d\theta$ (в) — штриховая кривая, правый масштаб).

ной величины радиальной компоненты ГМП. При этом распределение обеих этих характеристик и форма ГТС, показанные на рис. 3а для основания гелиосферы, изменяются с расстоянием, поскольку усредненная по долготе скорость зависит от широты. Отметим, что эта модель близка к используемым для моделирования долговременных вариаций интенсивности ГКЛ в работах группы North-West University (NWU, South Africa) [Potgieter and Vos, 2017; Aslam et al., 2019; Ngobeni et al., 2020; Ngobeni et al., 2021].

В то же время при использовании для моделирования усредненной по долготе интенсивности

ГКЛ в 2D-программах, например, используемых группой ФИАН [Калинин и др., 2015], важны также показанные на рис. 3 усредненные по долготе абсолютная величина радиальной составляющей ГМП (рис. 3б), а также полярность $F(\theta)$ и $dF/d\theta$ (рис. 3в). Как будет показано в следующем разделе, усредненная по долготе полярность ГМП, ее производная по полярному углу, а также усредненная по долготе абсолютная величина радиальной составляющей ГМП определяют скорость дрейфа частиц ГКЛ в неоднородном магнитном поле гелиосферы.

4. МОДЕЛИРОВАНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ГКЛ В КО 2066

Как уже обсуждалось в работах [Kopp et al., 2017; Luo et al., 2020], моделирование рекуррентных вариаций интенсивности ГКЛ обычно осуществляется во вращающейся с Солнцем системе координат решением стационарного 3D-уравнения для функции распределения, $\mathcal{U}(\mathbf{r}, p) = \mathcal{J}(\mathbf{r}, T)/p^2$, [Parker, 1958, 1965; Крымский, 1964; Jokipii et al., 1977]:

$$\nabla \cdot (\mathcal{K}_s \nabla \mathcal{U}) - (\mathbf{V} + \mathbf{V}_D) \cdot \nabla \mathcal{U} + \frac{\nabla \cdot \mathbf{V}}{3} \frac{\partial \mathcal{U}}{\partial \ln p} = 0, \quad (2)$$

где p , T — импульс и кинетическая энергия частиц, $\mathcal{K}_s$ — тензор диффузии, а $\mathbf{V}$ и $\mathbf{V}_D$ — скорости СВ и дрейфа частиц в неоднородном ГМП. Для моделирования рекуррентных вариаций интенсивности ГКЛ гелиосферные характеристики, от которых зависят коэффициенты уравнения (2), предварительно определяют в МГД-приближении. Наиболее часто краевую задачу, связанную с уравнением (2), решают методом Монте-Карло [Zhang, 1999a, 1999b; Guo and Florinski, 2016; Kopp et al., 2017; Luo et al., 2020], хотя решение методами конечных разностей более сложно, но тоже возможно [Kota and Jokipii, 1991; Kóta and Jokipii 1998].

Усреднением уравнения (2) по долготе легко получить уравнение для описания поведения усредненной по долготе интенсивности ГКЛ, $\mathcal{J}(r, \theta, T) = \langle \mathcal{J}(\mathbf{r}, T) \rangle_\varphi$, с которой связываются долговременные вариации интенсивности ГКЛ:

$$\nabla \cdot (\mathbf{K} \cdot \nabla U) - (\mathbf{V} + \mathbf{V}_d) \cdot \nabla U + \frac{\nabla \cdot \mathbf{V}}{3} \frac{\partial U}{\partial \ln p} + Q = 0, \quad (3)$$

где коэффициенты 2D-уравнения (3) равны соответствующим коэффициентам 3D-уравнения (2), усредненным по долготе, а член источника Q зависит от вариаций искомой функции и коэффициентов с долготой [Калинин, Крайнев, 2014; Kalinin et al., 2021]. Краевые и “начальные” условия для U в сферической гелиоцентрической системе координат (r, θ, φ) :

$$\partial U / \partial r|_{r=r_{\min}} = \partial U / \partial \theta|_{\theta=0, \pi} = 0, \quad (4a)$$

$$U|_{r=r_{\max}} = U_{nm}(p), \quad (4b)$$

$$U|_{p=p_{\max}} = U_{nm}(p_{\max}), \quad (4v)$$

где $r_{\min}$, $r_{\max}$, U_{nm} — внутренний и наружный размеры области модуляции и немодулированная функция распределения ГКЛ, соответственно.

В работе [Крайнев и др., 2023] было высказано предположение, что наиболее точным и прямым путем исследования влияния взаимодействия

разноскоростных потоков СВ на долговременные вариации интенсивности ГКЛ является решение 3D-уравнения (2) с коэффициентами, основанными на МГД-моделировании характеристик гелиосферы, и последующее усреднение решения по долготе. Однако надежный МГД-расчет СВ и ГМП во всей гелиосфере и моделирование распространения ГКЛ в сильно неоднородной среде — довольно сложная задача. Поэтому мы надеемся, что многие стороны этого влияния могут быть изучены с помощью решения значительно более простых краевых задач типа 2D (3–4) или 3D, но в которых основные коэффициенты уравнения (2), в первую очередь скорость СВ, от долготы не зависят (например, [Potgieter and Vos, 2017; Aslam et al., 2019; Bishchoff et al., 2019; Ngoben et al., 2020; Ngoben et al., 2021]). В данной работе мы применим для этих целей программный пакет и модели коэффициентов краевой задачи (3–4), разработанные и много лет используемые в группе ФИАН.

Подход, которым мы пользуемся, состоит в сравнении результатов расчетов в простых 2D-моделях и комплексного 3D-расчета интенсивности ГКЛ на орбите Земли для КО 2066 (январь–февраль 2008 г.) [Luo et al., 2020], о котором шла речь в разделах 2, 3. При этом как 2D-, так и 3D-расчеты опираются на одни и те же распределения скорости СВ и ГМП в основании гелиосферы, показанные на рис. 2 и рис. 3 соответственно. Но для 2D-расчетов используется паркеровская модель ГМП (3) с усредненными по долготе скоростью СВ (рис. 2б), абсолютной величины радиальной компоненты (рис. 3б) и полярности (рис. 3в), при отсутствии эффектов взаимодействия разноточных потоков СВ и образования КОВ. А для 3D-расчетов сначала используется МГД-моделирование характеристик гелиосферы, по результатам которого рассчитывается методом Монте-Карло зависящая от долготы интенсивность, которая затем усредняется по долготе.

Используется простой вариант 2D-модели ФИАН без члена источника Q (см. обсуждение в [Крайнев и др., 2023]), а также без показателей жесткой зависимости коэффициента диффузии внутри и вне зоны секторной структуры ГМП, что мы считаем одним из проявлений взаимодействия разноточных потоков СВ (см. [Калинин и др., 2015]). Для правомерности сравнения с результатами 3D моделирования ГКЛ в работе [Luo et al., 2020] при 2D-расчетах используются те же простые модели коэффициентов диффузии вдоль и поперек регулярного ГМП и немодулированный спектр, что и в работе [Luo et al., 2020]:

$$K_{\parallel} = K_{\parallel 0} \beta \left(\frac{R}{R_0} \right)^{0.5} \frac{B_{eq}}{B}, \quad (5)$$

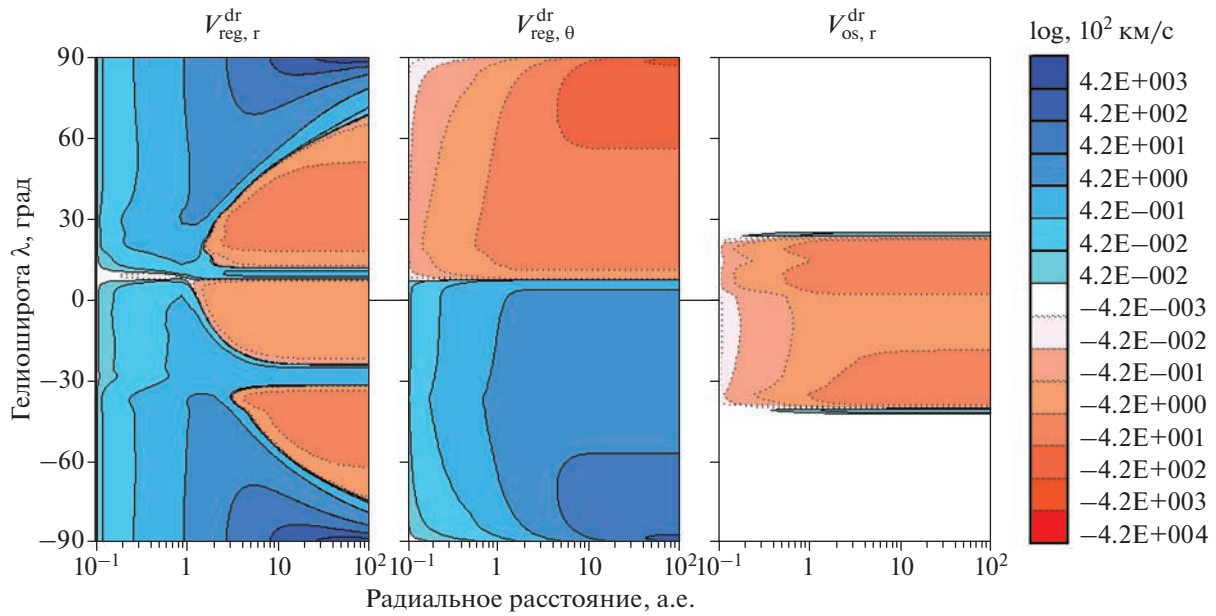


Рис. 4. Зависимость регулярной и вдоль токового слоя составляющих скорости магнитного дрейфа протонов ГКЛ от радиального расстояния и гелиошироты по выражениям (8) и результатам МГД-расчетов работы [Luo et al., 2020] для КО 2066. Левая, центральная и правая панели, соответственно, — радиальная и по полярному углу составляющие регулярной скорости дрейфа и скорость вдоль токового слоя. Изолинии положительных значений показаны сплошными, а отрицательных — пунктирными линиями.

$$K_{\perp} = K_{\perp 0} \beta \left(\frac{R}{R_0} \right)^{0.5} \frac{B_{eq}}{B}, \quad (6)$$

$$\mathcal{F}_{LIS} = 2700 \frac{E^{1.12}}{\beta^2} \left(\frac{E + 0.67}{1.67} \right)^{-3.93}, \quad (7)$$

где $K_{\parallel 0} = 19 \times 10^{20} \text{ см}^2/\text{с}$, $K_{\perp 0} = 0.094 K_{\parallel 0}$; β и R — отношение скоростей частицы и света и жесткость частиц, $R_0 = 1 \text{ ГэВ}$, а B_{eq} — напряженность ГМП на орбите Земли.

Что касается скорости дрейфа, в 2D-моделях ФИАН она определяется, кроме усредненной по долготе абсолютной величины радиальной составляющей ГМП, полярностью ГМП, усредненной по долготе, а также ее производной по широте.

$$\mathbf{V}_d^{reg} = \frac{pV}{3q} F \left[\nabla \times \frac{\mathbf{B}_m}{B^2} \right], \quad \mathbf{V}_d^{cs} = \frac{pV}{3q} \left[\nabla F \times \frac{\mathbf{B}_m}{B^2} \right], \quad (8)$$

где $\nabla F = dF/d\theta/r$, а $\mathbf{B}_m$ — “монопольное”, направленное везде от Солнца осесимметричное ГМП (определяемое усредненными по долготе скоростью СВ и абсолютной величиной радиальной компонентой ГМП в основании гелиосферы). На рис. 4 показана зависимость всех трех составляющих скорости дрейфа (радиальной и по полярному углу составляющих регулярной скорости дрейфа и радиальной составляющей скорости вдоль токового слоя) от радиального расстояния и гелиошироты. Заметны несимметричность

распределений всех составляющих относительно гелиоэкватора, а также нерегулярность изолиний, что определяется показанными на рис. 2б и рис. 3б, с особенностями соответствующих зависимостей.

На рис. 5 с энергетическим спектром протонов в районе орбиты Земли, рассчитанный для КО 2066 в работе [Luo et al., 2020], сравниваются наблюдаемый спектр по данным КА ПАМЕЛА [Adriani et al., 2013] и спектры, смоделированные в 2D-расчете с использованием парковской модели ГМП (1), коэффициентов диффузии (5, 6) и немодулированного спектра (7) на границе области модуляции $r = 122 \text{ а.е.}$ Видно, что 3D-расчеты, учитывающие взаимодействие разноскоростных потоков СВ [Luo et al., 2020], довольно хорошо описывают данные наблюдений, а спектр для той же общей полярности ГМП $A < 0$, согласно 2D расчетам, не учитывающим это взаимодействие, лежит существенно ниже наблюдаемого. Кроме того, видно большое различие между спектрами для общей полярности ГМП $A > 0$ и $A < 0$, а спектр, полученный без учета дрейфа ($A = 0$), намного ниже, чем для $A > 0$ и $A < 0$. Это характерно при использовании малых коэффициентов диффузии (т.е. приближения сильного дрейфа) [Luo et al., 2020].

Коэффициенты диффузии согласно выражениям (5–6), использованные в 3D-расчете [Luo et al., 2020] и в описанных выше 2D-расчетах, значительно более низкие, чем обычно использу-

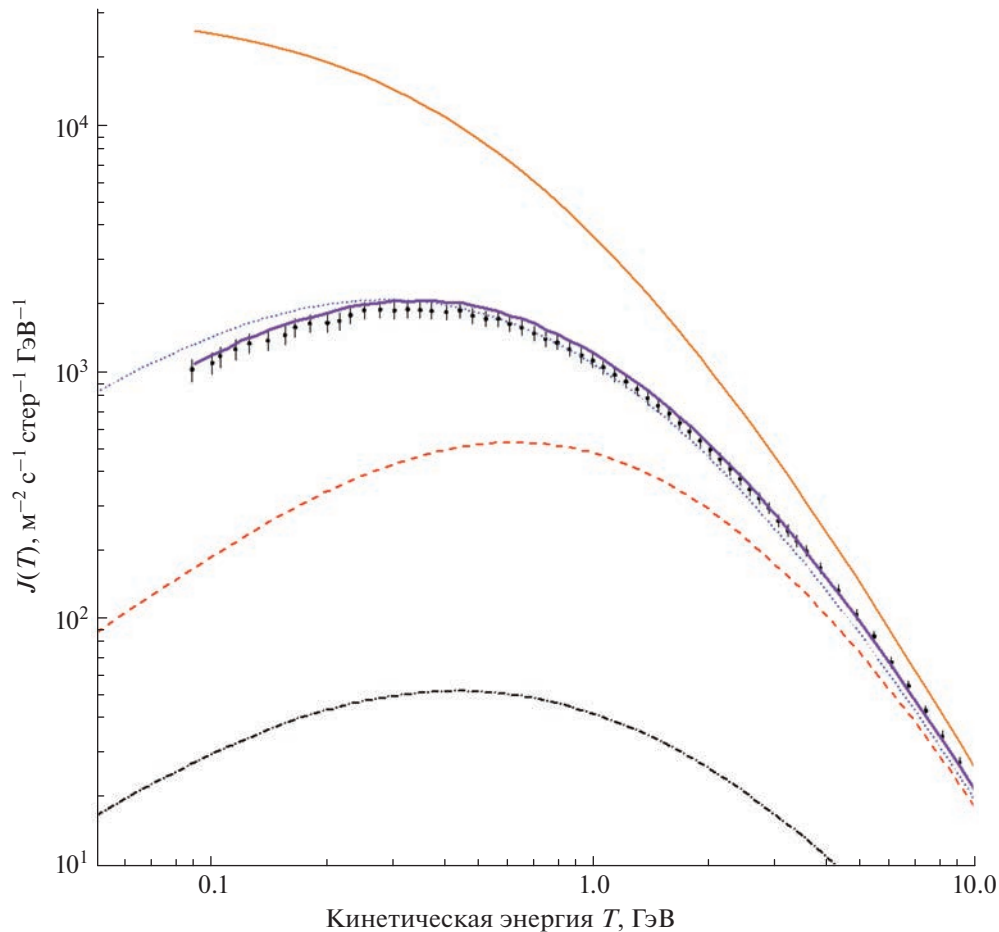


Рис. 5. Результаты расчета спектра протонов ГКЛ для КО 2066 около Земли. Вертикальными черными штрихами показаны результаты измерений на КА PAMELA [Adriani et al., 2013]. Сплошная кривая, проходящая через данные наблюдений – спектр, полученный в 3D-расчете в работе [Luo et al., 2020]. Пунктирная, штриховая и штрихпунктирная кривые – спектры, рассчитанные в 2D-модели (3) с коэффициентами диффузии согласно (5–6) для общей полярности ГМП $A > 0$, $A < 0$ и $A = 0$, соответственно. Верхняя сплошная более светлая кривая – немодулированный спектр согласно (7), использованный для всех расчетов.

ются при описании наблюдений КА ПАМЕЛА вблизи минимума 23–24 солнечного цикла (см. например, [Ngoben et al., 2020]).

Если же использовать зависимость коэффициента диффузии от жесткости, используемую в работах [Bishchoff et al., 2019; Ngoben et al., 2020]

$$K_{\parallel} = (K_{\parallel})_0 \beta \left(\frac{B_0}{B} \right) \left(\frac{R}{R_0} \right)^{c_{\parallel}} \left(\frac{\left(\frac{R}{R_0} \right)^{c_3} + \left(\frac{R_k}{R_0} \right)^{c_3}}{1 + \left(\frac{R_k}{R_0} \right)^{c_3}} \right)^{\frac{c_{2\parallel} - c_{\parallel}}{c_3}}, \quad (9)$$

$$K_{\perp} = 0.02 K_{\parallel}, \quad (10)$$

с $K_{\parallel,0} = 2.7 \times 10^{22} \text{ см}^2/\text{с}$ и теми же остальными константами, что использованы в [Bishchoff et al., 2019], то даже без введения других средств подавления дрейфовых эффектов (в первую очередь су-

щественно разные коэффициенты диффузии поперек регулярного ГМП в радиальном и широтном направлении), получим (рис. 6) значительно лучшее описание наблюдаемого энергетического спектра протонов в районе орбиты Земли для реальной общей полярности ГМП $A < 0$. Кроме того, различие между спектрами для общей полярности ГМП $A > 0$ и $A < 0$, значительно сократилось, а спектр, полученный без учета дрейфа ($A = 0$), приблизился к спектрам для $A > 0$ и $A < 0$ и лежит между ними. Это означает, что использовано приближение слабого дрейфа.

5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Анализ результатов МГД-моделирования геосферных характеристик для экстремального солнечного оборота 2066 (01–02.2008 г.), проведенного в работе [Luo et al., 2020], показал, что, наряду с относительным ослаблением ГМП в средней и

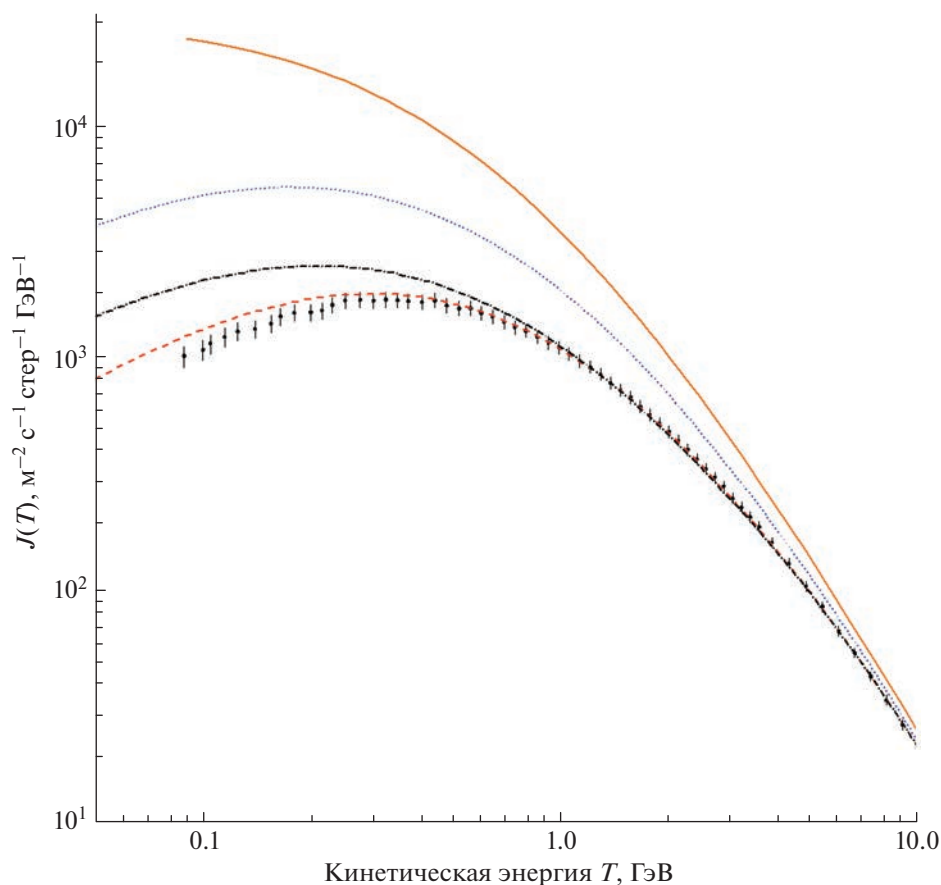


Рис. 6. То же, что на рис. 5, но при использовании в 2D-расчетах по модели (5–6) коэффициентов диффузии согласно (9–10).

дальней гелиосфере, имеет место сильная эволюция с расстоянием распределения ГМП по полярности, а именно, существенное уплощение глобального ГТС. О важности этого вывода пойдет речь ниже, а здесь лишь отметим, что неясно, является ли такая ситуация специфической только для КО 2066 и какими особенностями распределения характеристик в основании гелиосферы она обусловлена.

Для выявления эффектов взаимодействия разноскоростных потоков СВ в качестве реперных моделей при сравнении с МГД-моделированием могут быть использованы кинематические модели гелиосферного магнитного поля, формируемого независимой от долготы скоростью СВ. Такой реперной моделью может служить предлагаемая паркеровская модель ГМП, образованного солнечным ветром с усредненной по долготе скоростью, и опирающаяся на реальные или близкие к ним распределения скорости СВ и магнитного поля в основании гелиосферы.

Отметим, что только при сравнении результатов МГД-моделирования с реперной моделью ГМП можно обсуждать относительное ослабле-

ние напряженности в средней и дальней гелиосфере. Возможно, именно в этом заключается одна из причин, почему наши выводы о существенном влиянии взаимодействия разноскоростных потоков СВ на крупномасштабные характеристики гелиосферы противоречат выводу работы [Kóta and Jokipii, 1991], что КОВ существенно влияет лишь на короткопериодические вариации ГКЛ, слабо изменяя их крупномасштабное распределение. Вторая причина может заключаться в сильном отличии простой модели условий в основании гелиосферы, используемой в [Kóta and Jokipii, 1991] (модель наклонного ГТС и простая зависимость скорости СВ от углового расстояния от ГТС), от граничных условий, используемых в работе [Luo et al., 2020] (см. рис. 2a и рис. 3a).

3D-моделирование усредненной по долготе интенсивности ГКЛ [Luo et al., 2020], использующее МГД-расчеты, которые учитывают взаимодействие разноскоростных потоков СВ и образование КОВ, довольно хорошо описывает данные наблюдений около Земли для кэррингтоновского оборота 2066. Нам представляется важным, что при моделировании интенсивности ГКЛ в [Luo

et al., 2020] используются малые значения коэффициентов диффузии, т.е. приближение сильного дрейфа. Тот факт, что спектр протонов, полученный с использованием паркерской модели ГМП (1), не включающей процессы образования и эволюции КОВ, и то же приближение сильного дрейфа, что и [Luo et al., 2020], лежит существенно ниже наблюдаемого, подкрепляет предположение, что указанное взаимодействие, по крайней мере для рассматриваемого оборота Солнца, приводит к ослаблению модуляции ГКЛ.

Для продвижения в описании долговременных вариаций интенсивности ГКЛ в 2D моделях необходимо учесть обе особенности влияния процессов образования КОВ на характеристики гелиосферы — как относительное ослабление ГМП в средней гелиосфере, так и уплощение там ГТС. Для периода с отрицательной общей полярностью ГМП ($A < 0$), когда проникновение протонов во внутреннюю гелиосферу проходит вдоль ГТС, обе эти особенности увеличивают скорость дрейфа, что должно привести к росту интенсивности. Поэтому, учитывая тот факт, что при моделировании интенсивности ГКЛ в [Luo et al., 2020] тоже используется приближение сильного дрейфа, наиболее перспективным путем в моделировании указанного ослабления модуляции ГКЛ представляется использование приближения довольно сильного дрейфа.

Если изложенные представления о существенном влиянии КОВ на крупномасштабные свойства гелиосферы в какой-то период времени справедливы, то описание долговременных вариаций интенсивности ГКЛ с использованием модели ГМП со скоростью СВ, независимой от долготы, и высоких значениях коэффициентов диффузии, т.е. приближения слабого дрейфа, возможно, но при этом влияние на распространение ГКЛ процессов взаимодействия разноскоростных потоков СВ не учитывается.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарны всем командам исследователей, представляющим свои результаты в сети Интернет. Си Луо благодарен поддержке Тайшаньского научного проекта провинции Шаньдун (Taishan Scholar Project of Shandong Province, 202103143) и гранта Национального научного фонда Китая (NSFC, U2106201).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Калинин М.С., Базилевская Г.А., Крайнев М.Б. и др. Описание интенсивности галактических космических лучей в трех последних минимумах солнечной активности // Изв. РАН Сер. Физ. Т. 79. № 5. С. 660–662. 2015. <https://doi.org/10.7868/S0367676515050245>
- Калинин М.С., Крайнев М.Б. Двумерное транспортное уравнение для галактических космических лучей

как следствие редукции трехмерного уравнения // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 54. № 4. С. 463–469. 2014. <https://doi.org/10.1134/S0016793214040045>

— Крайнев М.Б., Калинин М.С., Базилевская Г.А. и др. О проявлении коротирующих областей взаимодействия солнечного ветра в вариациях интенсивности ГКЛ // Солнечно-земная физика. Т. 9. № 1. С. 3–18. 2023.

<https://doi.org/10.12737/szf-81202201>

— Крымский Г.Ф. Диффузионный механизм суточных вариаций космических лучей // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 4. № 6. С. 977–986. 1964.

— Adriani O., Barbarino G.C., Bazilevskaya G.A. et al. Time dependence of the proton flux measured by PAMELA during the 2006 July–2009 December solar minimum // *ApJ*. V. 765. № 91. 2013. <https://doi.org/10.1088/0004-637X/765/2/91>

— Aslam O.P.M., Bisschoff D., Potgieter M.S. et al. Modeling of Heliospheric Modulation of Cosmic-Ray Positrons in a Very Quiet Heliosphere // *ApJ*, 873:70. 2019. <https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab05e6>

— Belcher J.W., Davis L. Large-amplitude Alfvén waves in the interplanetary medium, 2. // *J. Geophys. Res.* V. 76. Iss. 16. P. 3534. 1971. <https://doi.org/10.1029/JA076i016p03534>

— Bishchoff D., Potgieter M.S., Aslam O.P.M. New very local interstellar spectra for electrons, positrons, protons, and light cosmic ray nuclei // *ApJ*. V. 878:59. 2019. <https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab1e4a>

— Guo X., Florinski V. Corotating interaction regions and the 27 day variation of galactic cosmic rays intensity at 1 AU during the cycle 23/24 solar minimum // *J. Geophys. Res. Space Physics*. V. 119. P. 2411–2429. 2014. <https://doi.org/10.1002/2013JA019546>

— Guo X., Florinski V. Galactic cosmic-ray intensity modulation by corotating interaction region stream interfaces at 1 au // *ApJ*. V. 826. № 65. 2016. <https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab31a5>

— Hundhausen A.J. Coronal Expansion and Solar Wind, Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York. 238 p. 1972.

— Jokipii J.R., Levy E.H., Hubbard W.B. Effects of particle drift on cosmic-ray transport. I. General properties, application to solar modulation // *ApJ*. V. 213. P. L85–L88. 1977.

— Kalinin M.S., Krainev M.B., Gvozdevsky B.B. et al. On the transition from 3D to 2D transport equations for a study of long-term cosmic-ray intensity variations in the heliosphere. *PoS(ICRC2021)1323*. 2022. <https://pos.sissa.it/>

— Kopp A., Wiengarten T., Fichtner H. et al. Cosmic-Ray Transport in Heliospheric Magnetic Structures. II. Modeling Particle Transport through Corotating Interaction Regions // *ApJ*. V. 837. № 37. 2017. <https://doi.org/10.3847/1538-4357/aa603b>

— Kóta J., Jokipii J.R. The role of corotating interaction regions in cosmic-ray modulation // *Geophys Res Lett*. V. 18. P. 1797–1800. 1991. <https://doi.org/10.1029/91GL02307>

— Kóta J., Jokipii J.R. Modeling of 3-D corotating cosmic-ray structures in the heliosphere // *Space Sci Rev* V. 83. P. 137–145. 1998. https://doi.org/10.1007/978-94-017-1189-0_12

- Luo X., Zhang M., Feng X. *et al.* A numerical study of the effects of corotating interaction regions on cosmic-ray transport, *ApJ*. V. 899. P. 90. 2020.
<https://doi.org/10.3847/1538-4357/aba7b5>
- Mays M.L., Taktakishvili A., Pulkkinen A. *et al.* Ensemble modeling of CMEs using the WSA-ENLIL + Cone model // *Solar Phys.* V. 290, Iss. 6. P. 1775–1814. 2015.
<https://doi.org/10.1007/s11207-015-0692-1>
- Modzelewska R., Alania M.V. Dependence of the 27-day variation of cosmic rays on the global magnetic field of the Sun // *Adv. Space Res.* 0:716. 2012.
<https://doi.org/10.1016/j.asr.2011.07.022>
- Modzelewska R., Bazilevskaya G.A., Boezio M. *et al.* Study of the 27 Day Variations in GCR Fluxes during 2007–2008 Based on PAMELA and ARINA Observations // *ApJ*. V. 904:3. 2020.
<https://doi.org/10.3847/1538-4357/abbdac>
- Ngobeni M.D., Aslam O.P.M., Bisschoff D. *et al.* The 3D numerical modeling of the solar modulation of galactic protons and helium nuclei related to observations by PAMELA between 2006 and 2009 // *Astrophys. & Space Sci.* V. 365:182. 2020.
<https://doi.org/10.1007/s10509-020-03896-1>
- Ngobeni M.D., Potgieter M.S., Aslam O.P. *et al.* Simulations of the solar modulation of Helium isotopes constrained by observations // *Adv. Space Res.* V. 69. P. 2330–2341. 2022.
<https://doi.org/10.1016/j.asr.2021.12.018>
- Parker E.N. Dynamics of the interplanetary gas and magnetic fields // *ApJ*. V. 128. P. 664. 1958a.
- Parker E.N. Cosmic ray modulation by solar wind // *Phys. Rev.* V. 110. P. 1445. 1958b.
- Parker E.N. The passage of energetic charged particles through interplanetary space // *Planet. Space Sci.* V. 13. P. 9–49. 1965.
- Pizzo V.J., Gosling J.T. 3-D simulation of high-latitude interaction regions: comparison with Ulysses results // *Geophys Res Lett.* V. 21. P. 2063–2066. 1994.
<https://doi.org/10.1029/94GL01581>
- Potgieter M.S., Vos E.E. Difference in the heliospheric modulation of cosmic-ray protons and electrons during the solar minimum period of 2006 to 2009 // *A&A.P.* 601. A23. 2017.
<https://doi.org/10.1051/0004-6361/201629995>
- Richardson I.G. Solar wind stream interaction regions throughout the heliosphere // *Living Reviews Solar Physics*. LRSP. V. 15. № 1. 2018.
<https://doi.org/10.1007/s41116-017-0011-z>
- Riley P., Linker J.A., Lionello R., Mikic Z. Corotating interaction regions during the recent solar minimum: The power and limitations of global MHD modeling // *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* V. 83. P. 1–10. 2012.
<https://doi.org/10.1016/j.jastp.2011.12.013>
- Shen F., Yang Z., Zhang J. *et al.* Three-dimensional MHD simulation of solar wind using a new boundary treatment: comparison with in situ data at Earth // *ApJ*. V. 866:18. 2018.
<https://doi.org/10.3847/1538-4357/aad806>
- Shulz M. Interplanetary sector structure and the heliomagnetic equator // *Astrophys. Space Sci.* V. 24. P. 371. 1973.
<https://doi.org/10.1007/BF02637162>
- Simpson J.A. A brief history of recurrent solar modulation of the galactic cosmic rays (1937–1990) // *Space Science Reviews*. V. 83. P. 169–176. 1998.
https://doi.org/10.1007/978-94-017-1189-0_15
- Wiengarten T., Kleimann J., Fichtner H. *et al.* MHD Simulations: Corotating Interaction Regions // *JGR*. V. 788. № 80. 2014.
<https://doi.org/10.1029/2012JA018089>
- Zhang M. A path integral approach to the theory of heliospheric cosmic-ray modulation // *ApJ*. V. 510. P. 715–725. 1999a.
<https://doi.org/10.1086/306624>
- Zhang M. A Markov stochastic process theory of cosmic-ray modulation // *ApJ*. V. 513. P. 409–420. 1999b.
<https://doi.org/10.1086/306857>

УДК 524.1.352+539.12

ФОРБУШ-ПОНИЖЕНИЯ, СВЯЗАННЫЕ С КОРОНАЛЬНЫМИ ДЫРАМИ, КОРОНАЛЬНЫМИ ВЫБРОСАМИ ИЗ АКТИВНЫХ ОБЛАСТЕЙ И ВОЛОКОННЫМИ ВЫБРОСАМИ: СРАВНЕНИЕ В СОЛНЕЧНЫХ ЦИКЛАХ 23 и 24

© 2023 г. А. А. Мелкумян¹, *, А. В. Белов¹, **, М. А. Абунина¹, ***, Н. С. Шлык¹, А. А. Абуни¹, В. А. Оленева¹, В. Г. Янке¹

¹Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН (ИЗМИРАН), Москва, Троицк, Россия

*e-mail: amelkum@izmiran.ru

**e-mail: abelov@izmiran.ru

***e-mail: abunina@izmiran.ru

Поступила в редакцию 28.03.2023 г.

После доработки 28.04.2023 г.

Принята к публикации 25.05.2023 г.

Исследуется сходство и различие Форбуш-понижений в солнечных циклах 23 и 24. Анализ проводился для групп событий, связанных с разными типами солнечных источников: корональными выбросами массы из активных областей, сопровождавшимися солнечными вспышками (группа СМЕ1); волоконными выбросами вне активных областей (группа СМЕ2); высокоскоростными потоками из корональных дыр (группа СН). Исследовались распределения и взаимосвязи различных параметров: амплитуды Форбуш-понижений; максимальных в течение события значений почасового уменьшения плотности космических лучей, экваториальной анизотропии космических лучей, скорости солнечного ветра, напряженности магнитного поля, а также значений скорости солнечного ветра и напряженности магнитного поля за час до начала Форбуш-понижения. Результаты показали, что количество событий, значения параметров и их взаимосвязи зависят от фазы и цикла солнечной активности. В 24-м цикле уменьшилось количество событий в группе СМЕ1, не изменилось в СМЕ2, увеличилось в СН. Значения параметров и разница между ними в разных группах событий выше в цикле 23, характеризующемся большей асимметрией и длинными “хвостами” распределений. Величина Форбуш-понижений в группе СМЕ1 в 23-м цикле зависит сильнее от скорости солнечного ветра, а в цикле 24 — от величины магнитного поля, как и в группе СМЕ2 в обоих солнечных циклах. Множественная линейная регрессия хорошо описывает зависимости параметров Форбуш-понижений в 23-м цикле в группах СМЕ1, СМЕ2, в цикле 24 — в группе СМЕ1.

DOI: 10.31857/S0016794023600394, EDN: UDXKMY

1. ВВЕДЕНИЕ

Форбуш-понижением (ФП) называют изменение плотности галактических космических лучей (КЛ) в крупномасштабных возмущениях солнечного ветра (СВ), проявляющееся в относительно быстром понижении интенсивности КЛ, за которым следует более медленное (в масштабе нескольких дней) восстановление [Forbush, 1937; Lockwood, 1971; Iucci et al., 1979]. Убывание плотности галактических КЛ во время ФП часто сопровождается повышенными значениями анизотропии КЛ [Belov, 2008]. В зависимости от типа источника, ФП можно разделить на спорадические, вызванные межпланетными корональными выбросами массы (*Interplanetary Coronal Mass Ejections* — ICMEs) [Cane, 2000], и рекуррентные,

связанные с областями взаимодействия (*Corotating Interaction Regions* — CIRs) высокоскоростных потоков из корональных дыр (*Coronal Holes* — CHs) [Richardson, 2004] со спокойным СВ. В настоящей работе характеристики ФП, спокойного СВ и межпланетных возмущений исследуются в период времени с 1997 по 2019 гг., охватывающий солнечные циклы (*Solar Cycles* — SCs) 23 и 24. Исследование модуляции КЛ на разных фазах солнечной активности в этих циклах проводилось во многих работах, например, [Paouris et al., 2012; Гущина и др., 2014; Aslam and Baddruddin, 2015; Мелкумян и др., 20186]. В работах [Thakur, 2015; Lingri et al., 2016; Мелкумян и др., 2019; Yermolaev et al., 2021, 2022; Крайнев и др., 2021; Melkumyan et al., 2022b; Patel et al., 2022; Shi et al., 2022] срав-

нивались характеристики ФП и межпланетных возмущений в циклах 23–24, максимумах и минимумах солнечной активности (СА). В работе [Thakur, 2015] исследовались статистические связи амплитуды ФП с напряженностью межпланетного магнитного поля (ММП). Было показано, что 31% ФП в SC 23 и только 17% ФП в SC 24 имели амплитуду больше 3%; при этом 22% магнитных облаков в SC 23 и только 10% в SC 24 имели максимальную магнитную индукцию больше 20 нТл; более слабое магнитное поле в SC 24, ожидаемо вызывало более слабые ФП. Lingri et al. [2016] рассматривали ФП с амплитудой больше 2% в минимуме между циклами 23 и 24 (Min 23–24), а также на фазе роста 24-го цикла и в максимуме цикла 24 (Max 24). Анализ связи между амплитудой ФП и параметрами солнечной и геомагнитной активности показал, что ФП с амплитудой больше 2% ассоциируются с быстрыми корональными выбросами массы (*Coronal Mass Ejections* – CMEs) и ударными волнами, которые они создают; фаза роста 24-го цикла характеризуется большим количеством ФП, среди которых нет крупных событий. Мелкумян и др. [2018б] сравнивали количество и величину ФП в солнечных циклах 19–24, а также в максимумах циклов 23 и 24 (Max 23 и Max 24) и в минимуме между этими циклами (Min 23–24). Было показано, что: (а) СА хорошо проявляется в количестве и величине ФП, особенно в событиях большой величины; (б) уменьшение средней величины ФП от максимума к минимуму СА объясняется преобладанием в минимумах рекуррентных ФП; (в) в 24-м цикле количество ФП меньше и они слабее, чем в пяти предыдущих циклах. Melkumyan et al. [2022б] для Max 23, Max 24 и Min 23–24 провели статистическое сравнение параметров временного развития ФП, связанных с CMEs из активных областей, сопровождаемых солнечными вспышками, и с волоконными выбросами за пределами активных областей. Результаты показали: (а) ФП двух типов характеризуются одинаковой фазой спада в Max 23; (б) с учетом всех временных параметров, разница между профилями ФП двух типов заметнее в Max 23, чем в Max 24 и Min 23–24. В работе [Gopalswamy et al., 2010] проводилось сравнение воздействия на гелиосферу выбросов из активных (*Active Region* – AR) и неактивных (non-AR) областей на Солнце в SC 23. Было показано, что активные области продуцируют почти все энергичные CMEs, частота появления которых хорошо коррелирует с числом солнечных пятен, а волоконные выбросы из неактивных областей менее энергичные и их количество от числа солнечных пятен не зависит. Крайнев и др. [2021] исследовали зависимость интенсивности галактических КЛ (низких ≈ 30 МэВ, средних > 100 МэВ и высоких ≥ 10 ГэВ энергий), а также характеристик СА и гелиосферного магнитного поля в рай-

оне орбиты Земли с 1970 по 2020 гг.; сравнивалось поведение исследуемых характеристик в Min 23–24 и в минимумах между циклами: а) 21 и 22, б) 24 и 25. В работе [Yermolaev et al., 2021] для солнечных циклов 21–24 сравнивались четыре типа межпланетных возмущений: (а) CIR; (б) *Sheath*, турбулентная область перед ICME; (в) MC (*Magnetic Cloud*), магнитное облако [Burlaga et al., 1981] – тело ICME с повышенным и регулярным магнитным полем и низкой температурой; (г) *Ejecta*, тело ICME с более слабым и менее регулярным полем. Было показано, что количество ICMEs и *Sheaths* значительно уменьшилось в солнечных циклах 23–24, по сравнению с циклами 21–22, в то время как CIRs распределены более равномерно во времени и их количество в циклах 23–24 не уменьшалось. Кроме того, было показано, что значения большинства параметров ФП, связанных с разными типами вызывающих их возмущений, заметно уменьшились (на 20–40%) в течение перехода от SC 22 к SC 23 и продолжали быть низкими в циклах 23–24. Yermolaev et al. [2022], сравнивая временные профили параметров СВ для тех же типов межпланетных возмущений, показали, что в циклах 23–24 профили всех параметров имеют такую же форму, как и в циклах 21–22, и отличаются только более низкими значениями параметров. Patel et al. [2022], исследуя связи CME–ICME и анализируя характеристики ICMEs в солнечных циклах 23–24, обнаружили существенное уменьшение частоты появления исследуемых событий в SC 24 по сравнению с SC 23. Применение теста Колмогорова–Смирнова для сравнения двух выборок показало, что скорости ICMEs выше в SC 23, чем в SC 24, в то время как все остальные исследуемые параметры (в том числе, индукция магнитного поля и его вертикальной составляющей) в двух солнечных циклах отличаются статистически незначимо. Shi et al. [2022] рассматривали два типа ICMEs: связанные и не связанные с солнечными вспышками. Было показано, что: (а) частота появления ICMEs обоих типов убывает от максимума к минимуму СА; (б) для ICMEs, связанных со вспышками, продолжительность событий больше и зависимость их характеристик от СА сильнее.

Проведенные исследования показывают, что вызванные различными типами солнечных источников возмущения СВ и регистрируемые наземными нейтронными мониторами ФП являются частью проявлений СА. Целью представленной работы является: (а) исследование изменения параметров ФП и их связи с СА и мощностью межпланетных возмущений с 1997 по 2019 гг. (группа FULL); (б) сравнение поведения параметров ФП в SC 23 (1997–2008 гг.) и SC 24 (2009–2019 гг.), а также в максимумах этих циклов и минимуме между ними, для событий, связанных с разными типами солнечных источников: группа

СМЕ1 – ФП, связанные с корональными выбросами из активных областей, сопровождавшимися солнечными вспышками (AR CMEs); группа СМЕ2 – ФП, вызванные межпланетными возмущениями от волоконных выбросов из регионов за пределами активных областей (non-AR CMEs); группа СН – ФП, связанные с областями взаимодействия высокоскоростных потоков из корональных дыр со спокойным СВ.

2. ДАННЫЕ И МЕТОДЫ

В настоящей работе используются данные о вариациях КЛ, параметрах межпланетной среды и характеристиках СА, взятые из созданной и поддерживаемой в ИЗМИРАН базы данных Форбуш-эффектов и межпланетных возмущений (*Forbush Effects and Interplanetary Disturbances – FEID*) (<http://tools.izmiran.ru/aid/>). Следует подчеркнуть, что эта база данных включает практически все крупномасштабные возмущения СВ различных типов за несколько последних солнечных циклов. Это позволяет проводить полный статистический анализ, сравнивая различные циклы или отдельные периоды внутри них. Представленные в базе данных почасовые значения вариаций плотности и анизотропии КЛ рассчитаны по данным мировой сети нейтронных мониторов методом глобальной съемки [Белов и др., 2018]. Результаты получены для частиц с жесткостью 10 ГВ, наиболее близкой к эффективной жесткости частиц, регистрируемых нейтронными мониторами. Почасовые значения параметров СВ взяты из базы данных OMNI (<http://omniweb.gsfc.nasa.gov/ow.html>) [King and Papitashvili, 2005]. База данных FEID также содержит данные о солнечных вспышках GOES X-ray Data Lists of Space Weather Prediction Centre (<http://www.swpc.noaa.gov/products/igoes-x-ray>) и количестве солнечных пятен (<https://www.sidc.be/silso/datafiles>). Для установления солнечного источника конкретного ФП используется комплексный анализ солнечных и межпланетных данных [Мелкумян и др., 2018а, Melkumyan et al., 2022а]. В настоящей работе рассматриваются только те ФП из базы данных FEID, которые надежно ассоциированы с солнечными источниками. В качестве параметров ФП используются максимальные (в течение ФП) значения вариаций плотности КЛ (амплитуда или величина ФП – AF), почасового уменьшения плотности КЛ (D_{min}), экваториальной анизотропии КЛ ($A_{хmax}$), скорости СВ (V_{max}), индукции ММП (B_{max}), а также значения скорости СВ (V_b) и индукции ММП (B_b) за час до начала события. В рамках данной работы СА характеризуется параметром SSN (*Sunspot Number*), равным числу солнечных пятен в день начала ФП. Подчеркнем, что учитывается именно число пятен в день регистрации крупномасштабных возмущений в околозем-

ном космическом пространстве и ФП. Конечно, было бы правильнее использовать число солнечных пятен в день регистрации солнечного события, ставшего причиной ФП, но на исследуемых масштабах времени разница нам кажется несущественной. За начало ФП принимается момент прихода ударной волны, в качестве индикатора которой используется внезапное начало геомагнитной бури (*Sudden Storm Commencement – SSC*) по данным (https://isgi.unistra.fr/data_download.php). Отметим, что к событиям с внезапным началом нами также были отнесены и те, в которых был зарегистрирован внезапный импульс (*Sudden Impulse – SI*) по данным отдельных станций или космических аппаратов. При отсутствии этих индикаторов, началом ФП считаются резкие изменения основных параметров межпланетной среды (скорости СВ и/или индукции ММП) и/или КЛ. В качестве характеристики возмущенности межпланетной среды используется параметр $VmBm = V_{max}B_{max}/V_0B_0$, где V_0 и B_0 – типичные значения скорости СВ и индукции ММП, равные 400 км/с и 5 нТл соответственно [Belov et al., 2001]. Пример ФП из базы данных FEID приведен на рис. 1, где показаны почасовые значения параметров межпланетной среды (верхняя панель), вариаций КЛ (средняя панель) и геомагнитной активности (нижняя панель). В качестве характеристик межпланетной среды используется индукция ММП (B , левая шкала) и скорость СВ (V , правая шкала); вариации КЛ характеризуются изменениями плотности (A_0 , левая шкала) и экваториальной составляющей анизотропии ($A_{ху}$, правая шкала); на нижней панели приведены индексы геомагнитной активности (K_p , левая шкала; Dst , правая шкала, (<ftp://ftp.gfz-potsdam.de/pub/home/obs/kp-ap/wdc>), [Matzka et al., 2021], (<http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/dstdir/index.html>). Начало ФП, совпадающее с моментом регистрации SSC, отмечено вертикальной линией.

Приведенное на рис. 1 ФП было зарегистрировано 24–26 января 2012 г., после наблюдавшейся на Солнце вспышки (M8.7 с координатами N18W25, 23.01.2012 г. в 03:38 UT) и связанным с ней гало СМЕ (23.01.2012 г. в 04:00 UT, с начальной скоростью 2175 км/с). В данном событии были зарегистрированы следующие экстремальные значения параметров: $V_{max} = 673$ км/с, $B_{max} = 16.4$ нТл, $AF = 3.2\%$, $A_{хmax} = 1.59\%$. В геомагнитной активности наблюдались возмущенные периоды: $K_{pmax} = 4+$, $Dst_{min} = -75$ нТл.

В настоящей работе для исследования параметров ФП в SC 23 (1997–2008 гг.) и SC 24 (2009–2019 гг.) использовался статистический анализ данных, обеспеченный большим количеством используемых событий ($N = 801$). Для сравнения ФП в разных группах событий в различные периоды СА строились графики ежегодных медианных значений параметров, гистограммы, диа-

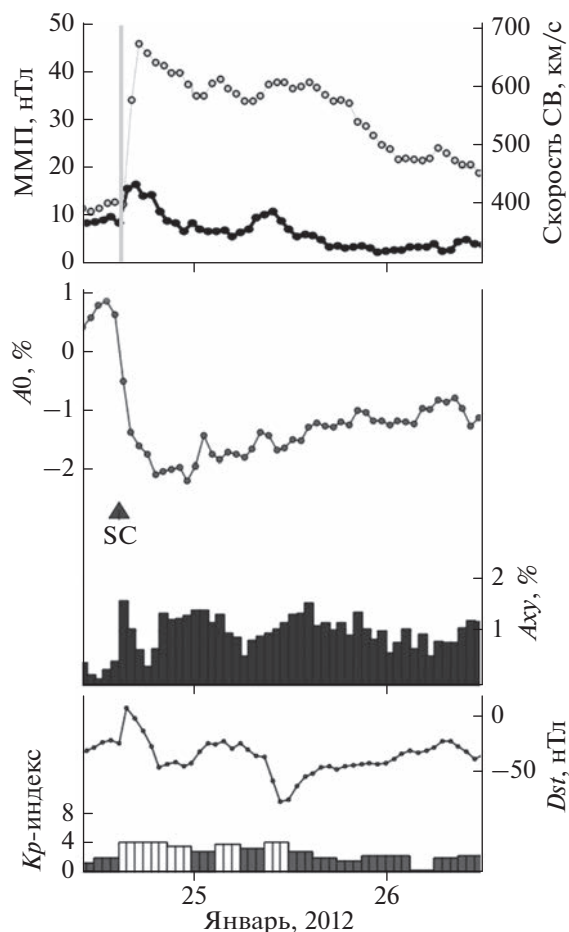


Рис. 1. Пример ФП 24–26 января 2012 г. из базы данных FEID.

граммы размаха; вычислялись средние значения, медианы и межквартильные интервалы (*Inter Quartile Ranges* – IQRs) распределений, парные и частные коэффициенты корреляции, использовался метод множественной линейной регрессии. Для оценки согласия распределений параметров с нормальным/логнормальным законами вычислялась статистика Колмогорова–Смирнова и уровень значимости p ; гипотеза о нормальности/логнормальности распределения принималась при $p > 0.05$. Для исследования статистических связей между параметрами вычислялись парные коэффициенты корреляции и частные коэффициенты корреляции, показывающие силу связи между двумя переменными при устранении влияния остальных переменных. Для сравнения коэффициентов корреляции в двух независимых выборках вычислялась z -статистика и уровень значимости p ; разница между двумя коэффициентами считалась статистически значимой при $p < 0.05$. Оценка тесноты корреляционной связи давалась по шкале Чеддока: $r < 0.3$ – слабая, $0.3 \leq$

$r < 0.5$ – умеренная, $0.5 \leq r < 0.7$ – значительная, $r \geq 0.7$ – сильная. Для сравнения зависимостей между параметрами вариаций КЛ (зависимые переменные) и характеристиками СВ (предикторы) использовался метод множественной регрессии: вычислялись стандартизированные коэффициенты регрессии, показывающие долю дисперсии зависимой величины, объясняемую данным предиктором. Качество регрессионного анализа оценивалось с помощью коэффициента детерминации, показывающего долю дисперсии зависимой величины, которую объясняют все используемые предикторы.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

3.1. Анализ ежегодных изменений количества ФП, параметров КЛ, СА и межпланетной среды с 1997 по 2019 гг.

Ежегодное количество ФП (N) и ежегодные значения медиан распределений параметров SSN , AF , $A_{ху\max}$, $B_{\max}$, Bb , $V_{\max}$, Vb показаны на рис. 2. На рисунке хорошо видна периодичность изменения медианных значений параметров и их связь с изменениями СА. Медианные значения количества солнечных пятен (в день начала ФП) в Max 23 (1999–2002 гг., $153 \leq SSN \leq 176$) больше, чем в Max 24 (2012–2015 гг., $56 \leq SSN \leq 133$), и существенно больше, чем в Min 23–24 ($0 \leq SSN \leq 28$). Значения поля возмущенного СВ, во время ФП (Max 23: $12.3 \text{ нТл} \leq B_{\max} \leq 14.3 \text{ нТл}$; Max 24: $10.3 \text{ нТл} \leq B_{\max} \leq 12.8 \text{ нТл}$; Min 23–24: $8.8 \text{ нТл} \leq B_{\max} \leq 11.7 \text{ нТл}$) и спокойного СВ, за час до начала ФП: (Max 23: $6.1 \text{ нТл} \leq Bb \leq 7.0 \text{ нТл}$; Max 24: $4.6 \text{ нТл} \leq Bb \leq 6.0 \text{ нТл}$; Min 23–24: $3.5 \text{ нТл} \leq Bb \leq 4.5 \text{ нТл}$) меньше в Max 24 и Min 23–24 по сравнению с Max 23. Известно, см., например, [Gopalswamy et al., 2020], что 24-й солнечный цикл слабее и мощность возмущений СВ в нем меньше, чем в цикле 23, так что результаты, полученные для значений ММП в Max 23 и Max 24, соответствуют общей характеристике этих циклов.

Медианные значения амплитуды ФП также выше в Max 23 ($1.5\% \leq AF \leq 1.8\%$), чем в Max 24 ($0.9\% \leq AF \leq 1.3\%$) и, тем более, в Min 23–24 ($0.7\% \leq AF \leq 0.9\%$); превышение над значениями в минимуме СА для Max 23 заметнее, чем для Max 24. Разница между медианами экваториальной анизотропии КЛ в Max 23 ($1.42\% \leq A_{ху\max} \leq 1.84\%$) и Max 24 ($1.16\% \leq A_{ху\max} \leq 1.56\%$) небольшая, но значения в Min 23–24 ($0.79\% \leq A_{ху\max} \leq 1.07\%$) существенно меньше, чем в максимумах. Низкие значения амплитуды ФП в Min 23–24 могут быть связаны с тем, что в этот период ФП вызваны, главным образом, высокоскоростными потоками из корональных дыр [Мелкумян и др., 2018б] и/или быть следствием уменьшения магнитного поля в ICMEs, вызванного их аномальным рас-

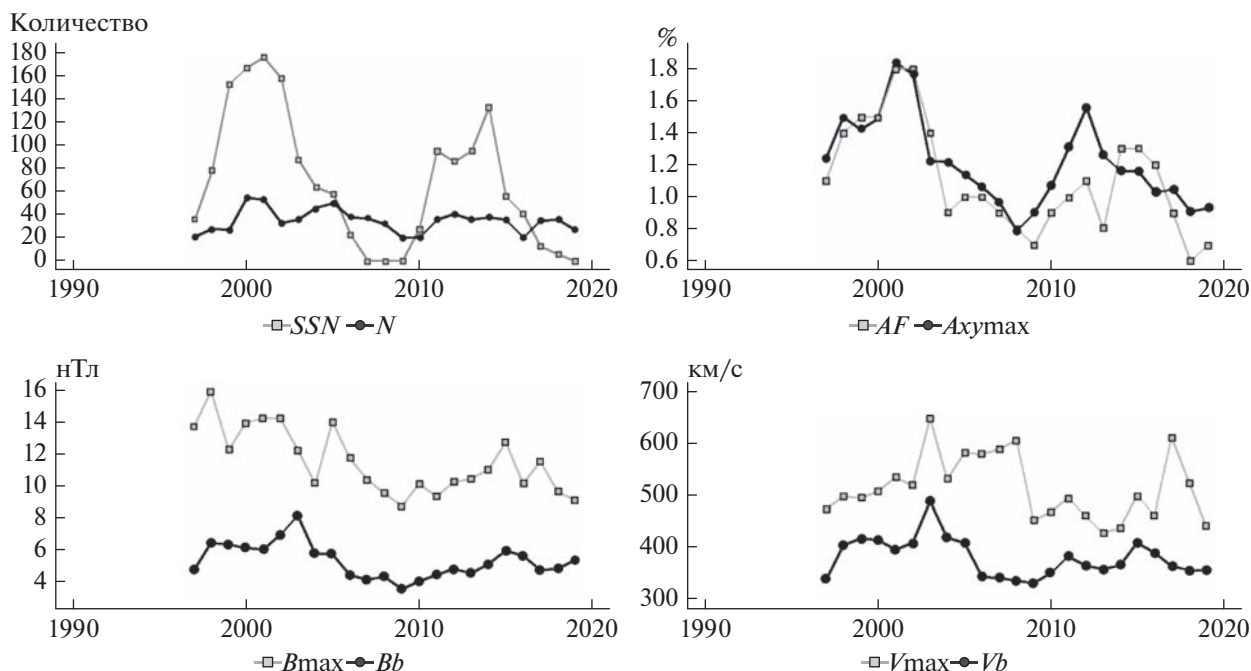


Рис. 2. Ежегодное количество ФП (N) и ежегодные значения медиан распределений параметров SSN , AF , $A_{\text{хутах}}$, $B_{\text{тах}}$, Bb , $V_{\text{тах}}$, Vb для группы FULL.

ширением [Gopalswamy et al., 2015]. Известно, что величина экваториальной анизотропии КЛ хорошо коррелирует с величиной ФП [Belov, 2008; Абунин и др., 2012]. На рис. 2 большую часть 23-го цикла кривые среднегодовых значений этих величин хорошо согласуются друг с другом, в то время как в 24-м цикле ситуация существенно меняется и согласия между поведением двух кривых не наблюдается. Сравнивая коэффициенты корреляции между AF и $A_{\text{хутах}}$ в SC 23 ($r = 0.77$, $N = 456$) и SC 24 ($r = 0.55$, $N = 345$), получаем, что зависимость между амплитудой ФП и экваториальной анизотропией КЛ существенно сильнее в 23-м цикле, чем в 24-м ($\chi = 5.63$, $p < 0.001$). Это одна из особенностей необычного 24-го цикла, которая требует дополнительного изучения.

На рис. 3 представлено ежегодное количество ФП (N) и ежегодные медианы распределений параметров SSN , AF , $A_{\text{хутах}}$, $B_{\text{тах}}$, Bb , $V_{\text{тах}}$, Vb для трех групп событий. Количество ФП, связанных с AR CMEs, в 24-м цикле ($N = 103$) упало почти вдвое по сравнению с 23-м циклом ($N = 198$), в то время как количество ФП, связанных с волоконными выбросами (соответственно, 109 и 98), почти не изменилось. Это хорошо согласуется с результатами, полученными в Shi et al. [2022], которые сравнивали в 23-м и 24-м циклах два типа ICMEs, разделенные по средним значениям зарядового состояния железа Q_{Fe} . Было получено, что количество ICMEs, связанных с солнечными

вспышками (высокие значения Q_{Fe}), сильно упало в 24-м цикле по сравнению с 23-м, в то время как количество ICMEs, не связанных с солнечными вспышками (низкие значения Q_{Fe}), не уменьшилось.

Полученная в настоящей работе частота появления рекуррентных ФП в 23-м цикле ($N = 160$) также больше, чем в 24-м ($N = 133$), но различие между циклами меньше, чем для спорадических событий (соответственно, 296 и 212). Это согласуется с результатами, полученными Yermolaev et al. [2021] при сравнении циклов 21–22 и 23–24: события, связанные с CIRs, более равномерно распределены во времени. Сравнивая частоту появления ФП разного типа, видим, что соотношение между спорадическими и рекуррентными событиями в SC 23 (спорадические ФП составляют 65%, рекуррентные ФП – 35%) и SC 24 (соответственно, 62% и 38%) примерно одинаково. Из рис. 3 видно, что для всех групп событий количество ФП внутри каждого цикла распределено неравномерно по разным периодам СА. На максимумы приходится примерно половина событий в группе CME1 ($N = 108$) в SC 23 и в группе CME2 в циклах 23 ($N = 48$) и 24 ($N = 61$). Для группы CME1, в Max 24 ($N = 75$) оказалось больше 70% всех событий цикла, а для рекуррентных ФП больше трети событий относятся к Min 23–24 ($N = 115$). Два последних результата еще раз подтверждают более слабую СА в 24-м цикле и более равномер-

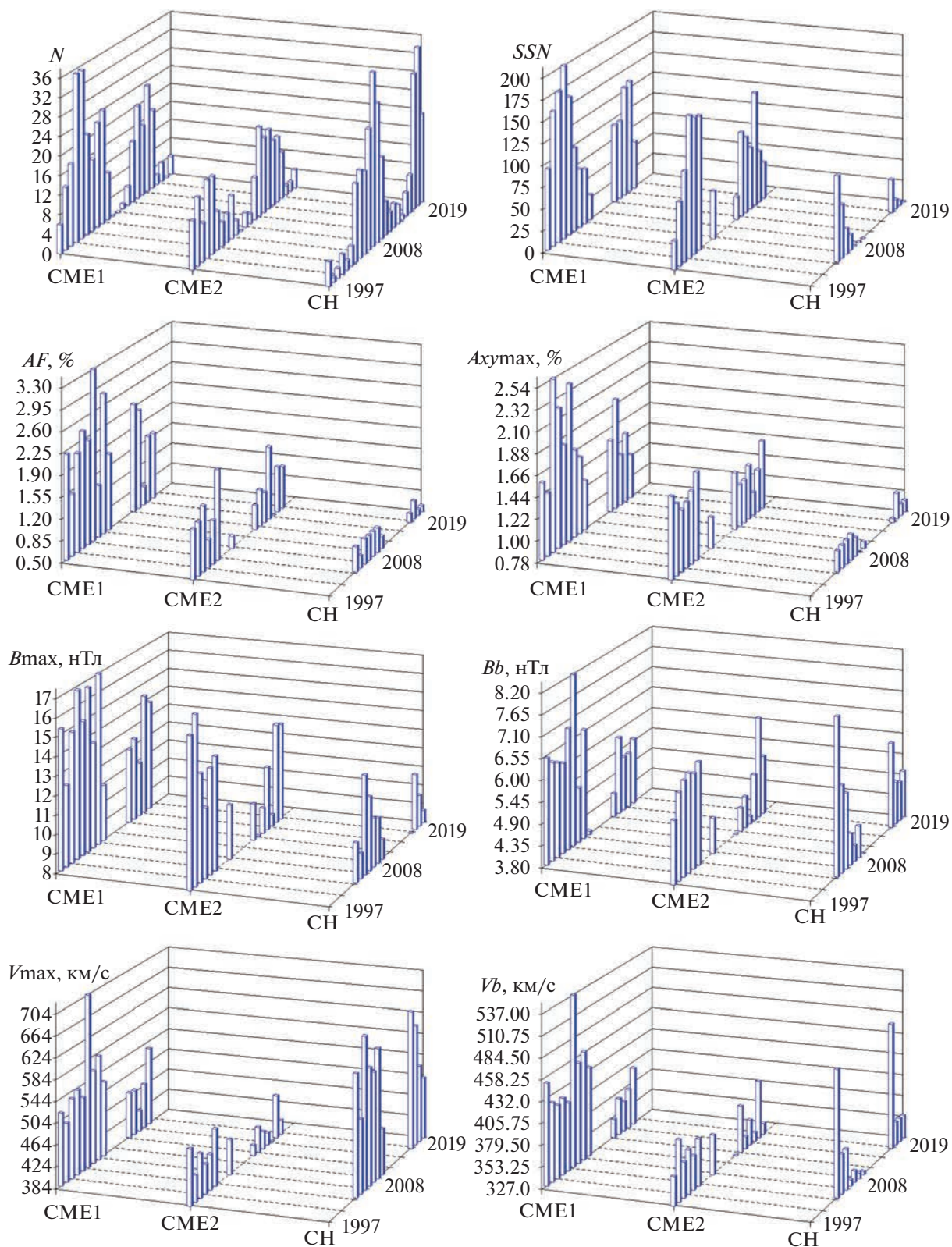


Рис. 3. Ежегодное количество ФП (N) и ежегодные значения медиан распределений (при $N > 8$) параметров SSN , AF , $A_{хmax}$, B_{max} , B_b , V_{max} , V_b для групп CH, CME1, CME2.

ное распределение рекуррентных событий по времени.

Из рис. 3 также видно, что число солнечных пятен в день начала ФП, в целом, больше в группе CME1 ($155 \leq SSN \leq 200$), чем в CME2 ($103 \leq SSN \leq 162$) в Max 23, и практически одинаково в обеих группах в Max 24 ($56 \leq SSN \leq 133$ в CME1; $60 \leq SSN \leq 134$ в CME2). Gopalswamy et al. [2010] показали, что частота появления AR CMEs коррелирует с числом солнечных пятен, в то время как количество волоконных выбросов вне активных областей (non-AR CMEs) от числа солнечных пятен не зависит. Результаты, представленные в настоящей работе, показывают, что и в 24-м цикле количество ФП, связанных с non-AR CMEs, слабо зависит от числа солнечных пятен, в то время как ФП, связанные с AR CMEs, чаще наблюдаются при высоких значениях SSN .

Что касается амплитуды ФП, то в Max 23 для событий, связанных с AR CMEs ($1.5\% \leq AF \leq 2.4\%$), амплитуда больше, чем для событий, связанных с non-AR CMEs ($0.9\% \leq AF \leq 1.9\%$). В Max 24 соотношение между амплитудами такое же, но разница значений слабее ($0.8\% \leq AF \leq 2.2\%$ в группе CME1; $0.5\% \leq AF \leq 1.7\%$ в группе CME2). Таким образом, более контрастный по значениям SSN солнечный цикл 23 вызывает ФП с большим разбросом амплитуды в обеих группах спорадических событий.

Что касается индукции ММП, значения поля возмущенного СВ немного больше в Max 23, чем в Max 24, как для группы CME1 (Max 23: $12.2 \text{ нТл} \leq B_{\text{max}} \leq 16.8 \text{ нТл}$, Max 24: $10.8 \text{ нТл} \leq B_{\text{max}} \leq 14.3 \text{ нТл}$), так и для группы CME2 (Max 23: $11.6 \text{ нТл} \leq B_{\text{max}} \leq 13.9 \text{ нТл}$; Max 24: $8.5 \text{ нТл} \leq B_{\text{max}} \leq 13.2 \text{ нТл}$). Аналогично ведут себя и значения магнитного поля спокойного СВ, но разница между максимумами СА в группе CME1 (Max 23: $6.1 \text{ нТл} \leq Bb \leq 6.9 \text{ нТл}$, Max 24: $5.2 \text{ нТл} \leq Bb \leq 5.8$) заметнее, чем в группе CME2 (Max 23: $6.2 \text{ нТл} \leq Bb \leq 6.4 \text{ нТл}$; Max 24: $4.0 \text{ нТл} \leq Bb \leq 6.4$). Обращает на себя внимание, что разброс значений магнитного поля для группы CME2 значительно больше в Max 24 (2.4 нТл), чем в Max 23 (0.2 нТл).

Результаты, представленные на рис. 2 и 3, хорошо иллюстрируют цикличность изменения параметров ФП и межпланетных возмущений и их связь с изменениями СА, но не позволяют численно оценить соотношения между параметрами. Такую возможность дают статистические методы, использование которых базируется на большом объеме данных. Результаты статистического анализа параметров ФП в разных группах событий для солнечных циклов 23 и 24 изложены ниже.

3.2. Анализ распределений параметров КЛ, СА, межпланетной среды и мощности межпланетных возмущений в солнечных циклах 23 и 24

Из рис. 2 и 3 видно, что ежегодное количество событий достаточно большое ($20 \leq N \leq 55$), чтобы проводить сравнительный статистический анализ параметров ФП в разные периоды солнечной активности с большой степенью надежности. С использованием статистических методов, мы сравнивали распределения параметров ФП в четырех группах событий (FULL, CME1, CME2, CH) в солнечных циклах 23 и 24. Для оценки нормальности/логнормальности распределений параметров использовался критерий согласия Колмогорова–Смирнова: вычислялись выборочные значения статистики Колмогорова–Смирнова и уровень значимости p ; гипотеза о нормальности/логнормальности распределения принималась при $p > 0.05$. В табл. 1 представлены значения вычисленного уровня значимости, показывающие согласие выборочных распределений с нормальным или логнормальным законом. Результаты, представленные в табл. 1, показывают, что нормальному закону подчиняется только распределение параметра SSN в группе CME1 в солнечном цикле 24. В то же время, все параметры ФП в группе CME2 и почти все в группе CME1 (кроме D_{min} и Bb в SC 23) распределены логнормально. В группе CH логнормальному закону не подчиняются только распределения амплитуды ФП (AF) и максимальной скорости возмущенного СВ (V_{max}). Отметим, что логнормальное распределение — это простейшее распределение, описывающее процессы, в которых изменение параметра под каким-либо внешним воздействием зависит от предыдущего значения этого параметра; нормальное распределение описывает случайные процессы, в которых такая зависимость отсутствует.

На рис. 4 представлены гистограммы распределений характеристик СА (SSN), мощности межпланетных возмущений ($VmBm$), вариаций КЛ (AF , $A_{\text{хутах}}$) и параметров межпланетной среды (V_{max} , Vb , B_{max} , Bb) для группы FULL в солнечных циклах 23 и 24. Визуальный анализ гистограмм и значения асимметрии и эксцесса распределений (см. табл. 1) показывают, что в обоих солнечных циклах распределения параметров ФП (кроме $A_{\text{хутах}}$, V_{max} , Vb) островершинные со значительной правосторонней асимметрией; распределения параметров $A_{\text{хутах}}$, V_{max} , Vb более симметричные и плосковершинные. Схожесть распределений максимальной скорости СВ и анизотропии КЛ подтверждается результатами регрессионного анализа, которые будут представлены в разделе 3.3. Распределения всех параметров имеют длинные “хвосты” в области больших значений для событий, наблюдавшихся в солнечном цикле 23. Почти для всех параметров остро-

Таблица 1. Проверка соответствия распределений параметров нормальному/логнормальному закону с использованием критерия Колмогорова–Смирнова (показаны значения $p > 0.5$) и выборочных значений асимметрии (A) и эксцесса (E)

Параметр	Цикл	p				A	E
		логнормальное распределение					
		FULL	CME1	CME2	CH	FULL	
AF	SC 23	—	>0.250	0.176	—	3.86	23.45
	SC 24	—	>0.250	>0.250	—	3.01	12.25
D_{min}	SC 23	—	—	0.088	0.197	4.72	30.18
	SC 24	—	0.214	>0.500	—	2.82	8.98
Ax_{max}	SC 23	0.105	>0.500	>0.250	>0.500	3.26	19.91
	SC 24	—	0.149	>0.250	0.139	1.54	2.31
B_{max}	SC 23	>0.500	>0.500	>0.250	0.101	2.38	7.58
	SC 24	0.141	>0.500	>0.500	>0.500	1.86	4.34
Bb	SC 23	0.072	—	>0.500	0.126	2.46	12.12
	SC 24	>0.250	>0.250	>0.500	0.146	1.27	3.35
V_{max}	SC 23	>0.250	>0.500	>0.500	—	2.58	15.90
	SC 24	—	>0.250	>0.500	—	0.65	−0.31
Vb	SC 23	—	0.131	>0.250	0.088	1.43	3.43
	SC 24	—	>0.500	0.202	—	1.13	1.41
$VmBm$	SC 23	>0.250	>0.500	0.080	>0.250	4.48	28.46
	SC 24	—	>0.250	>0.500	>0.500	2.22	6.50
		Нормальное распределение					
SSN	SC 23	—	—	—	—	0.72	−0.21
	SC 24	—	>0.150	—	—	0.57	−0.80

вершинность (“крутость”) распределений, определяемая значениями эксцесса, гораздо заметнее в солнечном цикле 24. Так, значения эксцесса распределения параметра $VmBm$ (4.5 в SC 23; 28.5 в SC 24) свидетельствуют о близости межпланетных возмущений по мощности в цикле 24 и большим разбросе в цикле 23. Распределения числа солнечных пятен в циклах 23 и 24 отличаются от распределений остальных параметров большей шириной (отрицательный эксцесс) и слабой положительной асимметрией (<1).

На рис. 5 для трех групп событий (CME1, CME2, CH) показаны диаграммы размаха параметров SSN , $VmBm$, AF , Ax_{max} , B_{max} , Bb , V_{max} , Vb в солнечных циклах 23 и 24. В табл. 2 для этих же групп событий и группы FULL приведены средние значения, медианы и IQRs распределений этих параметров в двух солнечных циклах. Для сравнения групп событий использовались также средние значения параметров $dB = B_{max} - Bb$ и $dV = V_{max} - Vb$, которые показывают разницу между характеристиками возмущенного и спокойного СВ и могут быть использованы для оценки возможного влияния области взаимодействия

(*Sheath* или CIR) на модуляцию КЛ. Для параметра dB , 95%-ные интервалы достоверности средних значений в солнечных циклах 23 и 24 перекрываются: на 0.7 нТл в группе CME1 (SC 23: 9.4–12.0 нТл; SC 24: 7.3–10.1 нТл), на 0.9 нТл в группе CME2 (SC 23: 6.8–9.4 нТл; SC 24: 5.9–7.7 нТл) и на 0.2 нТл в группе CH (5.4–6.8 нТл в SC 23 и 4.4–5.6 нТл в SC 24). Незначительное пересечение интервалов достоверности в группе CH ($\leq 4\%$) позволяет считать превышение величины возмущенного магнитного поля над фоновым в этой группе большим в 23-м цикле, чем в 24-м. Интервалы достоверности параметра dV в группе CH не пересекаются в солнечных циклах 23 и 24: границы интервала значимо выше в SC 23 (189–223 км/с), чем в SC 24 (147–179 км/с), видимо, потому, что в 23-м цикле потоки из корональных дыр были более высокоскоростными. В группах CME1 и CME2, хотя интервалы достоверности параметра dV в двух циклах формально перекрываются (CME1: 126–164 км/с в SC 23, 93–130 км/с в SC 24; CME2: 71–106 км/с, 60–81 км/с), но пересечение очень маленькое для выбросов из активных областей и можно считать, что разница между

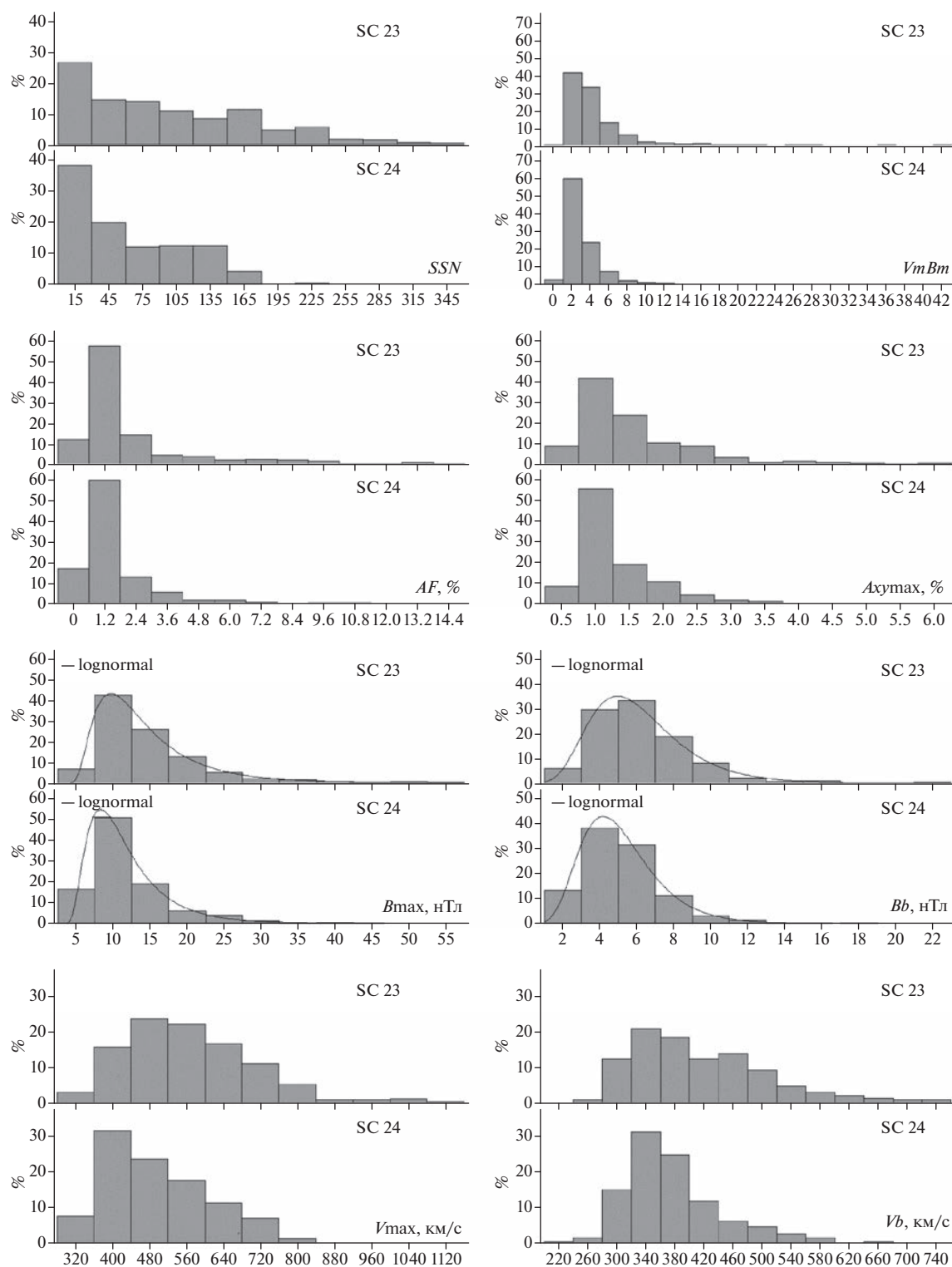


Рис. 4. Гистограммы параметров SSN , D_{min} , AF , $A_{хуmax}$, B_{max} , V_{max} , Bb , Vb в солнечных циклах 23 и 24 для группы FULL.

скоростями возмущенного и фонового СВ значительно больше в SC 23. По-видимому, это говорит о том, что области взаимодействия оказались менее эффективны в 24-м цикле по сравнению с 23-м. При этом, в обоих солнечных циклах среднее зна-

чение параметра dB в группе CME1 выше, чем в группах CME2 и CH. Это обычное явление, поскольку самые сильные поля межпланетных возмущений наблюдаются именно в выбросах из активных областей [Gopalswamy et al., 2010; Mel-

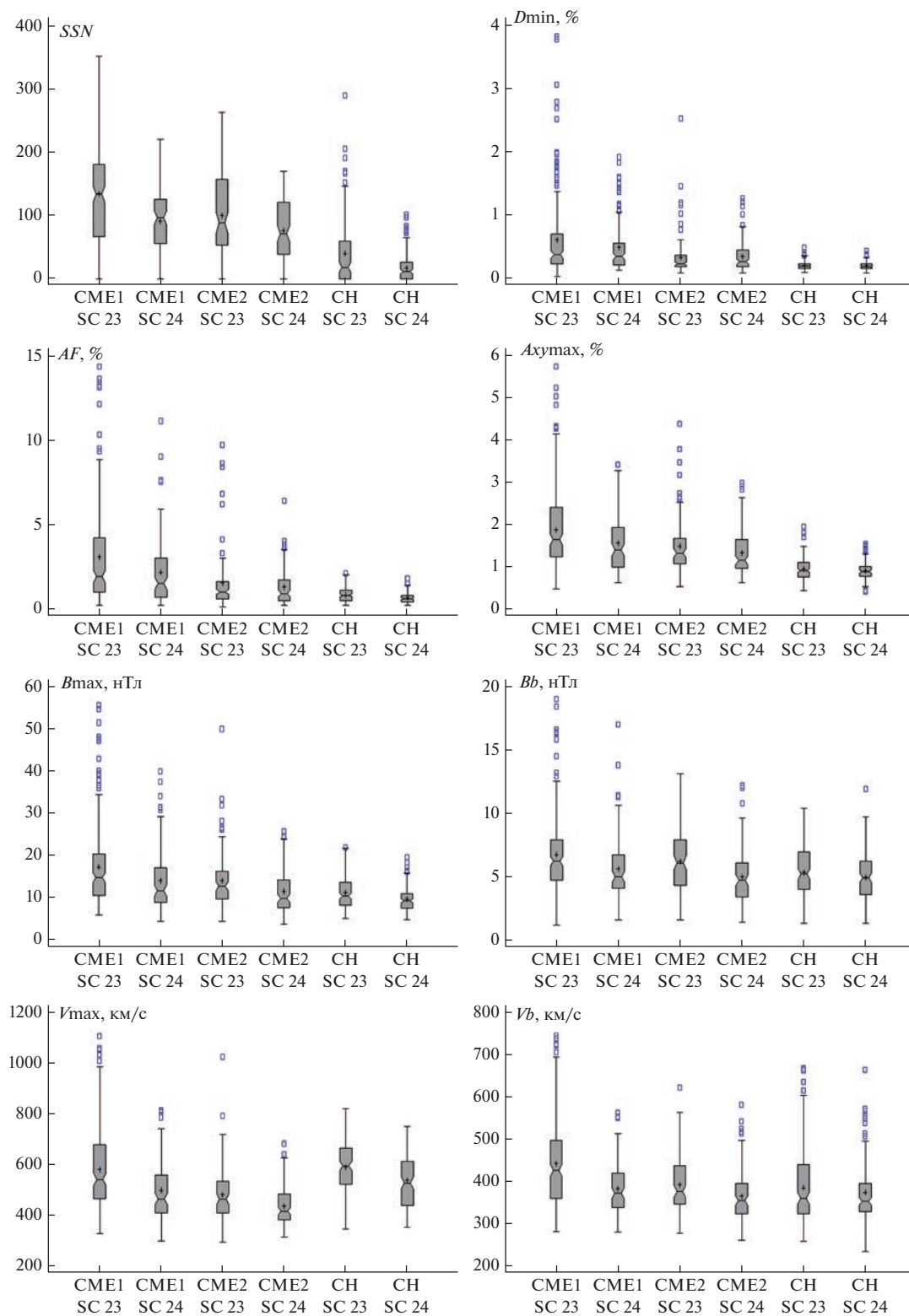


Рис. 5. Диаграммы размаха параметров SSN , D_{min} , AF , $A_{хутах}$, $B_{тах}$, $V_{тах}$, Bb , Vb в солнечных циклах 23 и 24 для групп CH, CME1, CME2.

Таблица 2. Средние значения, медианы и IQRs распределений параметров

Параметр	Цикл	Статистика	FULL	CME1	CME2	CH
<i>AF</i>	SC 23	Среднее Медиана IQR	2.10 ± 0.12 1.2 0.8–2.1	3.29 ± 0.25 2.0 1.1–4.3	1.62 ± 0.17 1.1 0.7–1.7	0.90 ± 0.03 0.9 0.6–1.2
	SC 24	Среднее Медиана IQR	1.37 ± 0.07 0.9 0.6–1.5	2.26 ± 0.20 1.6 0.8–3.1	1.38 ± 0.10 1.0 0.6–1.8	0.77 ± 0.03 0.7 0.5–0.9
<i>Dmin</i>	SC 23	Среднее Медиана IQR	0.44 ± 0.03 0.26 0.19–0.42	0.67 ± 0.05 0.40 0.25–0.74	0.35 ± 0.03 0.24 0.20–0.38	0.22 ± 0.01 0.21 0.17–0.25
	SC 24	Среднее Медиана IQR	0.35 ± 0.01 0.25 0.19–0.38	0.51 ± 0.04 0.36 0.23–0.57	0.36 ± 0.02 0.28 0.20–0.46	0.22 ± 0.01 0.20 0.17–0.25
<i>Axumax</i>	SC 23	Среднее Медиана IQR	1.52 ± 0.04 1.25 0.93–1.81	1.97 ± 0.08 1.68 1.27–2.45	1.52 ± 0.07 1.36 1.10–1.70	0.97 ± 0.02 0.94 0.78–1.13
	SC 24	Среднее Медиана IQR	1.25 ± 0.03 1.05 0.89–1.50	1.59 ± 0.06 1.43 1.02–1.96	1.36 ± 0.05 1.18 0.99–1.68	0.94 ± 0.02 0.92 0.81–1.03
<i>Bmax</i>	SC 23	Среднее Медиана IQR	14.77 ± 0.38 12.5 9.6–17.3	17.71 ± 0.72 15.0 10.7–20.5	14.29 ± 0.69 12.95 10.0–16.5	11.43 ± 0.30 10.65 8.4–13.85
	SC 24	Среднее Медиана IQR	11.67 ± 0.29 9.9 7.9–13.7	14.33 ± 0.76 11.9 9.1–17.3	11.75 ± 0.49 10.1 7.9–14.5	9.96 ± 0.24 9.5 7.8–11.2
<i>Imax</i>	SC 23	Среднее Медиана IQR	570.2 ± 7.6 549 461–660	595.2 ± 14.4 547 468–684	482.9 ± 10.9 466 411–535	592.8 ± 8.2 597 525–668
	SC 24	Среднее Медиана IQR	495.2 ± 5.8 472 410–561	500.5 ± 12.2 465 411–560	438.3 ± 7.7 419 383–485	539.4 ± 8.8 530 441–616
<i>Bb</i>	SC 23	Среднее Медиана IQR	6.26 ± 0.14 5.8 4.4–7.4	7.01 ± 0.26 6.25 4.8–8.0	6.21 ± 0.25 6.10 4.3–7.9	5.36 ± 0.15 5.20 4.0–6.95
	SC 24	Среднее Медиана IQR	5.16 ± 0.12 4.9 3.7–6.2	5.62 ± 0.25 5.0 4.1–6.7	4.98 ± 0.20 4.7 3.4–6.1	4.95 ± 0.16 4.9 3.6–6.2
<i>Ib</i>	SC 23	Среднее Медиана IQR	416.0 ± 4.7 390 342–469	450.2 ± 8.0 429.5 362–499	394.2 ± 7.1 378.5 348–440	387.0 ± 6.7 361.5 325–442
	SC 24	Среднее Медиана IQR	376.2 ± 3.6 362 330–408	385.3 ± 6.3 374 340–422	367.7 ± 6.2 357 325–398	376.2 ± 6.1 355 331–397
<i>SSN</i>	SC 23	Среднее Медиана IQR	94.3 ± 3.7 75 26–152	134.8 ± 5.4 134 67–181	100.6 ± 6.6 89 54–158	40.3 ± 4.0 18.5 0–60
	SC 24	Среднее Медиана IQR	55.9 ± 2.7 41 12–98	91.8 ± 4.5 97 56–126	76.7 ± 4.5 72 39–122	17.0 ± 2.0 12 0–26

Таблица 3. Количество ФП (N) и коэффициенты корреляции (r) между параметрами AF , $VmBm$, $Bmax$, $Vmax$, dB , dV для солнечных циклов 23 и 24 в разных групп событий

Цикл	Группа	CME1	CME2	CH
SC 23	N	198	98	160
	Парные коэффициенты корреляции			
	$r(AF, VmBm)$	0.82	0.72	0.67
	$r(Vmax, Bmax)$	0.51	0.55	0.42
	$r(dB, dV)$	0.66	0.66	0.75
	Частные коэффициенты корреляции			
	$r(AF, Vmax)$	0.57	0.23	0.26
	$r(AF, Bmax)$	0.57	0.58	0.57
	$r(AF, dV)$	0.56	0.24	0.30
	$r(AF, dB)$	0.42	0.52	0.25
SC 24	N	103	109	133
	Парные коэффициенты корреляции			
	$r(AF, VmBm)$	0.80	0.69	0.58
	$r(Vmax, Bmax)$	0.61	0.39	0.45
	$r(dB, dV)$	0.75	0.61	0.65
	Частные коэффициенты корреляции			
	$r(AF, Vmax)$	0.32	0.22	0.27
	$r(AF, Bmax)$	0.59	0.62	0.42
	$r(AF, dV)$	0.34	—	0.38
	$r(AF, dB)$	0.45	0.53	0.22

kumyan et al., 2022a]. Среднее значение параметра dV оказалось выше в группе CH, чем в группах CME1 и CME2, так как для большинства потоков из корональных дыр скорости существенно превышают фоновые, а среди CME довольно часто попадают и низкоскоростные межпланетные возмущения, скорости которых близки к скорости фонового СВ.

Из рис. 5 видно, что в каждой группе событий IQRs параметра $Bmax$ в солнечных циклах 23 и 24 перекрываются, хотя верхние границы распределений в SC 23 существенно выше. Это частично совпадает с результатом, полученным Patel et al. [2022], где применение теста Колмогорова–Смирнова для сравнения двух выборок показало, что распределения индукции магнитного поля ICMEs в солнечных циклах 23 и 24 отличаются статистически незначимо. В то же время, по диаграммам размаха и по результатам для группы FULL видно существенное превышение квартилей распределения $Bmax$ в SC 23 по сравнению с SC 24, то есть усиление ММП в цикле 23, по сравнению с циклом 24. Мощность возмущений СВ оценивается параметром $VmBm$, который в группе

CME1, ожидаемо, больше в 23-м цикле ($median = 4.0$, $IQR = 2.6–6.8$), чем в 24-м ($median = 2.7$, $IQR = 1.93–4.94$). Такая же тенденция прослеживается для групп CME2 (SC 23: $median = 3.0$, $IQR = 2.2–4.2$; SC 24: 2.3, 1.6–3.2) и CH (SC 23: $median = 3.1$, $IQR = 2.3–4.5$; SC 24: 2.6, 1.9–3.3). В целом, различия мощности возмущений в циклах 23 и 24 сильнее выражены в разбросе значений параметра $VmBm$, чем в средних величинах (в группе CME1: $1.3 \leq VmBm \leq 42.6$ в SC 23; $0.8 \leq VmBm \leq 14.0$ в SC 24). Диаграммы размаха, показанные на рис. 5, и характеристики распределений параметров ФП и межпланетных возмущений, представленные в табл. 2, подтверждают сделанные в разделе 3.1 выводы о поведении этих параметров в разных группах событий в циклах 23 и 24.

3.3. Анализ статистической зависимости между вариациями КЛ и параметрами межпланетных возмущений в солнечных циклах 23 и 24

В табл. 3 представлены значения коэффициентов корреляции амплитуды ФП и параметров межпланетных возмущений в группах событий

СМЕ1, СМЕ2 и СН для солнечных циклов 23 и 24. Вычисление парных коэффициентов корреляции между амплитудой ФП и параметрами СВ показало, что самая тесная корреляционная связь, ожидаемо, наблюдается с параметром $VmBm$, характеризующим мощность межпланетного возмущения. Связь амплитуды ФП с произведением скорости СВ на индукцию ММП следует из многих теоретических моделей [Parker, 1963; Крымский и др., 1981]. Проверка по z -статистике показала: (а) внутри каждой группы событий, коэффициенты корреляции между AF и $VmBm$ в циклах 23 и 24 отличаются статистически незначимо, (б) в обоих солнечных циклах корреляция параметров AF и $VmBm$ сильнее в группе СМЕ1, чем в группах СМЕ2 и СН, (в) в обоих солнечных циклах отличие этих коэффициентов в группах СМЕ2 и СН статистически незначимо.

В табл. 3 представлены также частные коэффициенты корреляции между амплитудой ФП и параметрами СВ. Использование частных коэффициентов корреляции обусловлено наличием значимой статистической связи между параметрами $Bmax$, I_{max} , dB , dV . В зависимости от группы событий, теснота корреляционной связи между параметрами $Bmax$ и I_{max} в солнечных циклах 23 и 24 меняется от умеренной до значительной; для параметров dV и dB корреляция еще выше — от значительной до сильной. Проверка по z -статистике показывает, что в обоих солнечных циклах и во всех группах событий корреляция между параметрами dB и dV существенно выше, чем между параметрами I_{max} и $Bmax$ (кроме группы СМЕ2 в SC 23, где значения этих коэффициентов статистически неразличимы).

Что касается частных коэффициентов корреляции амплитуды ФП с параметрами СВ, то для группы СМЕ1 корреляция AF с I_{max} и dV сильнее в SC 23, чем в SC 24, в то время как корреляция AF с $Bmax$ и dB одинакова в обоих циклах; в 23-м цикле на величину ФП одинаково сильно влияют и скорость СВ, и величина ММП, а в 24-м цикле существенной остается только зависимость от ММП. Возможным объяснением этого является тот факт, что скорости СМЕ в 24-м цикле стали меньше, что уже было упомянуто выше, а значения поля внутри выбросов остались довольно большими. В группе СМЕ2, амплитуда ФП сильнее зависит от индукции ММП (умеренная или значительная корреляция), чем от скорости СВ (слабая или не значимая корреляция) в обоих солнечных циклах, поскольку эти события чаще медленные, и поскольку нет значительной разницы скоростей, они не создают мощной области взаимодействия. В группе СН существенная корреляция амплитуды ФП с параметром $Bmax$ в SC 23 значимо больше, чем корреляция с остальными параметрами в этом цикле и чем все корреляции в 24-м цикле. Это объяснимо, поскольку

основная часть ФП в событиях группы СН создается в области взаимодействия, эффективность которой зависит, в первую очередь, от величины поля, а далее внутри высокоскоростного потока больших значений поля уже не наблюдается.

Значительно более реальное представление о взаимосвязи переменных, по сравнению с парными коэффициентами корреляции и часто используемой простой линейной регрессией, дает метод множественной линейной регрессии. В табл. 4 представлены полученные этим методом стандартизированные коэффициенты регрессии и коэффициенты детерминации (R^2), при этом в качестве прогнозируемых переменных выступают параметры КЛ (AF , $Dmin$, $A_{x_{max}}$), а в качестве предикторов — характеристики СВ ($Bmax$, I_{max} , Bb , Vb). В таблице не приведены коэффициенты для $A_{x_{max}}$ в группе СН в SC 24, так как в этом случае значение F -статистики подтверждает нулевую гипотезу об отсутствии всякой линейной регрессии. Стандартизированные коэффициенты регрессии показывают долю дисперсии прогнозируемой переменной, объясняемую данным предиктором; R^2 показывает долю дисперсии прогнозируемой переменной, объясняемую набором предикторов. Коэффициент детерминации: (а) в обоих солнечных циклах имеет максимальные значения в группе СМЕ1 и минимальные в группе СН; (б) для всех групп событий выше в SC 23, чем в SC 24; (в) в обоих солнечных циклах и во всех группах событий имеет самые маленькие значения для анизотропии КЛ, что может быть связано с малой изменчивостью этого параметра. Таким образом, зависимость параметров КЛ от характеристик межпланетной среды, а точнее сила этой зависимости и степень ее линейности, отличается в разных солнечных циклах, для разных групп событий и для разных параметров КЛ. Значения коэффициента детерминации, хотя и небольшие, но вполне достаточные для получения статистически значимых результатов регрессии, могут объясняться как сложностью и разнообразием влияния межпланетной среды на галактические КЛ, так и тем, что используемый набор предикторов не определяет полностью модуляционные возможности возмущений СВ.

Значения стандартизированных коэффициентов регрессии показывают, что в SC 23 параметры AF и $Dmin$ в группе СМЕ1 зависят сильнее всего от скорости возмущенного СВ, затем от максимальных значений ММП и от скорости спокойного СВ. Знаки коэффициентов стандартизации показывают, что чем сильнее межпланетное возмущение (больше скорость, интенсивнее поле) и чем медленнее спокойный СВ, тем эффективнее модуляция КЛ. В SC 24, амплитуда ФП в группе СМЕ1 немного сильнее зависит от $Bmax$, чем от I_{max} , и совсем не зависит от скорости и магнит-

Таблица 4. Результаты множественной линейной регрессии: стандартизированные коэффициенты регрессии и коэффициент детерминации (R^2) в солнечных циклах 23 и 24

Группа	Цикл	Прогнозируемые переменные	Предикторы				R^2
			$B_{\max}$	$V_{\max}$	Bb	Vb	
CME1	SC 23	AF	0.448	0.659	—	−0.202	0.6905
		$D_{\min}$	0.443	0.668	−0.122	−0.214	0.6735
		$Ax_{\max}$	—	0.768	—	−0.252	0.4425
	SC 24	AF	0.535	0.397	—	—	0.6138
		$D_{\min}$	0.728	—	—	—	0.6608
		$Ax_{\max}$	—	0.429	—	—	0.2687
CME2	SC 23	AF	0.613	0.270	−0.225	—	0.5583
		$D_{\min}$	0.646	0.328	−0.150	—	0.6800
		$Ax_{\max}$	0.493	—	—	—	0.3210
	SC 24	AF	0.670	—	−0.185	—	0.5151
		$D_{\min}$	0.523	0.275	—	—	0.3680
		$Ax_{\max}$	0.519	—	−0.218	—	0.2995
CH	SC 23	AF	0.504	0.266	—	—	0.4659
		$D_{\min}$	0.495	—	−0.238	—	0.3243
		$Ax_{\max}$	0.457	—	—	—	0.1789
	SC 24	AF	0.306	0.418	—	—	0.3882
		$D_{\min}$	0.296	—	—	—	0.2073

ного поля спокойного СВ. Характер полученных зависимостей показывает, что для спорадических событий величина модуляции КЛ в 23-м цикле часто связана с параметрами области взаимодействия выброса и спокойного СВ, в то время как в 24-м цикле она, возможно, чаще определяется телом выброса. Параметр $D_{\min}$ в группе CME1 в SC 24 связан (и очень сильно) только с параметром $B_{\max}$, что еще раз подтверждает зависимость максимальной скорости уменьшения плотности КЛ от величины магнитного поля — когда поле слабое, больших скачков вариации плотности не наблюдается. Анизотропия КЛ в группе CME1 в SC 23 сильно зависит от скорости возмущенного СВ (прямая зависимость), слабее — от скорости спокойного СВ (обратная зависимость) и практически не зависит от ММП.

В группе CME2: (а) амплитуда ФП в обоих солнечных циклах определяется, в основном, параметром $B_{\max}$, но в SC 23 показывает дополнительно слабую зависимость от $V_{\max}$ и слабую отрицательную зависимость от Bb ; (б) параметр $D_{\min}$ в обоих солнечных циклах сильнее зависит от $B_{\max}$, чем от $V_{\max}$, и не связан с параметрами спокойного СВ. Надо заметить, что в группе CME1 коэффициент детерминации для $D_{\min}$

высокий в обоих солнечных циклах, а в группе CME2 — только в SC 23.

Что касается группы CH, то значения R^2 позволяют уверенно интерпретировать только результаты, полученные для амплитуды ФП: (а) в SC 23 зависимость AF от $B_{\max}$ сильнее, чем от $V_{\max}$; (б) в SC 24 амплитуда ФП зависит от максимальных значений скорости СВ и индукции ММП примерно одинаково. Эти результаты частично совпадают с результатами, полученными в работе [Мелкумян и др., 2018a], где для спорадических и рекуррентных ФП проводился множественный регрессионный анализ с использованием AF , $D_{\min}$, $Ax_{\max}$ в качестве зависимых переменных и $B_{\max}$, $V_{\max}$ в качестве предикторов. В настоящей работе, с добавлением параметров Bb и Vb в качестве предикторов и с разбиением событий по циклам СА, существенно увеличились коэффициент детерминации и стандартизированные коэффициенты регрессии для рекуррентных ФП (кроме $B_{\max}$ в SC 24). Кроме того, разбиение спорадических событий по типу солнечных источников показало существенное различие между зависимостями в группах CME1 и CME2: в обоих солнечных циклах ФП, связанные с волоконными выбросами, значительно сильнее зависят от $B_{\max}$,

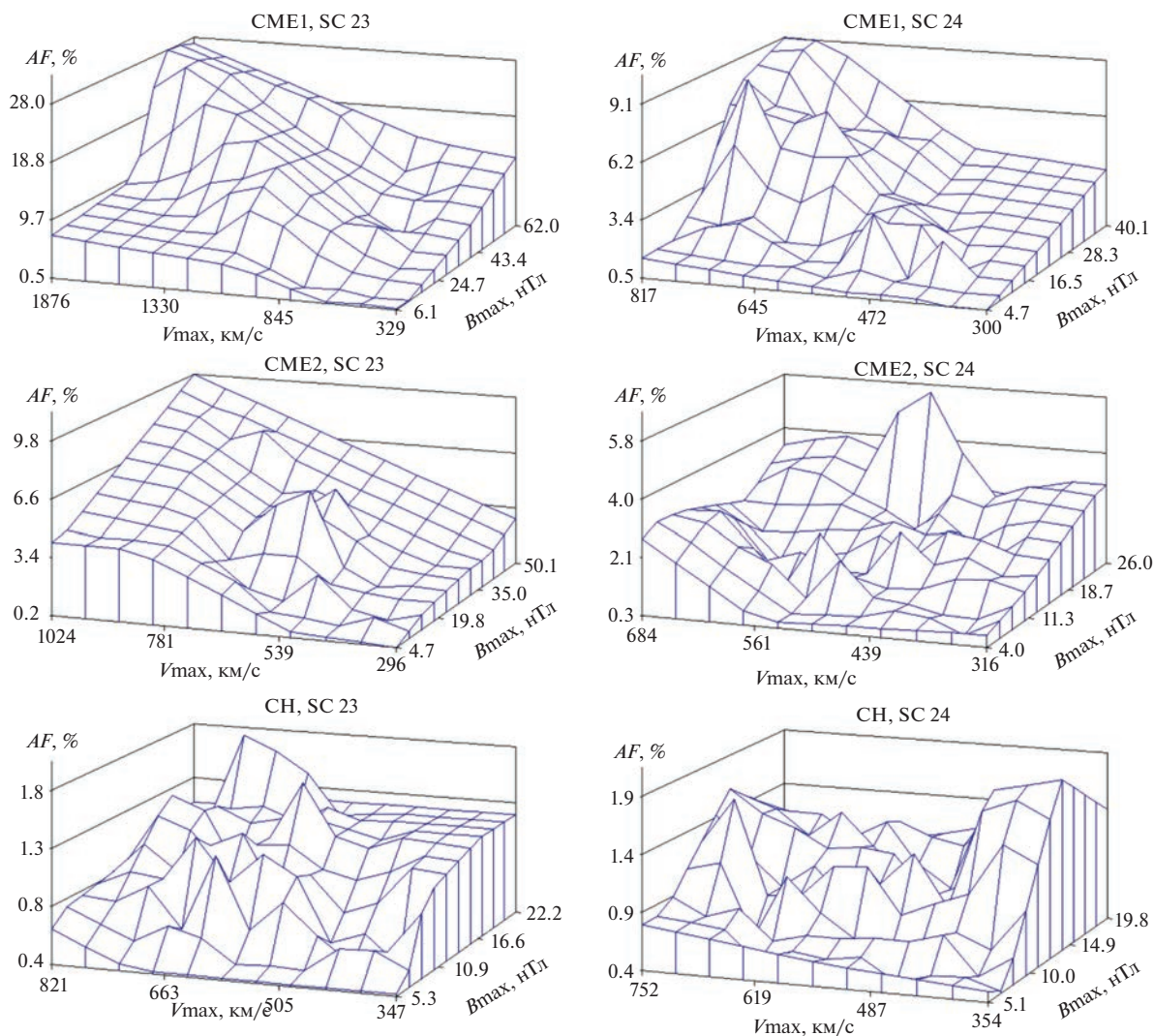


Рис. 6. Зависимость амплитуды ФП от скорости СВ и индукции ММП в солнечных циклах 23 и 24 для групп СН, CME1, CME2.

чем от $V_{\max}$, в то время как для ФП, связанных с CMEs из активных областей, эта разница не так существенна.

На рис. 6, для трех групп событий и двух солнечных циклов приведены графики зависимости амплитуды ФП от параметров $B_{\max}$ и $V_{\max}$, полученные методом линейной интерполяции. Эти графики показывают, что: (а) линейная модель хорошо описывает зависимость AF от параметров возмущенного СВ в группе CME1 в обоих солнечных циклах и в группе CME2 в SC23; (б) линейная зависимость AF от параметров СВ выражена значительно хуже в группе СН в обоих солнечных циклах; (в) характер зависимости амплитуды ФП от параметров $B_{\max}$ и $V_{\max}$ существенно отличается как для различных групп событий, так и для разных солнечных циклов. В группе CME1, несмотря на большую разницу в области значений

параметров СВ в SC 23 и SC 24, характер зависимости $AF(B_{\max}, V_{\max})$ в этих двух циклах схожий. В группе CME2 различие между циклами проявляется не только в значительно большей величине разброса параметров в 23-м цикле, но и в характере зависимости: в SC 23 цикле она гораздо ближе к линейной. Хотя в SC 24 границы значений параметров СВ в группах CME2 и СН почти одинаковы, графики на рис. 6 наглядно демонстрируют, что амплитуда ФП в группе CME2 значительно выше и характер зависимости существенно различается между двумя циклами, то есть эффективность модуляции КЛ межпланетными возмущениями, связанными с разными типами солнечных источников, различна. Для группы СН, на графиках видно также заметное отличие зависимости амплитуды ФП от параметров $B_{\max}$ и $V_{\max}$ в 23-м и 24-м циклах, наблюдаемое

в области больших значений магнитного поля и низких значений скорости СВ. По-видимому, для этой подгруппы событий частично сказывается не только влияние самих потоков из корональных дыр, но и дополнительное влияние низкоскоростных СМЕ, “замешанных в потоке”. Как известно, случаи совместного влияния корональных выбросов массы и потоков из корональных дыр нередки (см., например, Мелкумян и др. [2022] и ссылки в ней).

4. ВЫВОДЫ

В настоящей работе для солнечных циклов SC 23 и SC 24, а также максимумов этих циклов и минимума между ними, исследуются ФП, связанные с разными типами солнечных источников: а) корональными выбросами массы из активных областей, сопровождавшимися солнечными вспышками (группа СМЕ1); б) волоконными выбросами за пределами активных областей (группа СМЕ2); в) высокоскоростными потоками из корональных дыр (группа СН). Каждое ФП описывается набором параметров, включающим: амплитуду ФП (AF), количество солнечных пятен в день начала ФП (SSN), значения индукции ММП (Bb) и скорости СВ (Vb) за час до начала ФП, максимальные в течение ФП значения: почасового уменьшения плотности КЛ ($Dmin$), экваториальной анизотропии КЛ ($A_{хутах}$), индукции ММП ($Bmax$), скорости СВ ($Vmax$). Для оценки мощности межпланетных возмущений используется параметр $VmBm$; разница между характеристиками возмущенного и спокойного СВ оценивается параметрами dB и dV . Анализ ежегодных изменений параметров и статистический анализ данных, обеспеченный большим объемом используемого материала (801 событие), позволили сравнить ФП в разных группах событий в разные периоды СА. Полученные результаты могут служить надежной эмпирической базой для физической интерпретации феномена ФП. Основные выводы:

1. Число ФП, значения параметров и связи между ними зависят от фазы и цикла СА, которая проявляется по-разному для ФП, связанных с разными типами источников. Спорадические и рекуррентные ФП представлены в SC 23 (соответственно, 65 и 35%) и SC 24 (62 и 38%) примерно в одинаковых соотношениях.

2. Количество ФП в 24-м цикле, по сравнению с 23-м циклом, уменьшается вдвое в группе СМЕ1, не меняется в группе СМЕ2, и возрастает в группе СН. Ежегодное число ФП в группе СМЕ1 увеличивается с ростом числа солнечных пятен, а в группах СМЕ2 и СН от параметра SSN практически не зависит.

3. В SC 23 распределения параметров ФП имеют большие значения асимметрии и эксцесса и

“хвосты” в области высоких значений. Параметры dB и dV показывают большую разницу возмущенного и спокойного СВ в SC 23, а островершинное распределение параметра $VmBm$ — близкие мощности возмущений в SC 24.

4. Значения всех параметров ФП во всех группах событий, ожидаемо, выше в 23-м цикле, чем в 24-м (кроме $Dmin$ в СМЕ2 и СН). Превышение значений параметров в группе СМЕ1 над значениями в группе СМЕ2 также больше в SC 23, кроме параметра Bb , для которого оно значимо больше в SC 24.

5. Корреляции амплитуды ФП с параметром $VmBm$ сильные в группе СМЕ1 и значительные в группах СМЕ2 и СН, одинаковы для SC 23 и SC 24. Корреляции между параметрами dB и dV выше, чем между $Vmax$ и $Bmax$, в обоих циклах.

6. В группе СМЕ1, амплитуда ФП: (а) зависит сильнее от $Vmax$, слабее — от $Bmax$ и Vb в SC 23; (б) зависит сильнее от $Bmax$, слабее — от $Vmax$, и не зависит от характеристик спокойного СВ в SC 24. В этой группе, в SC 23 экваториальная анизотропия КЛ зависит от $Vmax$ и Vb и не зависит от величины ММП.

7. В группе СМЕ2, амплитуда ФП в обоих циклах определяется, в основном, параметром $Bmax$. В группе СН, в SC 23 зависимость AF от $Bmax$ сильнее, чем от $Vmax$, в то время как в SC 24 зависимость AF от $Bmax$ и $Vmax$ почти одинакова.

8. Модель множественной линейной регрессии хорошо описывает зависимость амплитуды ФП от параметров СВ для SC 23 в группах СМЕ1 и СМЕ2 и для SC 24 в группе СМЕ1.

5. БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарны коллективам мировой сети станций КЛ, обеспечивающим данные непрерывной регистрации нейтронной компоненты (http://cr0.izmiran.ru/ThankYou/Our_Acknowledgment.pdf); благодарим базу данных NMDB (www.nmdb.eu). Работа базируется на экспериментальных данных УНУ “Российская национальная сеть станций космических лучей” (сеть СКЛ).

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

М.А. Абунина, А.А. Абуни, А.В. Белов, Н.С. Шлык поддержаны грантом Российского научного фонда № 20-72-10023.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Абуни А.А., Абунина М.А., Белов А.В., Ерошенко Е.А., Оленева В.А., Янке В.Г. Форбуш-эффекты с внезапным и постепенным началом // Геомагнетизм и аэронавигация. Т. 52. № 3. С. 313–320. 2012.
- Белов А.В., Ерошенко Е.А., Янке Г.В., Оленева В.А., Абунина М.А., Абуни А.А. Метод глобальной съемки

- для мировой сети нейтронных мониторов // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 58. № 3. С. 374–389. 2018.
<https://doi.org/10.7868/S0016794018030082>
- Гущина Р.Т., Белов А.В., Ерошенко Е.А., Обридо В.Н., Паорис Е., Шельтинг Б.Д. Модуляция космических лучей на фазе роста солнечной активности 24-го цикла // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 54. № 4. С. 470–476. 2014.
<https://doi.org/10.7868/S0016794014040063>
- Крайнев М.Б., Калинин М.С., Аслам О.П.М., Нгобени М.Д., Потгитер М.С. О солнечных минимумах 20/21–24/25 и зависимости максимальной интенсивности галактических космических лучей от гелиосферных факторов // Изв. РАН. Сер. физическая. Т. 85. № 10. С. 1509–1512. 2021.
<https://doi.org/10.31857/S0367676521100197>
- Крымский Г.Ф., Кузьмин А.И., Кривошапкин П.А., Самсонов И.С., Скрипин Г.В., Транский И.А., Чирков Н.П. Космические лучи и солнечный ветер. Новосибирск: Наука, 224 с. 1981.
- Мелкумян А.А., Белов А.В., Абунина М.А., Абунин А.А., Ерошенко Е.А., Оленева В.А., Янке В.Г. Основные свойства форбуш-эффектов, связанных с высокоскоростными потоками из корональных дыр // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 58. № 2. С. 163–176. 2018а.
<https://doi.org/10.7868/S0016794018020025>
- Мелкумян А.А., Белов А.В., Абунина М.А., Абунин А.А., Ерошенко Е.А., Оленева В.А., Янке В.Г. Долгопериодные изменения количества и величины Форбуш-эффектов // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 58. № 5. С. 638–647. 2018б.
<https://doi.org/10.1134/S0016794018050103>
- Мелкумян А.А., Белов А.В., Абунина М.А., Абунин А.А., Ерошенко Е.А., Оленева В.А., Янке В.Г. Рекуррентные и спорадические Форбуш-понижения в 23-ем и 24-ом солнечных циклах // Солнечно-земная физика. Т. 5. № 1. С. 39–47. 2019.
<https://doi.org/10.12737/szf-51201904>
- Мелкумян А.А., Белов А.В., Абунина М.А., Шлык Н.С., Абунин А.А., Оленева В.А., Янке В.Г. Сходство и различие Форбуш-понижений, связанных с потоками из корональных дыр, волоконными выбросами и выбросами из активных областей // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 62. № 3. С. 283–301. 2022.
<https://doi.org/10.31857/S0016794022030117>
- Aslam O.P.M., Badruddin B. Study of cosmic-ray modulation during the recent unusual minimum and mini-maximum of solar cycle 24 // Solar Phys. V. 290. № 8. P. 2333–2353. 2015.
<https://doi.org/10.1007/s11207-015-0753-5>
- Belov A.V. Forbush effects and their connection with solar, interplanetary and geomagnetic phenomena / Proc. IAU Symposium. Eds. N. Gopalswamy, D.F. Webb. Cambridge: Cambridge University Press. V. 4. № S257. P. 439–450. 2008.
<https://doi.org/10.1017/S1743921309029676>
- Belov A.V., Eroshenko E.A., Oleneva V.A., Struminsky A.B., Yanke V.G. What determines the magnitude of Forbush decreases? // Adv. Space Res. V. 27. № 3. P. 625–630. 2001.
[https://doi.org/10.1016/S0273-1177\(01\)00095-3](https://doi.org/10.1016/S0273-1177(01)00095-3)
- Burlaga L., Sittler E., Mariani F., Schwenn R. Magnetic loop behind an interplanetary shock: Voyager, Helios, and IMP 8 observations // J. Geophys. Res. — Space. V. 86. № 8. P. 6673–6684. 1981.
<https://doi.org/10.1029/JA086iA08p06673>
- Cane H.V. Coronal mass ejections and Forbush decreases // Space Sci. Rev. V. 93. № 1–2. P. 55–77. 2000.
<https://doi.org/10.1023/A:1026532125747>
- Forbush S.E. On the effects in the cosmic-ray intensity observed during magnetic storms // Phys. Rev. V. 51. P. 1108–1109. 1937.
<https://doi.org/10.1103/PhysRev.51.1108.3>
- Gopalswamy N., Akiyama S., Yashiro S., Mäkelä P. Coronal mass ejections from sunspot and non-sunspot regions / Magnetic Coupling between the Interior and the Atmosphere of the Sun. Eds. S. Hasan, R. Rutter / Astrophysics and Space Science Proceedings. Berlin, Heidelberg: Springer. P. 289–307. 2010.
https://doi.org/10.1007/978-3-642-02859-5_24
- Gopalswamy N., Akiyama S., Yashiro S., Xie H., Mäkelä P., Michalek G. The mild space weather in solar cycle 24 / Proc. 14th International Ionospheric Effects Symposium on “Bridging the gap between applications and research involving ionospheric and space weather disciplines”. Alexandria, VA, 2015. P. 1–8. 2015.
<https://doi.org/10.48550/arXiv.1508.01603>
- Gopalswamy N., Akiyama S., Yashiro S., Michalek G., Xie H., Makelea P. Effect of the weakened heliosphere in solar cycle 24 on the properties of coronal mass ejections // J. Phys.: Conf. Ser. V. 1620. № 1. ID 012005. 2020.
<https://doi.org/10.48550/arXiv.1508.01603>
- Iucci N., Parisi M., Storini M. et al. Forbush decreases: origin and development in the interplanetary space // Nuovo Cimento C. V. 2. № 1. P. 1–52. 1979.
[https://doi.org/10.1016/0168-6545\(79\)90077-2](https://doi.org/10.1016/0168-6545(79)90077-2)
- King J.H., Papitashvili N.E. Solar wind spatial scales in and comparisons of hourly Wind and ACE plasma and magnetic field data // J. Geophys. Res. — Space. V. 110. № 2. ID A02104. 2005.
<https://doi.org/10.1029/2004JA010649>
- Lingri D., Mavromichalaki H., Belov A., Eroshenko E., Yanke V., Abunin A., Abunina M. Solar activity parameters and associated Forbush decreases during the minimum between cycles 23 and 24 and the ascending phase of cycle 24 // Solar Phys. V. 291. № 3. P. 1025–1041. 2016.
<https://doi.org/10.1007/s11207-016-0863-8>
- Lockwood J. A. Forbush decreases in the cosmic radiation // Space Sci. Revs. V. 12. № 5. P. 658–715. 1971.
<https://doi.org/10.1007/BF00173346>
- Matzka J., Stolle C., Yamazaki Y., Bronkalla O., Morschhauser A. The geomagnetic Kp index and derived indices of geomagnetic activity // Space Weather. V. 19. № 5. ID e2020SW002641. 2021.
<https://doi.org/10.1029/2020SW002641>
- Melkumyan A.A., Belov A.V., Abunina M.A., Shlyk N.S., Abunin A.A., Oleneva V.A., Yanke V.G. Forbush decreases associated with coronal mass ejections from active and non-active regions: statistical comparison // Mon. Not. R. Astron. Soc. V. 515. № 3. P. 4430–4444. 2022a.
<https://doi.org/10.1093/mnras/stac2017>
- Melkumyan A.A., Belov A.V., Abunina M.A., Shlyk N.S., Abunin A.A., Oleneva V.A., Yanke V.G. Development of Forbush decreases associated with coronal ejections from active regions and non-active regions // Geomagn. Aeronomy.

- V. 22. Suppl. 1. P. S40–S53. 2022b.
<https://doi.org/10.1134/S0016793222600394>
- *Paouris E., Mavromichalaki H., Belov A., Gushchina R., Yanke V.* Galactic cosmic ray modulation and the last solar minimum // *Solar Phys.* V. 280. № 1. P. 255–271. 2012.
<https://doi.org/10.1007/s11207-012-0051-4>
- *Parker E.N.* Interplanetary dynamical processes. N.Y.: Interscience Publishers, 272 p. 1963.
- *Patel B.D., Joshi B., Cho K.-S., Kim R.-S., Moon Y.-J.* Near-earth interplanetary coronal mass ejections and their association with DH type II radio bursts during solar cycles 23 and 24 // *Solar Phys.* V. 297. № 10. ID 139. 2022.
<https://doi.org/10.1007/s11207-022-02073-7>
- *Richardson I.G.* Energetic particles and corotating interaction regions in the solar wind // *Space Sci. Rev.* V. 111. № 3. P. 267–376. 2004.
<https://doi.org/10.1023/B:SPAC.0000032689.52830.3e>
- *Shi X., Fu H., Huang Z., Ma C., Xia L.* The Solar Cycle Dependence of In Situ Properties of Two Types of Interplanetary CMEs during 1999–2020 // *Astrophys. J.* V. 940. № 2. ID 103. 2022.
<https://doi.org/10.3847/1538-4357/ac9b20>
- *Thakur N.* Smaller Forbush decreases in solar cycle 24: Effect of the weak CME field strength? / American Geophysical Union, Fall Meeting 2015. ID SH23A-2428. 2015.
- *Yermolaev Yu.I., Lodkina I.G., Khokhlachev A.A. et al.* Drop of solar wind at the end of the 20th century // *J. Geophys. Res. – Space.* V. 126. № 9. ID e29618. 2021.
<https://doi.org/10.1029/2021JA029618>
- *Yermolaev Yu.I., Lodkina I.G., Khokhlachev A.A. et al.* Dynamics of large-scale solar-wind streams obtained by the Double Superposed Epoch Analysis: 5. Influence of the solar activity decrease // *Universe.* V. 8. № 9. ID 472. 2022.
<https://doi.org/10.3390/universe8090472>

ЭМПИРИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ОЦЕНКИ СКОРОСТЕЙ И ЗАПАЗДЫВАНИЙ МЕЖПЛАНЕТНЫХ КОРОНАЛЬНЫХ ВЫБРОСОВ МАССЫ

© 2023 г. Н. С. Шлык¹, *, А. В. Белов¹, М. А. Абунина¹, А. А. Абунин¹

¹Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН (ИЗМИРАН), Москва, Троицк, Россия

*e-mail: nshlyk@izmiran.ru

Поступила в редакцию 21.02.2023 г.

После доработки 05.04.2023 г.

Принята к публикации 25.05.2023 г.

Исследуется поведение скорости межпланетных корональных выбросов массы в зависимости от геолодологии источника (ассоциированной солнечной вспышки), начальной скорости выброса и скорости фонового солнечного ветра. В основе моделирования лежат данные о 364 выбросах солнечного вещества, сопровождавшихся вспышками и наблюдавшихся в коронографе SOHO/LASCO, межпланетные аналоги которых были впоследствии зарегистрированы у Земли в период с 1995 по 2021 гг. Описана модель, позволяющая оценивать транзитную и максимальную скорости соответствующего межпланетного возмущения, а также время его прибытия к Земле. Средняя абсолютная ошибка оценки времени распространения межпланетных корональных выбросов массы для рассмотренных 364 событий составляет 11.5 ч, а средняя относительная ошибка — 16.5%.

DOI: 10.31857/S0016794023600175, EDN: GRVODM

1. ВВЕДЕНИЕ

Корональные выбросы массы (КВМ) представляют собой типичные проявления солнечной активности, которые приводят к образованию межпланетных возмущений, оказывающих влияние, в том числе, и на Землю. Они часто становятся причиной развития геомагнитных бурь [Gosling et al., 1990; Tsurutani and Gonzalez, 1997; Zhang et al., 2003], и поэтому оценка скорости и времени распространения межпланетных возмущений, вызванных КВМ, является важным аспектом точного прогнозирования космической погоды.

Существует множество работ, посвященных исследованию самых разных свойств КВМ, начиная от изучения их солнечных источников и причин возникновения, эволюции в солнечной короне и заканчивая условиями распространения соответствующих возмущений в межпланетном пространстве и последствиями их прибытия к Земле [Gopalswamy et al., 2000; Webb and Howard, 2012; Zhang et al., 2021 и др.]. С появлением коронографов стала активно развиваться теория КВМ [Gosling et al., 1976; Lindsay et al., 1999; Yashiro et al., 2005 и др.]. Различные авторы указали на существование проекционных эффектов у коронографов, которые мешают точному определению скоростей и/или размеров КВМ особенно для центральных событий, и описали методы их коррекции [Vršnak et al., 2007; Temmer et al., 2009;

Paouris et al., 2021]. По данным коронографов были оценены размеры, массы и скорости различных КВМ, составлены каталоги КВМ и их межпланетных аналогов (МКВМ) и уточнены многие их свойства [Michalek et al., 2003; Richardson and Cane, 2010; Gopalswamy et al., 2010; Hess and Zhang, 2017; Lamy et al., 2019 и др.].

Правильная оценка скоростей распространения МКВМ осложняется из-за наличия взаимодействия со спокойным солнечным ветром (СВ). Gopalswamy et al. [2000], например, описали эффективное ускорение, действующее на МКВМ со стороны фонового СВ. В работах Cane et al. [2000] и Wang et al. [2002] показано, что транзитные скорости МКВМ, регистрируемые на Земле, лишь слабо коррелируют с начальными скоростями соответствующих КВМ. Возможное объяснение этому — существование взаимодействия с другими крупномасштабными возмущениями СВ: например, высокоскоростными потоками из корональных дыр или другими МКВМ [Gopalswamy, 2008; Lugaz et al., 2017; Шлык и др., 2021].

На данный момент разработано много разных моделей распространения МКВМ, учитывающие самые разные факторы: положение солнечного источника, начальная скорость и ширина КВМ, скорость фонового СВ, наличие других возмущений СВ и т.д. Среди них, например, магнитогидродинамические (МГД) модели распространения

возмущений СВ *WSA–ENLIL Solar Wind Prediction* (<https://www.swpc.noaa.gov/products/wsa-enlil-solar-wind-prediction>), или *ISWA Model* (<https://iswa.gsfc.nasa.gov/IswaSystemWebApp/>), а также другие сложные теоретические МГД-модели, описанные в работах Odstreil [2003], Feng et al. [2010], Shen et al. [2007], Davies et al. [2012]; эмпирические и полуэмпирические модели *Graduated Cylindrical Shell (GCS) model* [Thernisien, 2011], *Effective Acceleration Model (EAM)* [Paouris and Mavromichalaki, 2017], *Drag-Based Ensemble Model (DBEM)* [Vršnak et al., 2013; Čalogović et al., 2021], модель Центра данных оперативного космического мониторинга МГУ (*SMDC*) [Shugay et al., 2022].

Время прибытия межпланетных возмущений к Земле может быть довольно точно оценено вышеупомянутыми аналитическими моделями. Например, Riley et al. [2018] показали, что существующие модели способны предсказать прибытие ударной волны от МКВМ с точностью ± 10 ч, однако они требуют большого количества входных параметров, значительных вычислительных мощностей и времени, и эти данные далеко не всегда оперативно доступны.

Наша группа постаралась максимально использовать солнечные данные, которые сопровождают генерацию КВМ (начальная скорость КВМ, оцененная по коронографу, и долгота его источника на солнечном диске), чтобы как можно более заблаговременно и точно оценивать скорость соответствующего МКВМ на пути от Солнца к Земле. Созданная нами эмпирическая модель (на основе данных о 288 КВМ, ассоциированных с солнечными вспышками за 1995–2020 гг.) подробно описана в работе Belov et al. [2022], дает возможность мгновенно оценить транзитную скорость, максимальную скорость во время прибытия к Земле и запаздывание для соответствующего МКВМ. Средняя ошибка определения времени распространения до Земли для рассмотренных событий оказалась равной 13.6 ч.

Однако существуют перспективы для улучшения вышеупомянутой модели. Цель настоящей работы — разработка усовершенствованной эмпирической модели оценки скоростей (транзитной и максимальной) и запаздывания МКВМ за счет расширения статистики событий, уточнения их характеристик и включения дополнительных входных параметров.

2. ДАННЫЕ И МЕТОДЫ

Для исследования различных параметров КВМ использовались данные, собранные в онлайн-каталоге (https://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/). Данные по МКВМ, достигшим Землю, собраны в базе данных Форбуш-эффектов и межпланетных возмущений (*Forbush Effects and Interplanetary Dis-*

turbances (FEID), (<https://tools.izmiran.ru/aid/>), созданной в ИЗМИРАН. В базе данных FEID содержатся различные характеристики межпланетной среды (скорость, температура, плотность СВ, величина межпланетного магнитного поля (ММП), плазменная бета и др.), космических лучей и геомагнитной активности во время различных межпланетных возмущений; сделаны привязки многих из этих возмущений к солнечным источникам (указаны параметры родительских вспышек, эрупций волокон и пр.); рассчитаны различные сопутствующие параметры. Параметры СВ и ММП взяты из базы данных OMNI (<https://omniweb.gsfc.nasa.gov/>), список ударных волн — <http://isgi.unistra.fr/datadownload.php>, вспышек — <https://www.ngdc.noaa.gov/stp/space-weather/solar-data/solar-features/solar-flares/x-rays/goes/xrs/>.

Из базы данных FEID мы выбирали события, вызванные приходом к Земле МКВМ, для которых есть уверенная привязка к солнечной вспышке, и соответствующий КВМ был виден в коронографе. Всего таких событий получилось 364, причем охвачен длительный период времени с 1995 по 2021 гг. Отметим, что межпланетных возмущений, привязанных к солнечным источникам в FEID, значительно больше, но мы не использовали те из них, которые были соотнесены с солнечными источниками с малой степенью уверенности или по которым, например, не было данных коронографа.

Полный каталог 364 исследуемых событий, содержащий как характеристики КВМ, так и характеристики вызванных ими межпланетных возмущений, зарегистрированных впоследствии у Земли, доступен по ссылке (http://spaceweather.izmiran.ru/papers/2023/ICME_catalogue.pdf).

3. ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

В предыдущей работе [Belov et al., 2022] были использованы лишь два входных параметра — синус абсолютной гелиодолготы источника и начальная скорость КВМ, однако, очевидно, что учет скорости фонового СВ также важен, поскольку возможны различные сценарии взаимодействия с ним распространяющегося МКВМ: медленные выбросы могут ускоряться, а быстрые, наоборот, замедляться. На рис. 1 приведено распределение величин транзитных скоростей МКВМ (V_{tr}) и скорости фонового СВ (V_a , за час до регистрации МКВМ у Земли). Хорошо видно, что величины скорости фонового СВ имеют гораздо более узкие интервалы изменения (от 263 до 970 км/с), а транзитные скорости МКВМ от события к событию могут меняться более, чем в 7 раз (от 286 до 2109 км/с).

Стоит отметить, что значение фоновой скорости СВ точно не известно на момент прогнозиро-

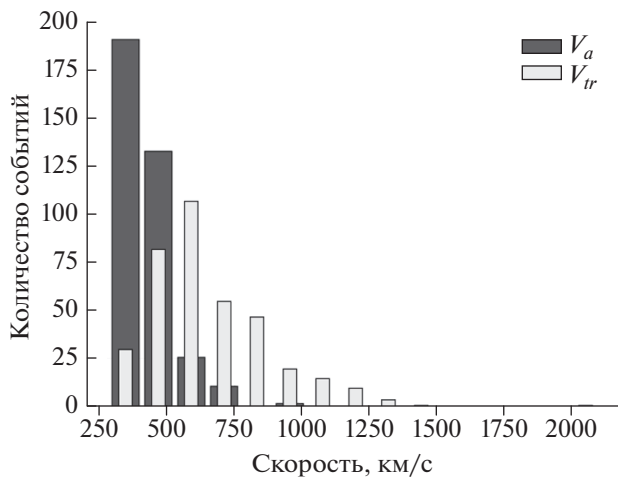


Рис. 1. Распределение величин транзитных скоростей МКВМ (V_{tr}) и скорости фонового СВ (V_a , за час до регистрации МКВМ у Земли).

вания прихода МКВМ к Земле. Однако эти значения хорошо прогнозируются, поскольку значения скорости СВ, как правило, мало меняются в течение нескольких дней. На рис. 2 приведена автокорреляция среднесуточных значений скорости СВ в течение двух месяцев (точки получены усреднением данных за период 2007–2010 гг.). Видно, что эти значения в первые 3–4 дня (обычно этого промежутка достаточно для достижения МКВМ орбиты Земли) меняются день ото дня плавно, а возможный рост скорости фонового СВ (например, из-за воздействия высокоскоростного потока из корональной дыры) прогнозируется довольно точно, учитывая существование выраженной 27-дневной повторяемости.

Таким образом, основными входными параметрами для обновленной эмпирической модели оценки скоростей и запаздываний МКВМ были выбраны:

- начальная линейная скорость КВМ, рассчитанная по данным коронографа SOHO/LASCO — V_0 ;
- синус абсолютной гелиодолготы, ассоциированной с КВМ солнечной вспышки — $\sin \varphi$;
- скорость фонового СВ за час до регистрации соответствующего МКВМ у Земли — V_a .

На рис. 3 приведено распределение начальных скоростей КВМ (V_0), вошедших в исследуемую выборку, в зависимости от синуса абсолютной величины долготы ассоциированной вспышки — $\sin \varphi$. Распределение оказывается довольно равномерным, несмотря на то, что событий с центральными источниками значительно больше, чем лимбовых. Это не должно удивлять, поскольку такие возмущения просто реже доходят до Земли и реже регистрируются. Можно заметить, что существует некий излом распределения в районе $\sin \varphi = 0.7$: среднее значение V_0 для событий с долготами $\varphi > 45^\circ$ составило 1291 ± 73 км/с, а для событий с $\varphi \leq 45^\circ$ всего 852 ± 27 км/с. Это свидетельствует о том, что с более далеких гелиодолгот к Земле приходят межпланетные возмущения только от наиболее быстрых и мощных КВМ, причем в некоторых случаях (13 событий с $\varphi = 90^\circ$) были зарегистрированы лишь ударные волны, тело выброса миновало Землю.

Следует отметить, что в некоторых случаях (для 12 событий) значения начальной скорости были скорректированы: для части медленных вы-

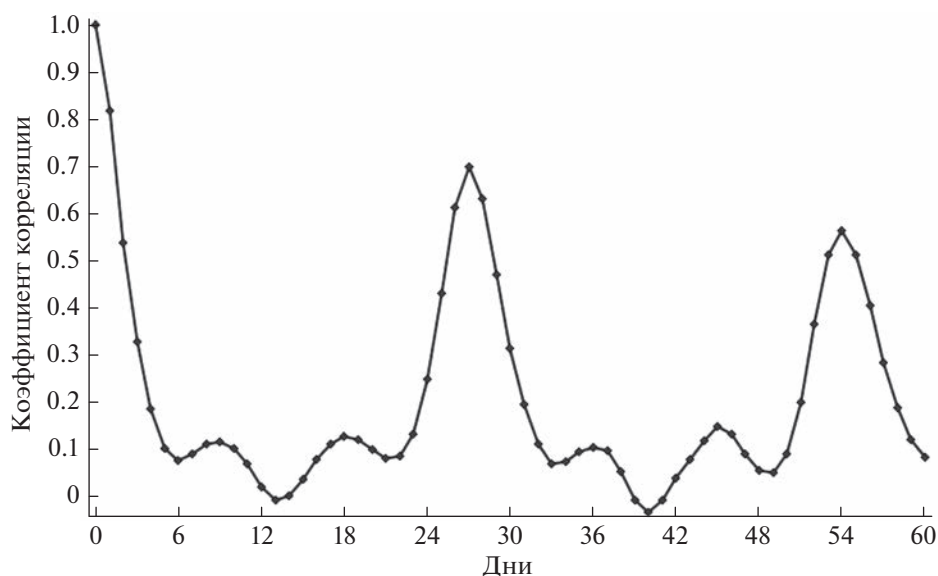


Рис. 2. Автокорреляция среднесуточных значений скорости СВ за период 2007–2010 гг.

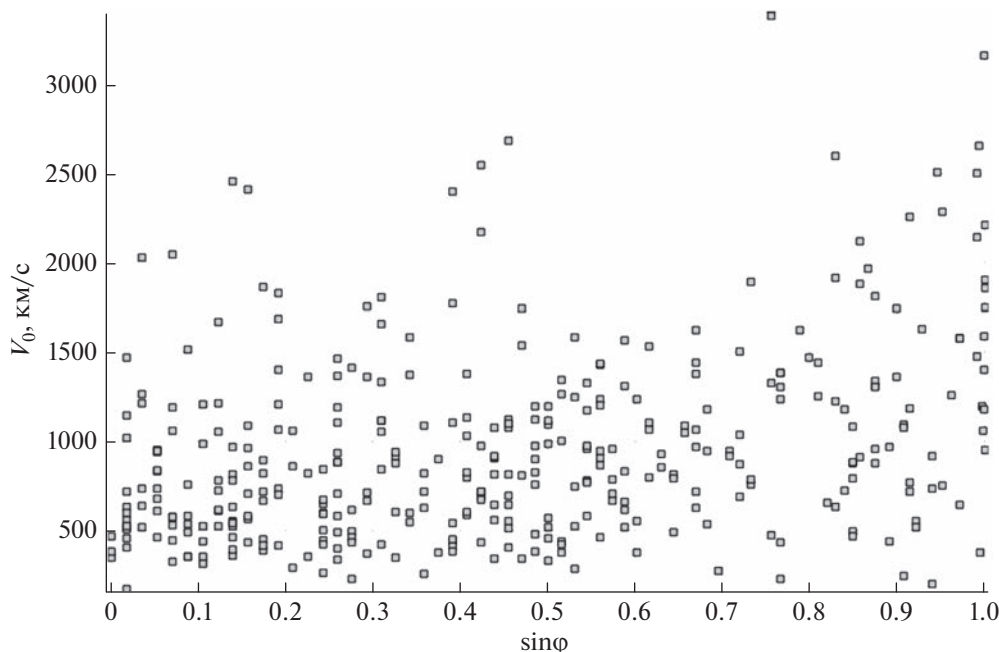


Рис. 3. Распределение начальных скоростей (V_0) и синусов абсолютной долготы солнечного источника ($\sin \varphi$) для 364 КВМ, используемых в исследовании.

бросов в используемом каталоге (https://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/) было указано, что их скорость на высоте 20 радиусов Солнца значительно больше, чем в начале. Поэтому, чтобы учесть нетипичное поведение этих КВМ, очевидно связанное с дополнительным ускорением по мере подъема в солнечной короне, мы решили в этих редких случаях использовать в качестве начальной “скорость второго порядка, рассчитанную на конечной высоте”, приведенную в том же каталоге.

На рис. 4 показано распределение начальных, фоновых и транзитных скоростей для исследуемых 364 событий, при этом изменение цвета точек от черного к белому соответствует изменению величин транзитной скорости от 300 до >1000 км/с.

Естественно ожидать, что в некоторых событиях ожидаемая транзитная скорость и время распространения МКВМ будут близки к ранее наблюдавшимся событиям с аналогичными входными данными, а именно V_0 , $\sin \varphi$, V_a . Это означает, что мы можем использовать уже имеющиеся в нашей базе данных события для определения ожидаемой транзитной скорости и запаздывания для нового события, усредняя имеющуюся информацию в окрестности исследуемой точки. При этом учитывается вклад всех 364 точек, но так, чтобы ближайшие точки имели наибольший вес. Тогда величину ожидаемой транзитной скорости можно рассчитать следующим образом:

$$V_{tr} = \frac{\sum_{i=1}^N V_i w_i}{\sum_{i=1}^N w_i}, \quad (1)$$

где V_i — транзитная скорость i -го события в окрестности; w_i — вес i -го события в окрестности, $N = 364$.

При этом вес i -го события определяется как:

$$\begin{cases} w_i = \frac{s_0^2}{s_v^2 + s_p^2 + s_a^2 + s_0^2}, \text{ для } s_v \leq s_{vc}, \\ |s_p| \leq s_{pc}, \quad s_a \leq s_{ac}, \quad s_0 = s_{0c} \\ w_i = \left(\frac{s_0^2}{s_v^2 + s_p^2 + s_a^2 + s_0^2} \right)^2 \\ \text{для всех других значений } s_v, s_p, s_a, \end{cases} \quad (2)$$

где $s_v = \left| 1 - \frac{V_0}{V_{0i}} \right|$; $s_p = (\sin p - \sin \varphi_i)$; $\sin p$ — синус абсолютного значения гелиодолготы исследуемого события; V_0 — начальная скорость КВМ исследуемого события; $\sin \varphi_i$ и V_{0i} — синус абсолютного значения гелиодолготы ассоциированной вспышки и начальная скорость i -го события в окрестности; $s_a = \left| 1 - \frac{V_a}{V_{ai}} \right|$; V_a — скорость фонового СВ в исследуемом событии; V_{ai} — фоновая скорость СВ

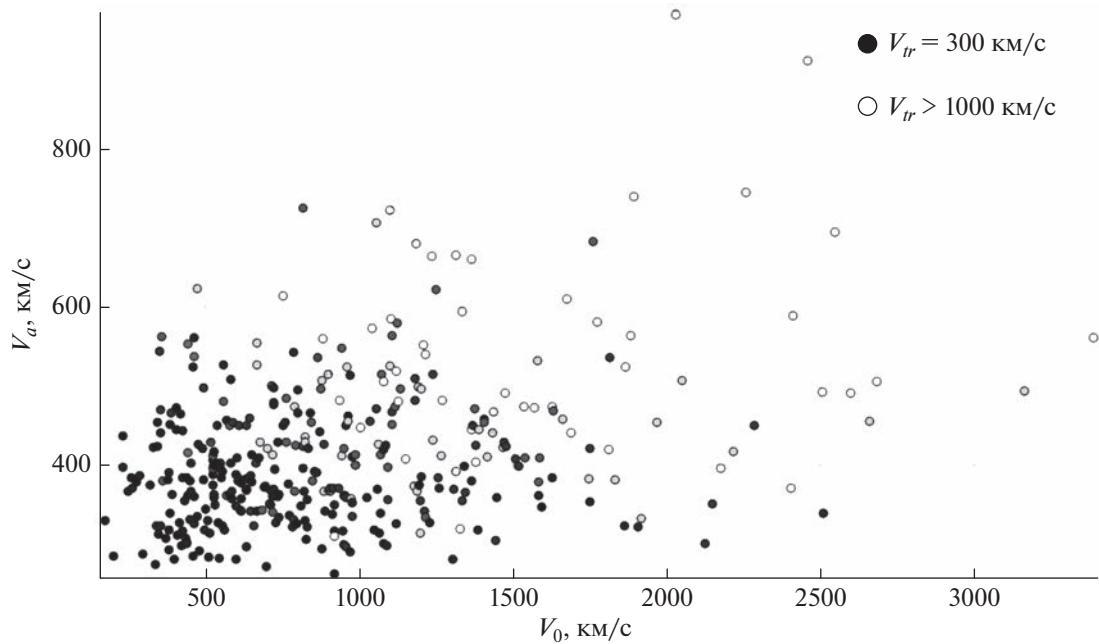


Рис. 4. Распределение начальных (V_0 , ось X), фоновых (V_a , ось Y) и транзитных скоростей (V_{tr} , изменение цвета от черного к белому соответствует изменению величин транзитной скорости от 300 до >1000 км/с) для исследуемых 364 событий.

для i -го события в окрестности; s_0 — задаваемая вручную величина, определяющая ближайшую окрестность, в которой веса меняются незначительно.

Значения величин $s_{vc}, s_{pc}, s_{ac}, s_{0c}$ изменяются в зависимости от начальных скоростей КВМ. Подбор значений $s_{vc}, s_{pc}, s_{ac}, s_{0c}$ и граничных условий для V_0 был осуществлен исходя из достижения минимальных значений отклонения модельных величин транзитной скорости и времени от реально наблюдаемых в исследуемых 364 событиях. В табл. 1 представлены найденные условия и соответствующие им значения.

Ошибки скорости считаются аналогичным образом, как и сами транзитные скорости (с учетом веса), но вместо значения скоростей используются разности их прогнозируемого и наблюдаемого значения (по абсолютной величине).

Для равномерно расположенных по V_0 (с шагом 50 км/с) и V_a (с шагом 20 км/с) узлов были рассчитаны матрицы ожидаемых значений тран-

зитной скорости по формуле (1) и запаздывания МКВМ по формуле (3):

$$T_{tr} = \frac{1AU}{V_{tr}}. \quad (3)$$

Для более наглядной демонстрации данных мы воспользовались контурным представлением ожидаемых транзитных величин, построенным на основе вычисленных матриц. На рис. 5 приведена связь ожидаемого времени прибытия межпланетного возмущения к Земле (T_{tr}) со значениями начальной скорости соответствующего КВМ (ось X) и фоновой скорости СВ (ось Y), более темными цветами обозначены меньшие запаздывания (числа, указанные на соответствующих изолиниях). Например, для КВМ с начальной скоростью 1500 км/с при фоновой скорости 400 км/с ожидаемое время прибытия составляет ~60 ч, а для начальной скорости 500 км/с оно увеличивается до 80 ч. Также влияние оказывает и изменение фоновой скорости.

Таблица 1. Граничные условия и значения коэффициентов, используемых при расчете веса события по формуле (2)

Условия/значения	s_{vc}	s_{pc}	s_{ac}	s_{0c}
$V_0 < 450$ км/с	0.25	0.4	0.1	0.06
$450 \leq V_0 \leq 800$ км/с	0.4	0.2	0.2	0.08
$V_0 > 800$ км/с	0.4	0.4	0.2	0.06

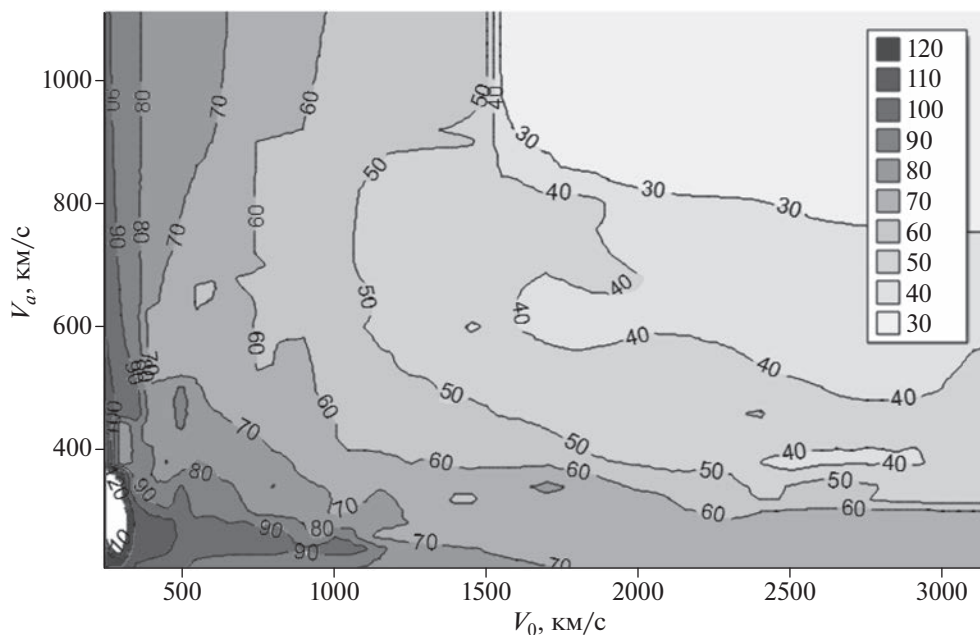


Рис. 5. Связь ожидаемого запаздывания МКВМ (T_{tr}) с начальной скоростью соответствующего КВМ (ось X) и скоростью фонового СВ (ось Y). Различным цветом обозначена градация ожидаемого транзитного времени по величине (в часах).

Нами также были получены зависимости ожидаемых транзитных скоростей (V_{tr} , ось Y) от начальной скорости КВМ (разные кривые) и долготы ассоциированной с ним вспышки (ось X) при заданной скорости фонового СВ (для примера взято значение $V_a = 400$ км/с). По рис. 6 можно определить ожидаемые значения: например, для КВМ с начальной скоростью порядка 700 км/с ожидаемая транзитная скорость составляет ~ 600 км/с, а для аналогичного КВМ с далеким по долготе источником ($>50^\circ$) — получаем менее 550 км/с.

4. ВЕРИФИКАЦИЯ И ПРИМЕНЕНИЕ МОДЕЛИ

Мы имеем возможность для любой долготы, начальной и фоновой скоростей посчитать ожидаемую транзитную скорость, в частности, сделать это для тех событий, которые послужили основной выборкой для проведенного анализа. На рис. 7 представлены графики зависимости реально наблюдаемой скорости в исследуемых событиях и скорости, рассчитанной по модели (при условии исключения из расчета самой исследуемой точки). Даже если не вводить никаких ограничений, коэффициент корреляции для полной выборки (364 события) составляет $cc = 0.82 \pm 0.03$, что уже является хорошим результатом. При рассмотрении только сравнительно центральных событий корреляция улучшается, а для узкого центрального диапазона долгот ($\phi \leq 10^\circ$), КВМ из которых с наибольшей вероятностью ре-

гистрируются на Земле и представляют наибольшую опасность с точки зрения неблагоприятной космической погоды, для 88 событий получаем $cc = 0.90 \pm 0.02$.

Отметим также, что разработанная модель уже применяется в повседневной деятельности Центра прогнозов космической погоды ИЗМИРАН (<http://spaceweather.izmiran.ru/>). На рис. 8 представлен скриншот рабочей версии используемой программы для расчета транзитной и максимальной скоростей МКВМ, а также запаздывания, в основе которой лежит описанная выше модель. В левые окошки вносятся начальная скорость КВМ, фоновая скорость СВ и абсолютная гелиодолгота ассоциированной вспышки. В средних окошках программа выдает полученные в результате моделирования значения (с ошибками) транзитных скорости и времени соответствующего МКВМ, а также его максимальную скорость у Земли. Правые окошки отражают 95%-й квартиль значений тех же расчетных величин.

Следует отметить, что оценка максимальной скорости, регистрируемой в событии у Земли, проводится на основе линейной регрессии значений двух скоростей: максимальная скорость в событиях исследуемой выборки очень хорошо коррелирует с транзитной скоростью ($cc = 0.89 \pm 0.02$), поэтому проводимые оценки следует считать достоверными. Это важно, поскольку оценка именно максимальной скорости в событии необходима для более точного прогнозирова-

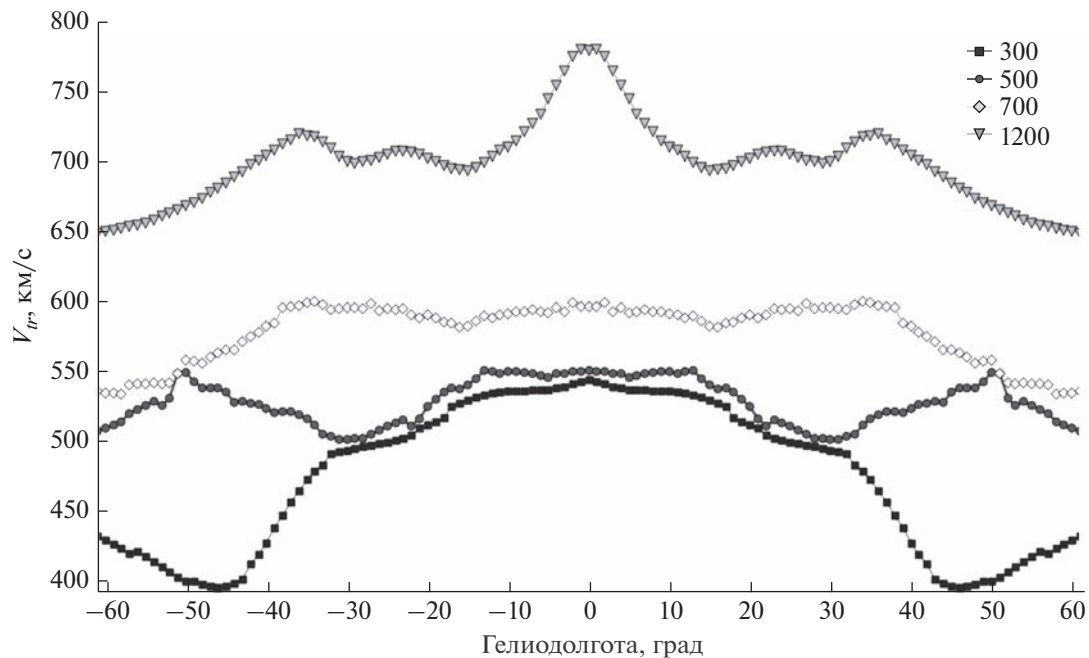


Рис. 6. Зависимость ожидаемых значений транзитной скорости (ось Y) от долготы родительской вспышки (ось X) и начальной скорости КВМ в км/с (кривые).

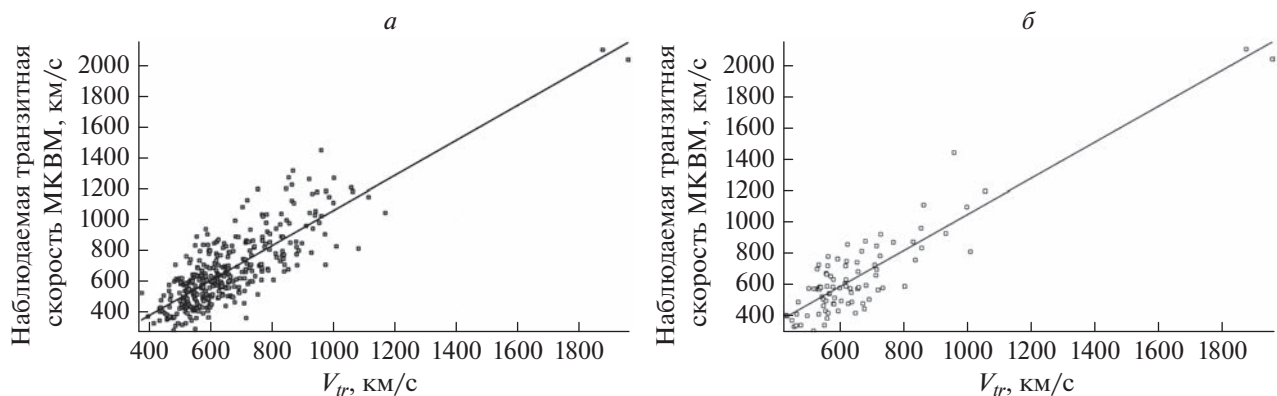


Рис. 7. Связь реально наблюдаемой транзитной скорости в исследуемых событиях и скорости, рассчитанной по модели *а)* для всех 364 событий; *б)* для 88 событий центральной долготной зоны ($\varphi \leq 10^\circ$).

ния состояния космической погоды и величины возмущений в магнитосфере Земли.

На рис. 9 приведено распределение величин ошибки определения запаздывания МКВМ (положительные отклонения соответствуют задержке регистрации межпланетных возмущений по сравнению с прогнозом, а отрицательные, наоборот, дают события, в которых они были зарегистрированы раньше, чем ожидалось). Из гистограммы видно, что около 50% событий имеют ошибку в пределах ± 10 ч, а средняя абсолютная ошибка оценки времени прибытия составляет 11.5 ч. Для высокоскоростных центральных собы-

тий ($V_0 > 800$ км/с и $\varphi \leq 10^\circ$) это значение снижается до 8.6 ч.

Для сравнения отметим, что МГД-модели дают результаты с абсолютными ошибками 7 ч (<https://iswa.gsfc.nasa.gov/IswaSystemWebApp/>). Наши результаты более уместно сравнивать с другим типом моделей (эмпирическими или полуэмпирическими), эти модели имеют существенно большие погрешности: 14.5 ч (*DBEM*), 18.6 ч (*EAM*) или 20.8 ч (*SMDC*), поэтому использование нашей модели вполне оправдано.

Кроме того, полезно рассмотреть относительные величины ошибок определения времени

Прогнозирование средней скорости

Скорость КВМ км/с

Фоновая скорость км/с

Гелиодолгота град

Транзитная скорость, км/с

95%

Запаздывание, ч

Максимальная скорость, км/с

Рис. 8. Скриншот программы для расчета скоростей и запаздывания МКВМ, в основе которой лежит описанная модель.

распространения МКВМ, поскольку величина ошибки в часах не во всех случаях дает правильное представление о ситуации. Например, если транзитное время некоторого межпланетного возмущения составляет 100 ч, то ошибка в ± 10 ч совершенно не критична, а если МКВМ относится к высокоскоростным, и время его распространения до Земли составляет 30–40 ч, то такое значение ошибки нельзя считать хорошим. Среднее

значение относительной ошибки для нашей модели составило 16.5%, поэтому оценки можно считать достаточно надежными как для быстрых, так и медленных МКВМ.

Приведем также примеры нескольких событий 2022 г., которые не вошли в исследуемую выборку, но представляли интерес для проверки нашей модели, поскольку имели разные начальные скорости и долготы солнечных источников и распространялись в отличающихся условиях межпланетной среды.

28 марта 2022 г. в 10:58 UT произошла вспышка класса M4.0 (N14W04), за которой в 12:00 UT последовала регистрация КВМ типа гало с начальной скоростью 702 км/с. У орбиты Земли приход соответствующего межпланетного возмущения был отмечен регистрацией ударной волны 31 марта в 01:41 UT. По оценкам нашей модели запаздывание для этого МКВМ (при выбранной скорости фонового СВ 400 км/с, поскольку в следующие 3 дня роста скорости СВ из-за других межпланетных возмущений не ожидалось) составляло 69 ч, т.е. время прибытия к Земле — 31 марта в 08:00 UT. Значение ожидаемой максимальной скорости составляло ~ 500 км/с. Таким образом, ошибка определения транзитного времени в этом событии составила менее 7 ч, а значение максимальной скорости, зарегистрированной в этом

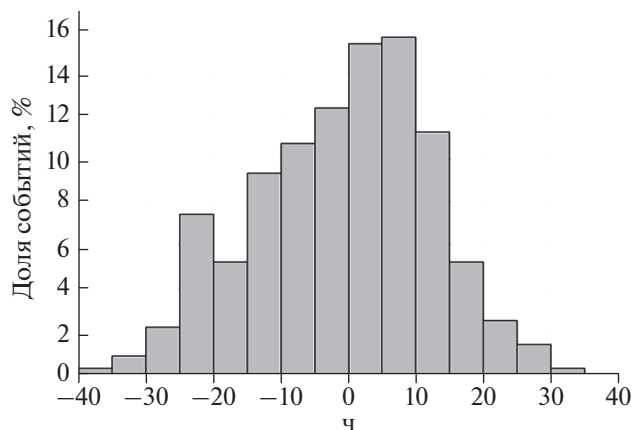


Рис. 9. Гистограмма величин ошибок определения запаздывания МКВМ для исследуемых 364 событий.

событии, было ~ 560 км/с, поэтому наши оценки можно считать достаточно надежными.

Два дня спустя первого упомянутого события, 30 марта 2022 г. в 17:21 UT на Солнце произошла еще одна большая вспышка класса X1.3 (N13W31), и в 18:00 UT было зарегистрировано КВМ с начальной скоростью 641 км/с. По оценкам нашей модели соответствующее межпланетное возмущение должно было достигнуть Земли 02 апреля около 07:00 UT с максимальной скоростью ~ 550 км/с (при условии, что скорость фоновой СВ из-за предыдущего межпланетного возмущения была повышенной, 500 км/с). Регистрация ударной волны произошла 02 апреля в 00:19 UT, а максимальная скорость составила ~ 580 км/с. Т.е. в этом событии ошибка определения запаздывания МКВМ оказалась около 7 ч, и оценка максимальной скорости была вполне приемлемой.

Интересно также рассмотреть солнечное событие 13 июня 2022 г.: на Солнце в 02:58 UT была зарегистрирована вспышка класса M3.4 и в 03:12 UT ассоциированный с ней КВМ типа гало имел начальную скорость 1150 км/с. При этом двумя днями ранее центральный солнечный меридиан начала пересекать довольно протяженная трансекуatorialная корональная дыра, высокоскоростной поток из которой впоследствии воздействовал на околоземное космическое пространство 15–17 июня. По оценкам нашей модели (при выбранной фоновой скорости СВ, равной 550 км/с с учетом воздействия упомянутого высокоскоростного потока) соответствующее МКВМ должно было быть зарегистрировано у Земли спустя 52 ч, т.е. 15 июня около 07:00 UT с максимальной скоростью ~ 630 км/с. Регистрация межпланетного возмущения произошла 15 июня около 05:00 UT, максимальная скорость в событии составила ~ 610 км/с, поэтому можно заключить, что наши оценки были верны и в этом случае.

5. ОСНОВНЫЕ ВЫВОДЫ

Было рассмотрено и проанализировано 364 КВМ, ассоциированных с солнечными вспышками и зарегистрированных на коронографе SOHO/LASCO, межпланетные возмущения от которых впоследствии наблюдались в околоземном космическом пространстве.

Установлено, что величины транзитной скорости и запаздывания МКВМ зависят от начальной скорости соответствующего КВМ, абсолютной долготы ассоциированной солнечной вспышки, а также скорости фоновой СВ. Обсуждены поправки к начальным значениям скорости медленных событий и возможности оценки значений фоновой скорости СВ. Показано, что транзитная скорость МКВМ в исследуемой выборке тесно

связана с максимальной скоростью, регистрируемой у Земли.

На основе установленных закономерностей создана модель, которая позволяет оценить транзитную и максимальную скорости МКВМ, а также время прибытия его к Земле. Разработанная модель успешно применяется в прогнозировании состояния космической погоды.

В дальнейшем планируется расширить статистику, используемую в модели, провести работу по повышению качества проводимых оценок, добавить возможность прогнозирования ожидаемого уровня геомагнитной активности. Кроме того, стоит более внимательно рассмотреть события в разные фазы солнечного цикла, поскольку изменение состояния гелиосферы оказывает значительное влияние на распространение межпланетных возмущений. Также планируется совместить созданную модель с моделью вероятности прихода МКВМ, что улучшит наши оценки для событий с большими долготами солнечных источников.

Отметим еще раз, что все полученные результаты относятся не ко всем КВМ, а только к тем, которые были достоверно идентифицированы по коронографическим данным, и соответствующие им МКВМ достигли Земли. Но, тем не менее, возможно и более широкое применение нашей модели, например, для решения обратной задачи: оценки начальных скоростей КВМ по зарегистрированным временам запаздывания, для случаев, когда данные коронографа отсутствовали или были недостоверны.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Н.С. Шлык, А.В. Белов, М.А. Абунина и А.А. Абунин поддержаны грантом Российского научного фонда № 20-72-10023.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Шлык Н.С., Белов А.В., Абунина М.А., Абунин А.А., Оленева В.А., Янке В.Г. Влияние взаимодействующих возмущений солнечного ветра на вариации галактических космических лучей // Геомагнетизм и аэронавигация. Т. 61. № 6. С. 694–703. 2021. <https://doi.org/10.31857/S0016794021060134>
- Belov A., Shlyk N., Abunina M., Abunin A., Papaioannou A. Estimating the transit speed and time of arrival of interplanetary coronal mass ejections using CME and solar flare data // Universe. V. 8. I. 6. Article ID 327. 2022. <https://doi.org/10.3390/universe8060327>
- Čalogović J., Dumbović M., Vršnak B., Sudar D., Martinić K., Temmer M., Veronig A. Probabilistic Drag-Based Ensemble Model (DBEM) evaluation for heliospheric propagation of CMEs // Solar Phys. V. 296. Article ID 114. 2021. <https://doi.org/10.1007/s11207-021-01859-5>
- Cane H.V., Richardson I.G., St. Cyr O.C. Coronal mass ejections, interplanetary ejecta and geomagnetic storms // Geophys. Res. Lett. V. 27. № 21. P. 3591–3594. 2000.

- Davies J.A., Harrison R.A., Perry C.H. et al. A self-similar expansion model for use in solar wind transient propagation studies // *Astrophys. J.* V. 750. № 1. Article ID 23. 2012. <https://doi.org/10.1088/0004-637X/750/1/23>
- Feng X., Yang L., Xiang C., Wu S.T., Zhou Y., Zhong D. Three-dimensional Solar WIND modeling from the Sun to Earth by a SIP-CESE MHD model with a six-component grid // *Astrophys. J.* V. 723. № 1. P. 300–319. 2010. <https://doi.org/10.1088/0004-637X/723/1/300>
- Gopalswamy N., Lara A., Lepping R.P., Kaiser M.L., Berdichevsky T.M., St. Cyr O.C. Interplanetary acceleration of coronal mass ejections // *Geophys. Res. Lett.* V. 27. № 2. P. 145–148. 2000. <https://doi.org/10.1029/1999GL003639>
- Gopalswamy N. Solar connections of geoeffective magnetic structures // *J. Atm. Solar-Terr. Phys.* V. 70. P. 2078–2100. 2008. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2008.06.010>
- Gopalswamy N., Yashiro S., Michalek G., Xie H., Mäkelä P., Vourlidas A., Howard R.A. A Catalog of Halo Coronal Mass Ejections from SOHO // *Sun and Geosphere.* V. 5. № 1. P. 7–16. 2010.
- Gosling J. T., Hildner E., MacQueen R.M., Munro R.H., Poland A.L., Ross C.L. The speeds of coronal mass ejection events // *Solar Phys.* V. 48. P. 389–397. 1976. <https://doi.org/10.1007/BF00152004>
- Gosling J.T., Bame S.J., McComas D.J., Phillips J.L. Coronal mass ejections and large geomagnetic storms // *Geophys. Res. Lett.* V. 17. I. 7. P. 901–904. 1990. <https://doi.org/10.1029/GL017i007p00901>
- Hess P., Zhang J. A study of the Earth-affecting CMEs of solar cycle 24 // *Solar Phys.* V. 292. Article number 80. 2017. <https://doi.org/10.1007/s11207-017-1099-y>
- Lamy P.L., Floyd O., Boclet B., Wojak J., Gilardy H., Barlyaeva T. Coronal mass ejections over solar cycles 23 and 24 // *Space Sci. Rev.* V. 215. Article number 39. 2019. <https://doi.org/10.1007/s11214-019-0605-y>
- Lindsay G.M., Luhmann J.G., Russell C.T., Gosling J.T. Relationships between coronal mass ejection speeds from coronagraph images and interplanetary characteristics of associated interplanetary coronal mass ejections // *J. Geophys. Res.* V. 104. № A6. P. 12515–12523. 1999.
- Lugaz N., Temmer M., Wang Y., Farrugia C.J. The interaction of successive coronal mass ejections: a review // *Solar Phys.* V. 292. Article number 64. 2017. <https://doi.org/10.1007/s11207-017-1091-6>
- Michalek G., Gopalswamy N., Yashiro S. A new method for estimating widths, velocities, and source location of halo coronal mass ejections // *Astrophys. J.* V. 584. P. 472–478. 2003. <https://doi.org/10.1086/345526>
- Odstrcil D. Modeling 3-D solar wind structure // *Adv. Space Res.* V. 32. № 4. P. 497–506. 2003. [https://doi.org/10.1016/S0273-1177\(03\)00332-6](https://doi.org/10.1016/S0273-1177(03)00332-6)
- Paouris E., Mavromichalaki H. Effective Acceleration Model for the arrival time of interplanetary shocks driven by coronal mass ejections // *Solar Phys.* V. 292. Article number 180. 2017. <https://doi.org/10.1007/s11207-017-1212-2>
- Paouris E., Vourlidas A., Papaioannou A., Anastasiadis A. Assessing the projection correction of coronal mass ejection speeds on time-of-arrival prediction performance using the Effective Acceleration Model // *Space Weather.* V. 19. I. 2. e2020SW002617. 2021. <https://doi.org/10.1029/2020SW002617>
- Richardson I.G., Cane H.V. Near-Earth interplanetary coronal mass ejections during solar cycle 23 (1996–2009): catalog and summary of properties // *Solar Phys.* V. 264. P. 189–237. 2010. <https://doi.org/10.1007/s11207-010-9568-6>
- 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.* V. 16. P. 1245–1260. 2018. <https://doi.org/10.1029/2018SW001962>
- Shen F., Feng X., Wu S. T., Xiang C. Three-dimensional MHD simulation of CMEs in three-dimensional background solar wind with the self-consistent structure on the source surface as input: Numerical simulation of the January 1997 Sun-Earth connection event // *J. Geophys. Res.* V. 112. A06109. 2007. <https://doi.org/10.1029/2006JA012164>
- Shugay Y., Kalegaev V., Kaportseva K., Slemzin V., Rodkin D., Ereemeev V. Modeling of solar wind disturbances associated with coronal mass ejections and verification of the forecast results // *Universe.* V. 8. I. 11. Article ID 565. 2022. <https://doi.org/10.3390/universe8110565>
- Temmer M., Preiss S., Veronig A.M. CME projection effects studied with STEREO/COR and SOHO/LASCO // *Solar Phys.* V. 256. P. 183–199. 2009. <https://doi.org/10.1007/s11207-009-9336-7>
- Thernisien A. Implementation of the Graduated Cylindrical Shell Model for the three-dimensional reconstruction of coronal mass ejections // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* V. 194. № 2. Article number 33. 2011. <https://doi.org/10.1088/0067-0049/194/2/33>
- Tsurutani B.T., Gonzalez W.D. The Interplanetary causes of magnetic storms: A review. Eds. Tsurutani B.T., Gonzalez W.D., Kamide Y., Arballo J. K. *Geophys. Monogr. Ser.* / Wash. DC Am. Geophys. Union. P. 77–89. 1997. <https://doi.org/10.1029/GM098p0077>
- Vršnak B., Sudar D., Ružđjak D., Žic T. Projection effects in coronal mass ejections. // *Astron. Astrophys.* V. 469. P. 339–346. 2007. <https://doi.org/10.1051/0004-6361:20077175>
- Vršnak B., Žic T., Vrbanc D. et al. Propagation of interplanetary coronal mass ejections: the drag-based model // *Solar Phys.* V. 28. P. 295–315. 2013. <https://doi.org/10.1007/s11207-012-0035-4>
- Wang Y. M., Yee P. Z., Wang S., Zhou G. P., Wang J. A statistical study on the geoeffectiveness of Earth-directed coronal mass ejections from March 1997 to December 2000 // *J. Geophys. Res. – Space.* V. 107. № A11. Article ID 1340. 2002. <https://doi.org/10.1029/2002JA009244>
- Webb D.F., Howard T.A. Coronal mass ejections: observations // *Living Rev. Sol. Phys.* V. 9. Article number 3. 2012. <https://doi.org/10.12942/lrsp-2012-3>
- Yashiro S., Gopalswamy N., Akiyama S., Michalek G., Howard R.A. Visibility of coronal mass ejections as a function of flare location and intensity // *J. Geophys. Res.* V. 110. Article ID A12S05. 2005. <https://doi.org/10.1029/2005JA011151>
- Zhang J., Dere K.P., Howard R.A., Bothmer V. Identification of solar sources of major geomagnetic storms between 1996 and 2000 // *Astrophys. J.* V. 582. P. 520–533. 2003. <https://doi.org/10.1086/344611>
- Zhang J., Temmer M., Gopalswamy N. et al. Earth-affecting solar transients: A review of progresses in solar cycle 24 // *Prog. Earth Planet. Sci.* V. 8. Article number 56. 2021. <https://doi.org/10.1186/s40645-021-00426-7>

УДК 533.951;550.385

НЕЛИНЕЙНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ОТ ГЕОМАГНИТНОЙ АКТИВНОСТИ ОТНОШЕНИЯ МАКСИМАЛЬНОГО ПОТОКА ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ НА ГЕОСТАЦИОНАРНОЙ ОРБИТЕ К МИНИМАЛЬНОМУ

© 2023 г. С. В. Смолин*

Сибирский федеральный университет, Красноярск, Россия

*e-mail: smolinsv@inbox.ru

Поступила в редакцию 29.01.2023 г.

После доработки 16.04.2023 г.

Принята к публикации 25.05.2023 г.

Предложена новая математическая модель с использованием обыкновенного дифференциального уравнения, описывающая аналитически (когда индекс геомагнитной активности $Kp = \text{const}$ или $Kp \approx \text{const}$) или численно (если $Kp(t) \neq \text{const}$) перпендикулярные (для пичч-угла 90°) дифференциальные или интегральные потоки релятивистских электронов на геостационарной (геосинхронной) орбите, а также на любой круговой орбите в магнитосфере Земли. В модели предполагается, что потоки зависят от местного времени LT на орбите, Kp , параметра Мак-Илвейна L и перпендикулярного дифференциального потока или интегрального потока релятивистских электронов, взятых для 00 LT. Используются наблюдения потоков релятивистских (>2 МэВ) электронов, усредненные по местному часу LT вдоль орбиты космического аппарата GOES с 1995 по 2009 г. Выполнено сравнение модели с этими данными. Получено практически идеальное согласие наблюдений с моделью при эффективности предсказания точности модели $PE = 0.9989$. Использование аналогичных данных аппарата GOES 10 позволяет получить $PE = 0.9924$. Предложенные формулы позволяют находить, например, среднюю величину перпендикулярного интегрального потока релятивистских электронов за сутки и прогнозировать приблизительно на сутки вперед максимальный перпендикулярный интегральный поток релятивистских электронов на геостационарной орбите. Нелинейный эффект теоретически прогнозируется в виде нелинейной зависимости отношения максимального перпендикулярного интегрального потока к минимальному потоку заряженных частиц на геостационарной орбите от Kp -индекса геомагнитной активности. Пока сравнение модели с усредненными интегральными потоками релятивистских электронов произведено для диапазона $0 \leq Kp < 6$ с прогнозируемым максимальным отношением потоков в 24.4139 раза при $Kp = 8$ и с $PE = 0.8678$.

DOI: 10.31857/S0016794023600035, EDN: THTIKQ

1. ВВЕДЕНИЕ

Существует несколько моделей для прогнозирования (предсказания) потоков релятивистских электронов (РЭ) во внешнем радиационном поясе Земли (РПЗ). Например, одна из первых основополагающих работ по прогнозированию потоков (флуенсов) РЭ на геостационарной орбите (ГСО) – это работа [Baker et al., 1990]. В работе [Li et al., 2001] описана модель предсказания для суточного усредненного потока релятивистских электронов на ГСО. Здесь численно решается одномерное уравнение радиальной диффузии при заданных параметрах солнечного ветра. В работе [Li, 2004] использована модель [Li et al., 2001], чтобы развить модель прогноза логарифма суточного усредненного потока релятивистских электронов на ГСО с заблаговременностью 24 ч и 48 ч. Эта модель включает несколько других особенностей в дополнение к солнечному ветру. В работе

[Turner and Li, 2008] создана модель предсказания, которая использовала поток низкоэнергичных электронов, чтобы прогнозировать релятивистский поток на ГСО. Ukhorskiy et al. [2004] предложили основанную на данных модель, чтобы получать предсказание на одни сутки для суточного максимума потока электронов на ГСО. Модель комбинирует условную вероятность с техниками нелинейного анализа временных рядов. Fok et al. [2008] развили основанную на физике модель среды радиационного пояса RBE (Radiation Belt Environment), чтобы исследовать внешний РПЗ и обеспечивать реальное во времени текущее прогнозирование популяции электронов внешнего пояса. Lyatsky and Khazanov [2008] ввели другую модель предсказания, которая прогнозирует кубический корень от суточного усредненного потока электронов с энергией >2 МэВ на ГСО. Их метод использует два уравне-

ния с источниками и потерями. Модель предсказания потока (FluxPred) [Ling et al., 2010] — это нейронная сетевая модель, использующая 17 входов, состоящих из данных о потоках на ГСО за последние 10 дней и данных Kp -индекса геомагнитной активности за 7 дней. Выходом нейронной сети были прогнозирование на 24, 48 и 72 ч суточного усредненного потока электронов с энергией >2 МэВ на ГСО. В работе [Efitorov et al., 2016] рассматривается прогнозирование максимальных за сутки значений потока релятивистских электронов на ГСО при помощи адаптивных методов. Turner et al. [2011] представили улучшенную систему прогнозирования для релятивистских электронов на ГСО, которая включает три реальные во времени модели предсказания. Результаты недавних измерений протонов и электронов на ГСО и их обсуждений представлены, например, в работах [Borovsky et al., 2014, 2016]. А в работе [Pinto et al., 2020] рассматривается радиальный ответ, или отклик (англ. radial response), внешнего электронного радиационного пояса во время увеличений (англ. enhancements) релятивистских электронов на ГСО. В этой работе идентифицированы 60 случаев увеличения релятивистских электронов на ГСО, чтобы исследовать радиальный ответ (отклик) потоков внешнего пояса и корреляцию между потоками на ГСО ($L = 6.6$, GOES 15) и потоками на L -оболочках ниже ($2.5 < L < 6.0$, Van Allen probes ECT-REPT). Для понимания эволюции внешнего радиационного пояса на разных L -оболочках также оценивалось отношение максимального интегрального потока релятивистских (>2 МэВ) электронов к минимальному интегральному потоку для всех $2.5 < L < 6.0$ в зависимости от трех геомагнитных индексов: $SYM-H$, AE и Kp . В работе [Мягкова и др., 2021] описано краткосрочное и среднесрочное прогнозирование потоков релятивистских электронов внешнего радиационного пояса Земли методами машинного обучения, а в работе [Kalegaev et al., 2022] представлено среднесрочное прогнозирование флуенса релятивистских электронов на геостационарной орбите, основываясь на солнечных наблюдениях.

Анализ литературы, которая приведена в СПИСКЕ ЛИТЕРАТУРЫ, показывает, что значительная часть работ посвящена моделям для прогнозирования суточного усредненного потока релятивистских электронов на ГСО [Li et al., 2001; Li, 2004; Lyatsky and Khazanov, 2008; Ling et al., 2010; Мягкова и др., 2021], максимального за сутки потока РЭ на ГСО [Ukhorskiy et al., 2004; Efitorov et al., 2016] и для среднесрочного прогнозирования флуенса релятивистских электронов на геостационарной орбите [Мягкова и др., 2021; Kalegaev et al., 2022]. А моделей, описывающих потоки РЭ вдоль ГСО в зависимости от местного време-

ни ЛТ (особенно моделей, основанных на физике, а не на статистической обработке данных) значительно меньше, например [O'Brien, 2009; Turner et al., 2011; Su et al., 2014]. В этих работах экспериментальные данные вдоль ГСО показывают наличие максимального потока РЭ ~ в полдень и минимального потока РЭ ~ в полночь. Поэтому будет интересным исследовать отношения максимального потока РЭ к минимальному потоку на ГСО в зависимости, например, от Kp -индекса геомагнитной активности.

Исходя из изложенного, целью данной работы является математическое моделирование потоков заряженных частиц, в частности релятивистских электронов, на геостационарной (геосинхронной) орбите (ГСО). Моделирование в виде: 1) новой, основанной на физике, математической модели, описывающей перпендикулярные дифференциальные или интегральные потоки релятивистских (>2 МэВ) электронов на ГСО в зависимости от местного времени ЛТ на ГСО и Kp -индекса геомагнитной активности; 2) сравнения модельного перпендикулярного интегрального потока релятивистских (>2 МэВ) электронов с усредненными экспериментальными данными на ГСО КА GOES, вычисляя величину эффективности предсказания (англ. prediction efficiency) PE точности предложенной модели и 3) теоретического прогнозирования (предсказания) нелинейного эффекта, т.е. нелинейной зависимости отношения максимального потока релятивистских электронов к минимальному потоку на ГСО в зависимости от Kp -индекса геомагнитной активности.

2. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Одномерное уравнение питч-угловой диффузии (или модифицированное уравнение Фоккера—Планка) для плотности (или функции) распределения частиц в фазовом пространстве, описывающее только “чистую” питч-угловую диффузию с потерями от взаимодействий “волна—частица” для диапазона питч-углов от 0° до 180° , таково [Смолин, 2012; Smolin, 2015]:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \frac{1}{\sin \alpha} \frac{\partial}{\partial \alpha} \left(D_{\alpha\alpha} \sin \alpha \frac{\partial f}{\partial \alpha} - \frac{\sin^2 \alpha \cos \alpha}{2L} \frac{dL}{dt} f \right) - \frac{f}{T_{wp}} + S_{\perp} \sin^2 \alpha f. \quad (1)$$

Здесь f — плотность распределения частиц в фазовом пространстве (или функция питч-углового распределения частиц); t — время; α — локальный питч-угол; $D_{\alpha\alpha}$ — коэффициент питч-угловой диффузии; L — параметр Мак-Илвейна; dL/dt — радиальная скорость дрейфа заряженных частиц в магнитосфере Земли; T_{wp} — среднее вре-

мя жизни вследствие взаимодействий “волна – частица”; $S_{\perp}$ – перпендикулярный коэффициент функции источника частиц ($\alpha = 90^\circ$).

Используя уравнение (1), для аналитического описания перпендикулярного ($\alpha = 90^\circ$) дифференциального потока заряженных частиц в магнитосфере Земли как модель [Смолин, 2018а, б; 2019; Smolin, 2021] предлагается обыкновенное дифференциальное уравнение, которое зависит от времени и нескольких параметров:

$$\frac{dj_{\perp}}{dt} + \left(-\frac{1}{2L} \frac{dL}{dt} + \frac{\gamma_{\perp} - \gamma_{\perp 0}}{\gamma_{\perp 0} (\gamma_{\perp 0} + 2) T_{wp\perp}} \right) j_{\perp} = 0, \quad (2)$$

где $j_{\perp}$ – перпендикулярный дифференциальный поток заряженных частиц ($j = 2mEf$, m – масса заряженной частицы, E – энергия частицы); $\gamma_{\perp 0}$ – хорошо известный (когда $j = j_{\perp} \sin^{\gamma(\alpha)} \alpha$ [Смолин, 1996]) индекс анизотропии (или показатель) питч-углового распределения заряженных частиц, взятый для питч-угла 90° при $t = 0$; $\gamma_{\perp} \equiv \gamma_{\perp}(t)$ – зависимость от времени перпендикулярного индекса анизотропии питч-углового распределения заряженных частиц на интервале времени вычисления; $T_{wp\perp}$ – время жизни вследствие взаимодействий “волна–частица” для питч-угла $\alpha = 90^\circ$.

Описание перехода от уравнения Фоккера–Планка в частных производных (1) к обыкновенному дифференциальному уравнению (2) очень подробно представлено в работе [Смолин, 2019]. Для такого вывода, когда был рассмотрен предел при питч-угле α , стремящемся к 90° , использовались следующие ранее полученные результаты: $\gamma_{\perp} = -1/j_{\perp} d^2 j / d\alpha^2|_{\perp}$ [Смолин, 1996] и формулы для коэффициента питч-угловой диффузии $D_{\perp}$ и функции источника заряженных частиц $S_{\perp}$ [Смолин, 2012; Smolin, 2015].

При проведении численных расчетов будем полагать в уравнениях (1) и (2), что $dL/dt \approx \langle dL/dt \rangle$. Тогда баунс-усредненная радиальная дрейфовая скорость движения заряженных частиц в магнитосфере Земли будет определена, например для дипольного магнитного поля Земли, так [Смолин, 1993, 1996]:

$$\left\langle \frac{dL}{dt} \right\rangle = -\Omega \frac{\Phi_2}{\Phi_0} L^4 \cos \varphi, \quad (3)$$

где φ – азимутальный угол (местное время LT = 0 ч в полночь) или геомагнитная восточная долгота в плоскости магнитного экватора; $\Omega = 2\pi/24$ – угловая скорость вращения Земли, 1/ч; $\Phi_0 = 92$ кВ, а зависимость Φ_2 , измеренная в кВ, от индекса геомагнитной активности $Kp \equiv Kp(t)$, определя-

ется по формуле [Nishida, 1978; Khazanov et al., 2003]

$$\Phi_2 \approx \frac{\Phi_{20}}{(1 - 0.16Kp + 0.01Kp^2)^3}, \quad (4)$$

где $\Phi_{20} \equiv \Phi_2(Kp = 0) = 0.045$ кВ.

На физическом уровне потенциал электрического поля магнитосферной конвекции Φ_2 , определяемый эмпирически, можно объяснить частичной экранировкой внешнего электрического поля альвеновским слоем [Nishida, 1978].

Уравнение (2) с учетом (3) записывается следующим образом:

$$\frac{dj_{\perp}}{dt} + \left(\frac{\Omega \Phi_2(t) L^3(t) \cos \varphi(t)}{2\Phi_0} + \frac{\gamma_{\perp}(t) - \gamma_{\perp 0}}{\gamma_{\perp 0} (\gamma_{\perp 0} + 2) T_{wp\perp}} \right) j_{\perp} = 0. \quad (5)$$

Теперь к уравнению (5) можно добавить уравнения, описывающие траекторию движения космического аппарата (КА) в гравитационном поле Земли. Но будет проще, если задать траекторию КА в параметрическом виде. В этом случае для ГСО получаем

$$L(t) = 6.6; \quad \varphi(t) = \Omega t + \phi, \quad (6)$$

где $\phi = \text{const}$ будет определяться из сопоставления с экспериментальными данными на ГСО, а t – это уже местное время LT вдоль ГСО в часах.

В дальнейшем, для КА с любой круговой орбитой или с эллиптической орбитой движения такую замену в (5) можно будет сделать аналогично (6).

Для первого приближения предположим, что, например, в течение одних суток на ГСО $\gamma_{\perp}(t) \approx \gamma_{\perp 0}$ и $Kp \approx \text{const}$, т.е. (4) $\Phi_2(t) \approx \text{const}$, тогда уравнение (5) упрощается. С учетом (6) получается уравнение [Смолин, 2018а, б]

$$\frac{dj_{\perp}}{dt} + \left(\frac{\Omega \Phi_2 L^3 \cos(\Omega t + \phi)}{2\Phi_0} \right) j_{\perp} = 0, \quad (7)$$

которое решается аналитически

$$j_{\perp}(t) = j_{\perp 0} \exp \left(-\frac{\Phi_2 L^3}{2\Phi_0} [\sin(\Omega t + \phi) - \sin \phi] \right). \quad (8)$$

Здесь, $j_{\perp 0}$ – перпендикулярный дифференциальный поток заряженных частиц при $t = 0$, т.е. когда местное время вдоль ГСО LT = 0 ч в полночь.

Дополнительно найдем перпендикулярный интегральный поток заряженных частиц. Для этого надо проинтегрировать перпендикулярный дифференциальный поток $j_{\perp}(t)$ по энергии от какого-то значения энергии (например, $E = 2$ МэВ) до бесконечности (в идеале) или до очень большого значения энергии. Поэтому интегрируя (8) по

энергии слева и справа, в итоге получаем зависимость перпендикулярного интегрального потока заряженных частиц $J(>E)_{\perp}(t)$ от местного времени LT вдоль ГСО

$$J(>E)_{\perp}(t) = J(>E)_{\perp 0} \times \exp\left(-\frac{\Phi_2 L^3}{2\Phi_0} [\sin(\Omega t + \phi) - \sin \phi]\right), \quad (9)$$

где $J(>E)_{\perp 0}$ – перпендикулярный интегральный поток заряженных частиц в полночь на ГСО (для LT = 0 ч).

Зная из экспериментальных данных зависимости $j_{\perp 0}$ и $J(>E)_{\perp 0}$ от Kp -индекса геомагнитной активности, можно будет вычислять (прогнозировать) перпендикулярный дифференциальный поток $j_{\perp}(t)$ (8) и перпендикулярный интегральный поток заряженных частиц $J(>E)_{\perp}(t)$ (9) от местного времени LT вдоль ГСО, когда $Kp \approx \text{const}$, например, в течение одних суток.

Если $Kp(t) \neq \text{const}$ и (4) $\Phi_2(t) \neq \text{const}$ (зависимость от t может быть сложной), получим, используя (7), следующие общие формулы для модельных (прогнозных) расчетов на ГСО и на любой круговой орбите КА:

$$j_{\perp}(t) = j_{\perp 0} \exp\left(\int_0^t -\frac{\Omega \Phi_2(t) L^3}{2\Phi_0} \cos(\Omega t + \phi) dt\right) \quad (10)$$

или

$$J(>E)_{\perp}(t) = J(>E)_{\perp 0} \times \exp\left(\int_0^t -\frac{\Omega \Phi_2(t) L^3}{2\Phi_0} \cos(\Omega t + \phi) dt\right). \quad (11)$$

Обычно в реальной жизни планетарный трехчасовой (в силу своего определения) Kp -индекс геомагнитной активности зависит разным образом от времени. Этот индекс уже хорошо прогнозируется на сутки, а иногда и на несколько суток вперед. Поэтому чаще всего для прогноза надо использовать формулы (10) и (11). Для определения тренда, основанного на предлагаемой физической модели, во временном развитии потока заряженных частиц от местного времени LT вдоль ГСО или при сравнении с другими моделями или подходами к прогнозированию потоков на ГСО, например [Li et al., 2001; Li, 2004; Ukhorskiy et al., 2004; Turner and Li, 2008; Fok et al., 2008; Lyatsky and Khazanov, 2008; Ling et al., 2010; Turner et al., 2011; Efitorov et al., 2016; Мягкова и др., 2021; Kalegaev et al., 2022].

Для второго приближения надо использовать полные уравнения (5), (6), но для этого еще необходимы дополнительные (теоретические и экспериментальные) исследования на ГСО, например, зависимости от времени перпендикулярного индекса анизотропии (или показателя) питч-угло-

вого распределения заряженных частиц на интервале времени вычисления $\gamma_{\perp}(t)$ и времени жизни вследствие взаимодействий “волна–частица” для питч-угла $\alpha = 90^\circ$ $T_{wp\perp}$. Поэтому в этой статье будет подробно рассмотрено только первое упрощенное приближение для потоков заряженных частиц вдоль ГСО (7)–(11) с учетом (4), (6).

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ И РАСЧЕТЫ

В качестве экспериментальных данных используются наблюдения с КА GOES интегральных потоков релятивистских (с энергией больше 2 МэВ) электронов, усредненные по местному часу LT вдоль ГСО с 1995 г. по 2009 г., взятые из публикации [Turner et al., 2011]. На рис. 1 эти данные показаны кружочками и хорошо видно, что распределение усредненного интегрального потока релятивистских электронов $J(>2 \text{ МэВ})(t)$ от местного времени LT вдоль ГСО имеет максимум около полудня (между 11 LT и 12 LT) и минимум потока около полночи. Средняя величина этого распределения – это суточная средняя величина потока релятивистских электронов, которая может быть значительно меньше, чем максимальный поток, встречаемый на ГСО [Turner et al., 2011].

Для сравнения экспериментальных данных с результатами расчетов будем предполагать, что с хорошей точностью усредненный интегральный поток релятивистских электронов приблизительно равен перпендикулярному ($\alpha = 90^\circ$) интегральному потоку релятивистских электронов, т.е. на рис. 1 кружочки – это $J(>2 \text{ МэВ})(t) \approx J(>2 \text{ МэВ})_{\perp}(t)$.

По этим экспериментальным данным максимум интегрального потока $J(>2 \text{ МэВ})(t)$, когда $t_m = 11.4104$ ч LT на ГСО. Таким образом, в дальнейшем t_m будет обозначать момент времени в часах LT, когда интегральный поток на ГСО имеет максимальное значение.

Далее необходимо разобраться, как $\phi = \text{const}$ (9) будет определяться из сопоставления с экспериментальными данными на ГСО. В точке максимума первая производная (уравнение, аналогич-

ное (7)) $\frac{dJ(>E)_{\perp}}{dt}(t = t_m) = 0$, поэтому с учетом того, что $J(>E)_{\perp}(t = t_m) > 0$ всегда, должно выполняться условие

$$\cos(\Omega t_m + \phi) = 0. \quad (12)$$

Учитывая, что $t_m = 11.4104$ ч, условие (12) выполняется, когда $\Omega t_m + \phi = 3\pi/2$. Откуда следует, что

$$\phi = \frac{\pi(18 - t_m)}{12}. \quad (13)$$

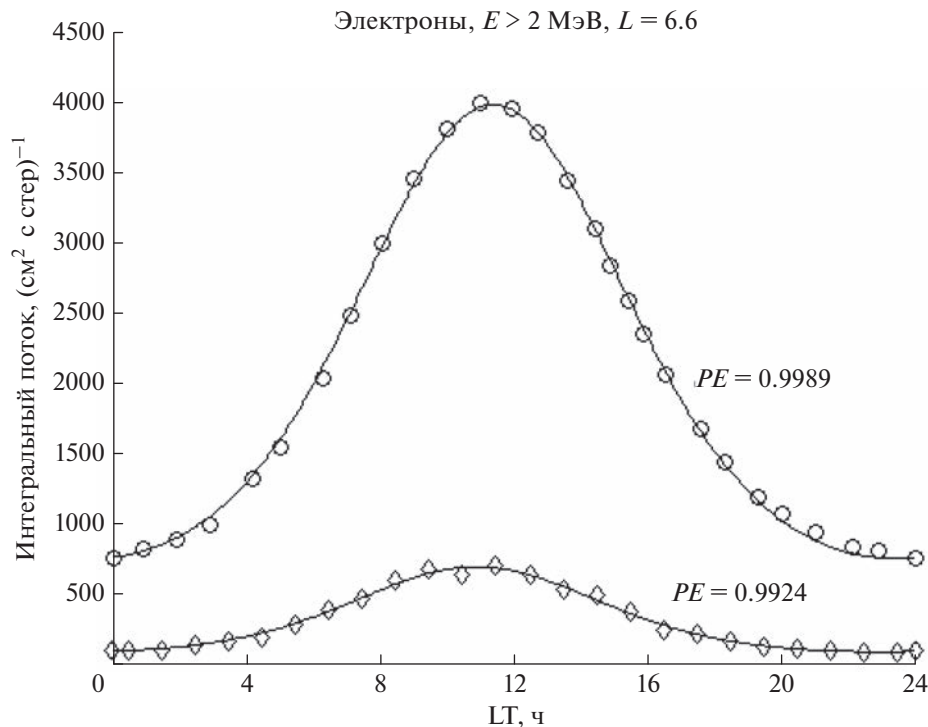


Рис. 1. Кружочками показан по данным КА GOES интегральный поток релятивистских электронов $J(>2 \text{ МэВ})(t)$, усредненный по местному часу LT вдоль ГСО с 1995 по 2009 г. Верхняя сплошная кривая — это модельный (по формуле (9)) перпендикулярный (питч-угол $\alpha = 90^\circ$) интегральный поток релятивистских электронов $J(>2 \text{ МэВ})_\perp(t)$ в зависимости от местного времени LT вдоль ГСО. Эффективность предсказания точности модели (9) по этим данным $PE = 0.9989$. Ромбиками показан интегральный поток релятивистских электронов $J(>2 \text{ МэВ})(t)$ КА “GOES 10”, а сплошной нижней кривой — модельный перпендикулярный интегральный поток релятивистских электронов $J(>2 \text{ МэВ})_\perp(t)$ с эффективностью предсказания точности модели (9) по данным КА GOES 10 $PE = 0.9924$.

По формуле (13) для экспериментальных данных [Turner et al., 2011] величина $\phi = 1.72514$ рад, а $J(>2 \text{ МэВ})_\perp \approx 762.5$ электронов/(см² с стер). Отсюда получается аналитическая зависимость (9) для перпендикулярного интегрального потока релятивистских электронов с энергией больше 2 МэВ на ГСО, когда $Kp \approx \text{const}$, например, в течение одних суток.

Далее найдем на ГСО отношение максимального потока $J(>2 \text{ МэВ})_\perp(t_m)$ к минимальному потоку $J(>2 \text{ МэВ})_\perp(0) \equiv J(>2 \text{ МэВ})_\perp$, используя формулу (9) и учитывая (12)

$$\frac{J(>2 \text{ МэВ})_\perp(t_m)}{J(>2 \text{ МэВ})_\perp} = \exp\left(\frac{\phi_2 L^3}{2\phi_0} [1 + \sin \phi]\right). \quad (14)$$

Из формулы (14) при необходимости можно определять (или оценивать) ϕ_2

$$\phi_2 = \frac{2\phi_0}{(1 + \sin \phi) L^3} \ln \frac{J(>2 \text{ МэВ})_\perp(t_m)}{J(>2 \text{ МэВ})_\perp}. \quad (15)$$

По экспериментальным данным на рис. 1 (кружочки) максимальный поток $J(>2 \text{ МэВ})_\perp(t_m) \approx 3981.41$ электронов/(см² с стер), поэтому фор-

мула (15) дает $\phi_2 \approx 0.5321$ кВ. В данном случае учитывались потоки релятивистских электронов с энергией больше 2 МэВ, усредненные по местному часу LT на ГСО примерно за 15 лет с 1995 по 2009 г. [Turner et al., 2011].

Теперь известно все необходимое для того, чтобы по формуле (9) построить верхнюю сплошную кривую для сопоставления с экспериментальными данными (кружочки) на рис. 1.

Ясно видно, что даже для первого приближения (9) наблюдается практически идеальное согласие теоретической кривой математической модели с 00 LT до 24 LT и точечных экспериментальных данных. Чтобы это количественно оценить, используем формулу [Turner et al., 2011], позволяющую определять величину эффективности предсказания (англ. prediction efficiency) PE точности модели

$$PE = 1 - \frac{\sum_{i=1}^N (m_i - p_i)^2}{\sum_{i=1}^N (m_i - \langle m_i \rangle)^2}, \quad (16)$$

где N — число точек в группе экспериментальных данных; p_i — результаты модели предсказания для группы; m_i — группа измеренных экспериментальных данных с ее средним арифметическим $\langle m_i \rangle$. Результирующие величины вычисления PE в общем случае находятся в области $(-\infty, 1)$. В пределе $PE = 1$, но это может быть только тогда, когда все предсказанные в модели величины будут равны соответствующим измеренным величинам.

Для предложенной модели (9) после расчетов по формуле (16) для всего диапазона от 00 LT до 24 LT вдоль ГСО [Turner et al., 2011] (рис. 1) величина эффективности предсказания точности модели получена $PE = 0.9989$.

Далее используем экспериментальные данные KA GOES 10 для интегральных потоков релятивистских (с энергией больше 2 МэВ) электронов, усредненных по местному часу LT вдоль ГСО, взятые из работы [O'Brien, 2009]. На рис. 1 эти данные показаны ромбиками. Хорошо видно, что распределение этого усредненного интегрального потока релятивистских электронов $J(>2 \text{ МэВ})(t) \approx J(>2 \text{ МэВ})_{\perp}(t)$ от местного времени LT вдоль ГСО также имеет максимум около полудня и минимум потока около полночи.

По этим данным $J(>2 \text{ МэВ})(t) \approx J(>2 \text{ МэВ})_{\perp}(t)$ [O'Brien, 2009] максимум интегрального потока, когда $t_m = 10.9188$ ч LT на ГСО, т.е. в другой момент времени по отношению к предыдущему распределению интегральных потоков.

По формуле (13) для экспериментальных данных [O'Brien, 2009] величина $\phi = 1.85385$ рад, а $J(>2 \text{ МэВ})_{\perp 0} \approx 94.05$ электронов/(см² с стер). Отсюда получается аналитическая зависимость (9) для перпендикулярного интегрального потока релятивистских электронов с энергией больше 2 МэВ на ГСО, когда $Kp \approx \text{const}$, например, в течение одних суток.

По данным на рис. 1 (ромбики) максимальный поток $J(>2 \text{ МэВ})_{\perp}(t_m) \approx 695.28$ электронов/(см² с стер), поэтому формула (15) дает $\phi_2 \approx 0.6532$ кВ. Теперь известно все необходимое для того, чтобы по формуле (9) построить нижнюю сплошную кривую для сопоставления с экспериментальными данными (ромбики) на рис. 1.

Используя экспериментальные данные [O'Brien, 2009], для предложенной модели (9) после расчетов по формуле (16) для всего диапазона от 00 LT до 24 LT вдоль ГСО величина эффективности предсказания точности модели в этом случае получена $PE = 0.9924$ (рис. 1).

Используя аналитическую зависимость (9), найдем среднюю суточную величину перпендикулярного интегрального потока релятивистских

электронов с энергией больше 2 МэВ на ГСО, когда $Kp \approx \text{const}$ в течение одних суток, по формуле [Смолин, 2018a]

$$\langle J(>2 \text{ МэВ})_{\perp} \rangle = \frac{J(>2 \text{ МэВ})_{\perp 0}}{24} \times \int_0^{24} \exp\left(-\frac{\phi_2 L^3}{2\phi_0} [\sin(\Omega t + \phi) - \sin \phi]\right) dt, \quad (17)$$

где t — местное время LT вдоль ГСО в часах.

Подставляя в (17) соответствующие дополнительные данные ($J(>2 \text{ МэВ})_{\perp 0} \approx 762.5$ электронов/(см² с стер), $\phi_2 \approx 0.5321$ кВ, $\phi = 1.72514$ рад), получаем, что $\langle J(>2 \text{ МэВ})_{\perp} \rangle \approx 2046.5$ электронов/(см² с стер). Тогда как средняя суточная величина группы данных KA GOES для потоков релятивистских (с энергией больше 2 МэВ) электронов, усредненных по местному часу LT вдоль ГСО с 1995 г. по 2009 г. [Turner et al., 2011] (рис. 1), $\langle J(>2 \text{ МэВ}) \rangle \approx 2050$ электронов/(см² с стер).

Поэтому относительная погрешность для этих величин получается такая:

$$\epsilon = \frac{2046.5 - 2050}{2050} \times 100\% \approx 0.1694\%, \text{ что говорит в космической физике практически об идеальном соответствии между моделью и экспериментальными данными.}$$

Иногда еще вычисляют суточные флуенсы релятивистских электронов внешнего радиационного пояса Земли, в том числе и на ГСО. При этом под флуенсом (англ. fluence), в общем, понимается интеграл по времени от плотности потока частиц или энергии. Здесь рассмотрим суточный флуенс от модельного распределения (9) перпендикулярного интегрального потока релятивистских электронов с энергией больше 2 МэВ на ГСО, имеющего размерность электроны/(см² с стер). Поэтому берем телесный угол 4π стер, временной интервал $t = 24$ ч LT и используем следующую формулу для расчета модельного (прогнозируемого) суточного флуенса [Смолин, 2018a]

$$F(>2 \text{ МэВ})_{\perp} = 4\pi J(>2 \text{ МэВ})_{\perp 0} \times \int_0^{24} \exp\left(-\frac{\phi_2 L^3}{2\phi_0} [\sin(\Omega t + \phi) - \sin \phi]\right) dt, \quad (18)$$

где t — местное время LT вдоль ГСО в часах, но после интегрирования в формуле (18) размерность времени ч переводится в с. Тогда итоговая размерность для флуенса электроны/см², как это и должно быть. Подставляя в (18) предыдущие дополнительные данные, получаем, что $F(>2 \text{ МэВ})_{\perp} \approx 2.222 \times 10^9$ электронов/см².

Формулы (17) и (18) справедливы тогда, когда в течение одних суток индекс геомагнитной актив-

ности $Kp = \text{const}$ или $Kp \approx \text{const}$. Если $Kp(t) \neq \text{const}$ и (4) $\phi_2(t) \neq \text{const}$, надо сначала воспользоваться формулой (11), чтобы найти $J(>E)_\perp(t)$, а затем по найденному распределению от времени найти, например, модельный (прогнозируемый) суточный флуенс аналогично (18). Но, вероятно, более адекватно, так как используется перпендикулярный (питч-угол $\alpha = 90^\circ$) интегральный поток релятивистских электронов, не умножать в (18) на 4π стер и тогда получаем следующий вариант определения модельного суточного флуенса (18) в других единицах измерения $F(>2 \text{ МэВ})_\perp \approx 1.7682 \times 10^8$ электронов/(см² стер) для усредненных с 1995 г. по 2009 г. экспериментальных данных КА GOES [Turner et al., 2011] на рис. 1.

Используется и такой вариант — это интегральный поток релятивистских электронов за сутки на ГСО, который тоже называется флуенсом [Baker et al., 1990], но имеет размерность электроны/(см² стер сут). Исходя из этой размерности, его величину можно определить следующим образом. Надо найти средний за сутки интегральный поток релятивистских электронов на ГСО в единицах электроны/(см² стер с), например используя (17) $\langle J(>2 \text{ МэВ})_\perp \rangle \approx 2046.5$ электронов/(см² стер с). А затем, учитывая, что $1 \text{ с} = 1/86400$ сут, перейти к единицам электроны/(см² стер сут). Полученная таким образом величина будет численно равна величине флуенса $F(>2 \text{ МэВ})_\perp \approx 1.7682 \times 10^8$ электронов/(см² стер) (частный случай (18)). Возможен и обратный элементарный расчет, т.е. зная величину флуенса из экспериментальных данных в электроны/(см² стер сут), можно быстро рассчитать точную величину среднего за сутки интегрального потока релятивистских электронов на ГСО в электроны/(см² стер с).

Нелинейный эффект для отношений перпендикулярных интегральных потоков заряженных частиц на ГСО (максимального к минимальному) в зависимости от Kp -индекса геомагнитной активности был впервые теоретически спрогнозирован (предсказан) в работе [Смолин, 2018а], используя частный случай уравнения (14), когда для всех экспериментальных данных предполагалось, что всегда $t_m = 12$ ч LT на ГСО, а $\phi = \pi/2$ (13). В последующей работе [Смолин, 2018б] сначала для измененного (т.е. с учетом $\phi = \pi/2$) уравнения (9) и экспериментальных данных [Turner et al., 2011] после расчетов по формуле (16) для всего диапазона от 00 LT до 24 LT вдоль ГСО была получена величина эффективности предсказания точности такой модели $PE = 0.963$. А потом было замечено, что теоретически тот же самый нелинейный эффект справедлив и для отношений перпендику-

лярных дифференциальных потоков заряженных частиц (максимального к минимальному) в зависимости от Kp -индекса геомагнитной активности на ГСО, а также рассуждая аналогично, вероятно, в какой-то степени и для любой круговой орбиты.

Прогнозируемый нелинейный эффект представлен на рис. 2. На этом рисунке квадратики — это экспериментальные данные четырех КА GOES с 1995 по 2007 г. [Su et al., 2014] в виде отношений средних максимальных интегральных потоков релятивистских ($>2 \text{ МэВ}$) электронов около полудня к минимальным интегральным потокам около полночи $J(>2 \text{ МэВ})(0) \approx J(>2 \text{ МэВ})(t_{\min} = 0.2157 \text{ ч})$ на ГСО в зависимости от Kp -индекса геомагнитной активности пока только для диапазона $0 \leq Kp < 6$ [Su et al., 2014]. Здесь также представлены модельные (прогнозируемые) кривые 1, 2 и 3 отношений перпендикулярных максимальных интегральных потоков электронов $J(>2 \text{ МэВ})_\perp(t_m)$ ($\sim$ в полдень) к минимальным интегральным потокам $J(>2 \text{ МэВ})_\perp(0) \equiv J(>2 \text{ МэВ})_{\perp 0}$ (в полночь) в зависимости от Kp -индекса, но уже для диапазона $0 \leq Kp \leq 9$.

Если в течение одних суток индекс геомагнитной активности $Kp = \text{const}$ или $Kp \approx \text{const}$, математическое описание теоретически прогнозируемого (предсказываемого) нелинейного эффекта (рис. 2) начнем с использования уравнения (14) ($\phi = \langle \phi \rangle$ (20)) и формулы (4) ($\phi_{20} = 0.045 \text{ кВ}$) для электрического потенциала ϕ_2 . В этом случае отношение максимального потока к минимальному потоку от Kp -индекса геомагнитной активности представлено на рис. 2 нелинейной зависимостью 1 [Смолин, 2018а]. При сопоставлении этой зависимости с экспериментальными данными (квадратиками) [Su et al., 2014] видно, что необходимо уточнение. Поэтому предлагается использовать следующее уравнение:

$$\frac{J(>2 \text{ МэВ})_\perp(t_m)}{J(>2 \text{ МэВ})_{\perp 0}} = A \exp\left(\frac{\phi_2 L^3}{2\phi_0} [1 + \sin\langle\phi\rangle]\right), \quad (19)$$

где

$$A = 4.85238, \text{ а } \langle\phi\rangle = 1.7214 \text{ рад.} \quad (20)$$

Числовое значение $\langle\phi\rangle$ определяется как среднее арифметическое значение по шести экспериментальным данным для ϕ (13) от Kp -индекса геомагнитной активности ($0 \leq Kp < 6$) [Su et al., 2014]. Если в дальнейшем не усреднять, а учесть зависимость $\phi(Kp)$ (так как t_m зависит от Kp -индекса) (13), то, вероятно, будет более точное совпадение (19) с экспериментальными данными [Su et al., 2014] — квадратики на рис. 2.

Предложенная нелинейная зависимость (19), (20), $\phi_{20} = 0.045 \text{ кВ}$ показана кривой 2. Но, веро-

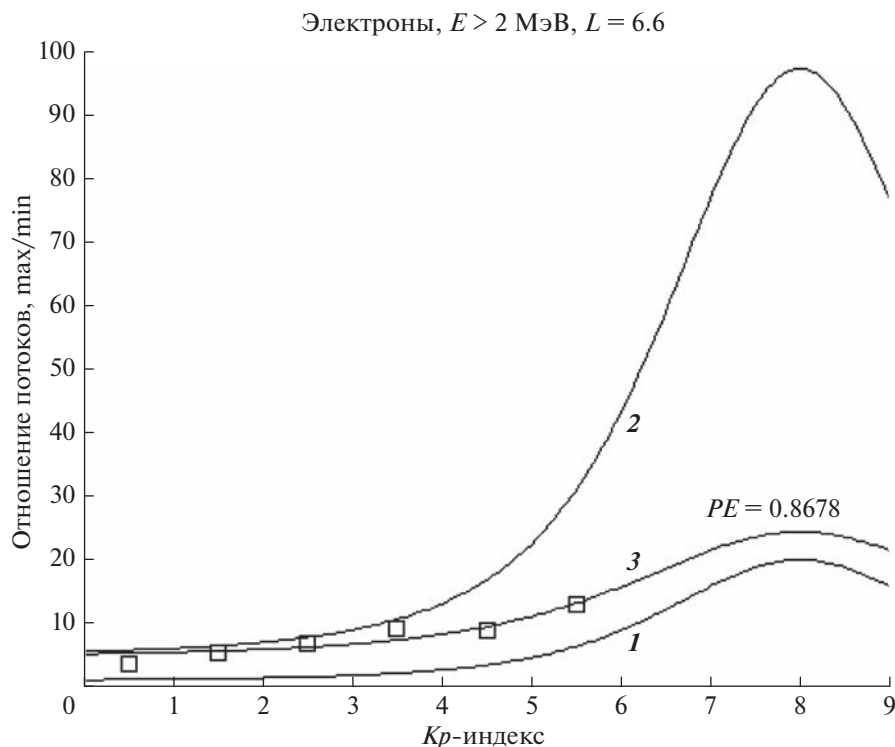


Рис. 2. Квадратиками показаны экспериментальные данные четырех КА GOES с 1995 по 2007 г. в виде отношений средних максимальных интегральных потоков релятивистских (>2 МэВ) электронов около полудня к минимальным интегральным потокам около полночи на ГСО в зависимости от Kp -индекса геомагнитной активности для диапазона $0 \leq Kp < 6$. Здесь также представлены модельные (прогнозируемые) кривые: (1) — уравнения (14), (4), $\varphi_{20} = 0.045$ кВ; (2) — (19), (20), $\varphi_{20} = 0.045$ кВ и (3) — (19), (20), $\varphi_{20} = 0.0243$ кВ отношений перпендикулярных максимальных интегральных потоков электронов $J(>2 \text{ МэВ})_{\perp}(t_m)$ ($\sim$ в полдень) к минимальным интегральным потокам $J(>2 \text{ МэВ})_{\perp}(0) \equiv J(>2 \text{ МэВ})_{\perp 0}$ (в полночь) в зависимости от Kp -индекса для диапазона $0 \leq Kp \leq 9$. При сравнении модельной (теоретической) кривой (3) с экспериментальными данными эффективность предсказания точности нелинейного эффекта пока для диапазона $0 \leq Kp < 6$ $PE = 0.8678$ с прогнозируемым максимальным отношением потоков в 24.4139 раза при $Kp = 8$.

ятно, более точное математическое описание экспериментальных данных получается, если взять опять уравнения (19), (20), а в (4) предыдущее значение $\varphi_{20} \equiv \varphi_2(Kp = 0) = 0.045$ кВ заменить на другое, например, $\varphi_{20} = 0.0243$ кВ. Естественно, такая замена требует в дальнейшем постоянных экспериментальных исследований потенциала электрического поля магнитосферной конвекции φ_2 (4) [Nishida, 1978; Khazanov et al., 2003] для уточнения его зависимости от Kp -индекса геомагнитной активности для всего диапазона $0 \leq Kp \leq 9$. Таким образом, на рис. 2 получаем нелинейную зависимость 3. Для такой предложенной модели при сравнении теоретической (модельной) кривой 3 с экспериментальными данными [Su et al., 2014] по формуле (16) эффективность предсказания (прогнозирования) точности нелинейного эффекта пока для диапазона $0 \leq Kp < 6$ получена $PE = 0.8678$ с прогнозируемым максимальным отношением потоков в 24.4139 раза при $Kp = 8$.

При сравнении двух уравнений (19) вместе с (20) и (14) можно заключить, что уравнения (19), (20) по сравнению с уравнением (14) позволяют, вероятно, хотя бы приближенно кроме влияния магнитосферной конвекции дополнительно учесть (за счет постоянной величины A) влияние анизотропии питч-углового распределения релятивистских (>2 МэВ) электронов и времени жизни вследствие взаимодействий “волна—частица” на нелинейный эффект и тем самым более точно его описать математически. Отсюда следует, что в дальнейшем для адекватного математического описания теоретически прогнозируемого (предсказываемого) нелинейного эффекта для отношения потоков заряженных частиц, в частности релятивистских электронов, на ГСО в зависимости от Kp -индекса геомагнитной активности необходимо вместо дифференциального уравнения (7) (первое приближение) использовать дифференциальное уравнение (5), (6) (второе приближение), заменяя для этого дифференциальные потоки на интегральные.

Формула (19) вместе с (20) и $\varphi_{20} = 0.0243$ кВ в (4) позволяют на сутки вперед практически “мгновенно” прогнозировать в будущий полдень максимальный перпендикулярный интегральный (или дифференциальный) поток релятивистских электронов на ГСО, если известен поток в полночь и приблизительно в течение одних суток индекс геомагнитной активности $Kp = \text{const}$ или $Kp \approx \text{const}$. Это важно при очень высоких Kp -индексах геомагнитной активности. Например, при конструировании и проектировании защиты от экстремально больших потоков релятивистских электронов (рис. 2), так как на КА, находящемся на ГСО, используется электронная аппаратура.

Таким образом, получается очень интересная нелинейная зависимость (19), когда приблизительно в течение одних суток $Kp = \text{const}$ или $Kp \approx \text{const}$. Так как правая часть (19) с учетом (20) не зависит от энергии заряженных частиц, эту теоретическую зависимость отношения перпендикулярных (интегральных или по аналогии дифференциальных) потоков заряженных частиц на ГСО от Kp -индекса можно назвать “идеальной” или “универсальной” для прогнозирования.

4. ВЫВОДЫ

Предложена новая, основанная на физике, математическая модель, описывающая аналитически (когда $Kp = \text{const}$ или $Kp \approx \text{const}$) или численно (если $Kp(t) \neq \text{const}$) перпендикулярные дифференциальные или интегральные потоки релятивистских электронов с энергией больше 2 МэВ на геостационарной (геосинхронной) орбите (ГСО), а также на любой круговой орбите в магнитосфере Земли в зависимости от местного времени LT на орбите, Kp -индекса геомагнитной активности, параметра Мак-Илвейна L и перпендикулярного дифференциального потока или интегрального потока релятивистских электронов, взятых для LT = 0 ч.

Использованы наблюдения потоков релятивистских (>2 МэВ) электронов, усредненные по местному часу LT вдоль ГСО с 1995 по 2009 г., собранные КА GOES. Сделано сравнение модельного перпендикулярного (для питч-угла 90°) интегрального потока релятивистских электронов с энергией больше 2 МэВ на ГСО, когда $Kp \approx \text{const}$, например в течение одних суток, с усредненными экспериментальными данными КА GOES. Получено практически идеальное согласие. Для всего диапазона от 00 LT до 24 LT вдоль ГСО величина эффективности предсказания (англ. prediction efficiency) точности предложенной математической модели получена $PE = 0.9989$.

Если используются экспериментальные данные КА GOES 10 для усредненных интегральных потоков релятивистских (>2 МэВ) электронов,

тогда для всего диапазона от 00 LT до 24 LT вдоль ГСО величина эффективности предсказания $PE = 0.9924$.

Предложенные формулы позволяют для всего диапазона от 00 LT до 24 LT вдоль ГСО находить (прогнозировать), например, среднюю величину перпендикулярного интегрального потока релятивистских (>2 МэВ) электронов за сутки, суточный флуенс, а также прогнозировать (предсказывать) на сутки вперед в будущий полдень на ГСО максимальный перпендикулярный интегральный поток релятивистских электронов, если известен поток в полночь.

Необходимы постоянные экспериментальные исследования потенциала электрического поля магнитосферной конвекции φ_2 (4) для уточнения его зависимости от Kp -индекса геомагнитной активности для всего диапазона $0 \leq Kp \leq 9$.

Нелинейный эффект теоретически прогнозируется (предсказывается) в виде нелинейной зависимости отношения максимального перпендикулярного интегрального потока ($\sim$ в полдень) релятивистских (>2 МэВ) электронов к минимальному перпендикулярному интегральному потоку (в полночь) на ГСО от Kp -индекса геомагнитной активности ($0 \leq Kp \leq 9$). Пока сравнение модели с усредненными интегральными потоками релятивистских (>2 МэВ) электронов произведено для диапазона $0 \leq Kp < 6$ с прогнозируемым максимальным отношением потоков в 24.4139 раза при $Kp = 8$ и с эффективностью предсказания точности нелинейного эффекта $PE = 0.8678$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Мяжкова И.Н., Широкий В.Р., Шугай Ю.С., Баринев О.Г., Владимиров Р.Д., Доленко С.А. Краткосрочное и среднесрочное прогнозирование потоков релятивистских электронов внешнего радиационного пояса Земли методами машинного обучения // Метеорология и гидрология. № 3. С. 47–57. 2021.
<https://doi.org/10.52002/0130-2906-2021-3-47-57>
- Смолин С.В. Влияние питч-углового распределения на плазменные процессы в ночной магнитосфере // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 33. № 5. С. 17–25. 1993.
- Смолин С.В. Моделирование питч-угловой диффузии в магнитосфере Земли. Красноярск: редакционно-издательское предприятие “Либра”, 205 с. 1996.
- Смолин С.В. Моделирование питч-углового распределения на дневной стороне магнитосферы Земли // Журн. Сибирского федерального университета. Сер. Математика и физика. Т. 5. № 2. С. 269–275. 2012.
- Смолин С.В. Моделирование потока релятивистских электронов на геостационарной орбите в магнитосфере Земли // Пространство, время и фундаментальные взаимодействия. № 2. С. 75–85. 2018а.
<https://doi.org/10.17238/issn2226-8812.2018.2.75-85>

- Смолин С.В. Простое аналитическое описание для потока релятивистских (>2 МэВ) электронов на геосинхронной орбите / Материалы 12-ой Межд. школы-конф. “Проблемы геокосмоса”. Санкт-Петербург, 8–12 октября 2018 г. Ред. Н.Ю. Бобров, Н.В. Золотова, А.А. Костеров, Т.Б. Яновская. СПб.: Издательство ВВМ. С. 372–378. 20186.
- Смолин С.В. Аналитическое описание потока протонов кольцевого тока Земли для питч-угла 90 градусов // Пространство, время и фундаментальные взаимодействия. № 2. С. 70–74. 2019.
<https://doi.org/10.17238/issn2226-8812.2019.2.70-74>
- 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. V. 95. № 9. P. 15133–15140. 1990.
<https://doi.org/10.1029/JA095iA09p15133>
- Borovsky J.E., Friedel R.H.W., Denton M.H. Statistically measuring the amount of pitch angle scattering that energetic electrons undergo as they drift across the plasmaspheric drainage plume at geosynchronous orbit // J. Geophys. Res. — Space. V. 119. № 3. P. 1814–1826. 2014.
<https://doi.org/10.1002/2013JA019310>
- Borovsky J.E., Cayton T.E., Denton M.H., Belian R.D., Christensen R.A., Ingraham J.C. The proton and electron radiation belts at geosynchronous orbit: Statistics and behavior during high-speed stream-driven storms // J. Geophys. Res. — Space. V. 121. № 6. P. 5449–5488. 2016.
<https://doi.org/10.1002/2016JA022520>
- Efitorov A.O., Myagkova I.N., Dolenko S.A. Prediction of maximum daily relativistic electron flux at geostationary orbit by adaptive methods / Proceedings of the 11th International School and Conference “Problems of Geocosmos”. St. Petersburg, October 3–7, 2016. Eds: V.S. Semenov, M.V. Kholeva, S.V. Apatenkov, N.Yu. Bobrov, A.A. Kosterov, A.A. Samsonov, N.A. Smirnova, T.B. Yanovskaya. SPb.: VVM Publishing. P. 206–212. 2016.
- Fok M.-C., Horne R.B., Meredith N.P., Glauert S.A. Radiation Belt Environment model: Application to space weather nowcasting // J. Geophys. Res. — Space. V. 113. № 3. ID A03S08. 2008.
<https://doi.org/10.1029/2007JA012558>
- Kalegaev V., Kaportseva K., Myagkova I., Shugay Yu., Vlasova N., Barinova W., Dolenko S., Ereemeev V., Shiryaev A. Medium-term prediction of the fluence of relativistic electrons in geostationary orbit using solar wind streams forecast based on solar observations // Adv. Space Res. V. 70. 2022.
<https://doi.org/10.1016/j.asr.2022.08.033>
- Khazanov G.V., Gamayunov K.V., Jordanova V.K. Self-consistent model of magnetospheric ring current and electromagnetic ion cyclotron waves: The 2–7 May 1998 storm // J. Geophys. Res. — Space. V. 108. № 12. ID 1419. 2003.
<https://doi.org/10.1029/2003JA009856>
- Li X., Temerin M., Baker D.N., Reeves G.D., Larson D. Quantitative prediction of radiation belt electrons at geostationary orbit based on solar wind measurements // Geophys. Res. Lett. V. 28. № 9. P. 1887–1890. 2001.
<https://doi.org/10.1029/2000GL012681>
- Li X. Variations of 0.7–6.0 MeV electrons at geosynchronous orbit as a function of solar wind // Space Weather. V. 2. № 3. ID S03006. 2004.
<https://doi.org/10.1029/2003SW000017>
- Ling A.G., Ginat G.P., Hilmer R.V., Perry K.L. A neural network-based geosynchronous relativistic electron flux forecasting model // Space Weather. V. 8. № 9. ID S09003. 2010.
<https://doi.org/10.1029/2010SW000576>
- Lyatsky W., Khazanov G.V. A predictive model for relativistic electrons at geostationary orbit // Geophys. Res. Lett. V. 35. № 15. ID L15108. 2008.
<https://doi.org/10.1029/2008GL034688>
- Nishida A. Geomagnetic diagnosis of the magnetosphere. N.Y.: Springer-Verlag, 301 p. 1978.
- O’Brien T.P. SEAES-GEO: A spacecraft environmental anomalies expert system for geosynchronous orbit // Space Weather. V. 7. № 9. ID S09003. 2009.
<https://doi.org/10.1029/2009SW000473>
- Pinto V.A., Bortnik J., Moya P.S., Lyons L.R., Sibeck D.G., Kanekal S.G., Spence H.E., Baker D.N. Radial response of outer radiation belt relativistic electrons during enhancement events at geostationary orbit // J. Geophys. Res. — Space. V. 125. № 5. ID e2019JA027660. 2020.
<https://doi.org/10.1029/2019JA027660>
- Smolin S.V. Modeling the pitch angle distribution on the nightside of the Earth’s magnetosphere // Geomagn. Aeronomy. V. 55. № 2. P. 166–173. 2015.
<https://doi.org/10.1134/S0016793215020152>
- Smolin S.V. Ring current proton dynamics driven by wave-particle interactions during a nonstorm period // J. Sib. Fed. Univ. Math. Phys. V. 14. № 1. P. 98–104. 2021.
<https://doi.org/10.17516/1997-1397-2021-14-1-98-104>
- Su Y.-J., Quinn J.M., Johnston W.R., McCollough J.P., Starks M.J. Specification of >2 MeV electron flux as a function of local time and geomagnetic activity at geosynchronous orbit // Space Weather. V. 12. № 7. P. 470–486. 2014.
<https://doi.org/10.1002/2014SW001069>
- Turner D.L., Li X. Quantitative forecast of relativistic electron flux at geosynchronous orbit based on low-energy electron flux // Space Weather. V. 6. № 5. ID S05005. 2008.
<https://doi.org/10.1029/2007SW000354>
- Turner D.L., Li X., Burin des Roziers E., Monk S. An improved forecast system for relativistic electrons at geosynchronous orbit // Space Weather. V. 9. № 6. ID S06003. 2011.
<https://doi.org/10.1029/2010SW000647>
- Ukhorskiy A.Y., Sitnov M.I., Sharma A.S., Anderson B.J., Ohtani S., Lui A.T.Y. Data-derived forecasting model for relativistic electron intensity at geosynchronous orbit // Geophys. Res. Lett. V. 31. № 9. ID L09806. 2004.
<https://doi.org/10.1029/2004GL019616>

СТАТИСТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ЗАВИСИМОСТИ КРИТИЧЕСКОЙ ЧАСТОТЫ f_oF2 ОТ РАЗЛИЧНЫХ ИНДЕКСОВ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

© 2023 г. А. Д. Данилов^{1, *}, Н. А. Бербенева²

¹Институт прикладной геофизики

им. акад. Е.К. Федорова Росгидромета (ИПП), Москва, Россия

²Физический факультет Московского государственного университета

им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

*e-mail: adanilov99@mail.ru

Поступила в редакцию 25.03.2023 г.

После доработки 25.04.2023 г.

Принята к публикации 25.05.2023 г.

Для детального анализа того, как различные индексы солнечной активности описывают зависимость критической частоты ионосферного слоя $F2$, f_oF2 , от этой активности, рассматриваются результаты вертикального ионосферного зондирования на ст. Juliusruh в два зимних месяца (январь и февраль), два равноденственных месяца (март и октябрь) и летний месяц июнь. Используются пять индексов солнечной активности: $Ly-\alpha$, $MgII$, Rz , $F30$ и $F10.7$. Изменения f_oF2 сравниваются с соответствующими изменениями в 1957–1980 гг. В качестве меры качества описания зависимости f_oF2 от солнечной активности каждым из индексов используется коэффициент определенности R^2 согласно F-тесту Фишера. Получено, что в зимние месяцы наблюдается хорошо выраженный суточный ход величины R^2 — эта величина в околополуденные часы выше, чем в ночные. Иначе говоря, днем все индексы лучше описывают поведение f_oF2 , чем ночью. Хорошо выраженный суточный ход R^2 наблюдается и в равноденственные месяцы для четырех индексов, тогда как для индекса Rz этот ход выражен гораздо хуже, и наблюдается сильный разброс значений R^2 . В июне суточный ход величины R^2 отсутствует вовсе, и наблюдаются скачки этой величины от часа к часу. На основании проведенного анализа наиболее надежными для описания зависимости f_oF2 от солнечной активности для всех часов суток представляются индексы $MgII$, $F30$ и $Ly-\alpha$.

DOI: 10.31857/S0016794023600588, EDN: XYMAUR

1. ВВЕДЕНИЕ

Критическая частота ионосферного слоя $F2$, f_oF2 , является очень важным параметром, знание которого необходимо для решения многих проблем ионосферного распространения радиоволн. Очевидно, что очень важно знать зависимость f_oF2 от различных внешних параметров. В первую очередь это относится к зависимости от солнечной активности (СА), поскольку избавление от эффектов СА является первым шагом при анализе зависимости критической частоты от сезона и метеорологической обстановки (так называемое “coupling from below”), а также при поиске долгосрочных изменений (трендов) f_oF2 .

В последнее десятилетие изучению трендов параметров термосферы и ионосферы уделяется большое внимание. Чтобы не перегружать статью обсуждением этой проблемы и подробной библиографией, мы ограничимся ссылками на несколько обзоров [Laštovička, 2023; Zhang et al., 2023; Данилов и Константинова, 2020a].

При поисках трендов f_oF2 проблеме правильного учета солнечной активности уделяется особенно большое внимание. В течение первого десятилетия изучения ионосферных трендов в качестве индекса СА (solar proxy) использовался индекс $F10.7$ (поток солнечного радиоизлучения на волне 10.7 см). Однако в дальнейшем возникли сомнения в том, что $F10.7$ является лучшим индексом для описания поведения f_oF2 и других ионосферных параметров.

В частности, было обнаружено, что связь между $F10.7$ и индексами солнечной активности $Ly-\alpha$ (интенсивность линии Лайман-альфа в солнечном спектре) и $MgII$ (отношение интенсивностей излучения в центре и крыльях ультрафиолетовой линии магния), прямо связанными с интенсивностью коротковолнового излучения Солнца (EUV), нарушается по крайней мере в 24-м цикле СА. Данилов и Константинова [2020b] проанализировали связь между $Ly-\alpha$ и $F10.7$ в более ранний период и в 24-м цикле СА. Совершенно аналогичное срав-

нение между индексами $Mg II$ и $F10.7$ было выполнено Laštovička [2019]. Обе группы авторов пришли к одному и тому же заключению: связь между индексом $F10.7$ и солнечным EUV нарушается в 24-м цикле.

Lean et al. [2011] рекомендовали использовать $MgII$ вместо $F10.7$ для анализа ТЕС в период глубокого минимума СА 2008–2009 гг., а Perna and Pezzopane [2016] рекомендовали использовать $MgII$, а не $F10.7$, при поиске трендов $foF2$ по данным ст. Rome.

В серии недавних публикаций [Laštovička, 2021a, b; 2022; Laštovička and Buresova, 2023; Sivakandan et al., 2022] подробно обсуждается вопрос о том, какие индексы СА дают наилучшие результаты при поиске трендов $foF2$ и foE . Анализировались данные вертикального зондирования (ВЗ) на сети европейских станций. Было получено [Laštovička, 2021a], что для поиска трендов $foF2$ наилучшим индексом является $MgII$, а затем следуют $Ly-\alpha$ и $F10.7$. В более поздней работе [Laštovička, 2021b] для описания поведения $foF2$ рекомендуются индексы $MgII$ и $F30$ (интенсивность солнечного радиоизлучения на волне 30 см), причем подчеркивается, что именно они должны использоваться для анализа периодов глубоких солнечных минимумов 2008–2009 и 2018–2019 гг. Этот вывод подтвержден и в недавней публикации [Laštovička and Buresova, 2023].

Отметим еще две работы аргентинской группы [De Haro Barbás and Elias, 2020; De Haro Barbás et al., 2020] и недавние публикации Laštovička [2022, 2023]. В двух последних работах рассматривалось использование нескольких индексов СА для выделения трендов критических частот слоев E и $F2$ и было получено, что наилучшими являются индексы $F10.7$ и $MgII$.

Все сказанное выше призвано показать, что вопрос о зависимости $foF2$ от СА очень важен для злободневной проблемы долговременных трендов критической частоты слоя $F2$, и его изучение на основании сегодняшних данных об основных индексах СА представляется актуальным. В частности, важно понять, как качество описания вариаций $foF2$ с уровнем солнечной активности зависит от выбора конкретного индекса СА и изменяется со временем суток и сезоном.

В данной работе мы поставили целью подробно проанализировать качество описания изменения $foF2$ со временем пятью индексами СА ($Ly-\alpha$, $MgII$, Rz , $F30$ и $F10.7mon$) для всех часов местного времени. Поскольку в банках данных нет данных о $MgII$ за 1958–1980 гг., мы рассчитали величины этого индекса на основании индекса $F10.7sm12$ для 1958–1980 гг. и связь между этими индексами, найденную для 22 и 23-го циклов СА (подробнее см. [Данилов и Константинова, 20206]). Анализ качества такого описания для всех месяцев года

требует специального рассмотрения. Здесь детальное рассмотрение суточных вариаций проводится для января и февраля. Именно в эти зимние месяцы (см. Danilov [2015]) наблюдаются наиболее хорошо выраженные долговременные тренды $foF2$. Для сравнения приводятся также данные для равноденствия и лета.

2. МЕТОД АНАЛИЗА

То, что критическая частота $foF2$ зависит от СА (растет с ростом СА) известно уже с 50-х годов прошлого столетия. Регулярные и достаточно надежные измерения параметров слоя $F2$ методом ВЗ ведутся в основном с периода Международного Геофизического Года (1957–1958 гг.). В большинстве работ рассматривался весь период имеющихся наблюдений на данной станции и анализировалась зависимость $foF2$ от индексов $F10.7$ и Rz (число солнечных пятен). Индекс $F10.7$ использовался в трех версиях: среднегодовое значение, среднемесячное значение и сглаженное значение $F10.7sm12$, вычисленное на основании среднемесячных величин (см. Bilitza [1990]).

В описываемом здесь анализе мы добавили к двум указанным индексам индексы $Ly-\alpha$, и $F30$.

Наиболее деликатным является вопрос о выборе периода, для которого следует проводить анализ зависимости $foF2$ от СА. Как уже указывалось выше, в большинстве работ анализировался весь доступный период наблюдений. Это относится и к работам по поиску трендов.

Нам представляется, что такой подход не вполне корректен. Если заметные тренды критической частоты существуют хотя бы в некоторые сезоны и определенные периоды суток, эти тренды неизбежно будут влиять на наблюдаемые величины $foF2$, а потому сравнение этих величин с индексом СА будет неизбежно давать неправильное представление о параметрах связи $foF2$ с рассматриваемым индексом, а, следовательно, приводить к неточности в устранении эффекта СА и, соответственно, к неверным результатам.

Единственный способ избежать подобной ситуации — это анализировать зависимость $foF2$ от СА для периода, когда можно надеяться, что значительных трендов еще не было. Поскольку тренды имеют в основном антропогенную природу, они, скорее всего появились в начале 80-х годов (подробнее см. Данилов [2012]). Именно поэтому в наших публикациях (см., например, Данилов и Константинова [20206]; Danilov and Konstantinova [2020]) период 1957–1980 гг. рассматривается как “эталонный”, с которым для поиска трендов сравниваются более поздние периоды.

Именно указанный период 1957–1980 гг. был выбран в настоящей работе для детального анализа зависимости $foF2$ от различных индексов СА.

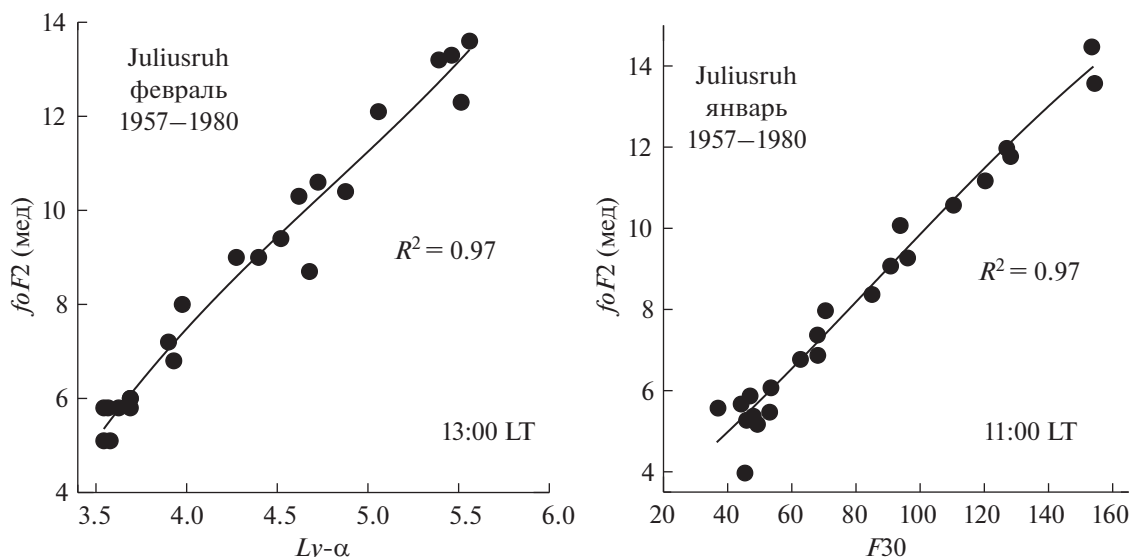


Рис. 1. Примеры хорошо выраженных зависимостей $foF2$ (в МГц) от индексов СА.

Для этого анализа мы рассматривали месячные медианы критической частоты по наблюдениям на ст. Juliusruh, данные которой по нашему опыту представляются наиболее надежными.

Для каждого из пяти анализируемых месяцев (январь, февраль, март, октябрь и июнь) мы строили для каждого часа местного времени зависимость $foF2$ от выбранного индекса СА. Эта зависимость аппроксимировалась полиномом третьей степени. Такой характер аппроксимации был выбран на основании большого опыта, накопленного в наших предыдущих работах по поиску трендов. Как меру качества описания экспериментальных величин $foF2$ указанной аппроксимацией мы рассматривали коэффициент определенности R^2 согласно F-тесту Фишера. Этот параметр легко определяется при построении соответствующего графика и является достаточно наглядным.

Рассмотрим теперь различные типы получаемых зависимостей $foF2$ от индексов СА. Следует подчеркнуть, что точки на рисунках представляют собой чисто экспериментальные данные — месячные медианы критической частоты $foF2$. Не проводилось никакого усреднения, сглаживания или иных искусственных операций.

На рис. 1 приведены примеры наиболее хорошо выраженных зависимостей, которые выглядят почти линейными. Величина R^2 для них лежит в пределах 0.96–0.98. Такие зависимости характерны для всех индексов для дневных часов LT.

На рис. 2 приведены примеры зависимостей, у которых заметна выраженная кривизна. Такие зависимости встречаются в ночные, утренние и вечерние часы. Величина R^2 для них ниже и колеблется в пределах 0.83–0.90.

Примеры, приведенные на рис. 3, иллюстрируют наличие в некоторых случаях (не слишком часто) зависимости с выраженным эффектом “насыщения” — при самой большой активности наблюдается падение $foF2$ с ростом индекса СА. При этом такой эффект может наблюдаться как при значительном разбросе экспериментальных точек ($R^2 < 0.80$, левая панель), так и при малом разбросе (высокие величины R^2 , правая панель).

Наконец, на рис. 4 приведены примеры зависимостей с относительно низкими величинами R^2 . Такие зависимости наблюдаются для некоторых индексов СА глубокой ночью. Согласно F-тесту Фишера, статистическая значимость S таких зависимостей колеблется в пределах 95–98%, тогда как для остальных случаев величина S превышает 99%.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

3.1. Январь—Февраль

Наиболее детальный анализ мы провели для января и февраля, поскольку именно в эти зимние месяцы наблюдаются самые сильные отрицательные тренды $foF2$, а правильный учет зависимости критической частоты от солнечной активности очень важен для всей проблемы трендов.

Мы построили зависимость величин R^2 , которые мы рассматриваем как меру качества описания зависимости $foF2$ от данного индекса солнечной активности на графиках типа рис. 1–4, от местного времени. Результаты для января и февраля приведены на рис. 5. Каждая точка на рис. 5 соответствует величине R^2 , полученной для данного момента LT и данного месяца на соответствующем рисунке типа рис. 1–4. Кривые на

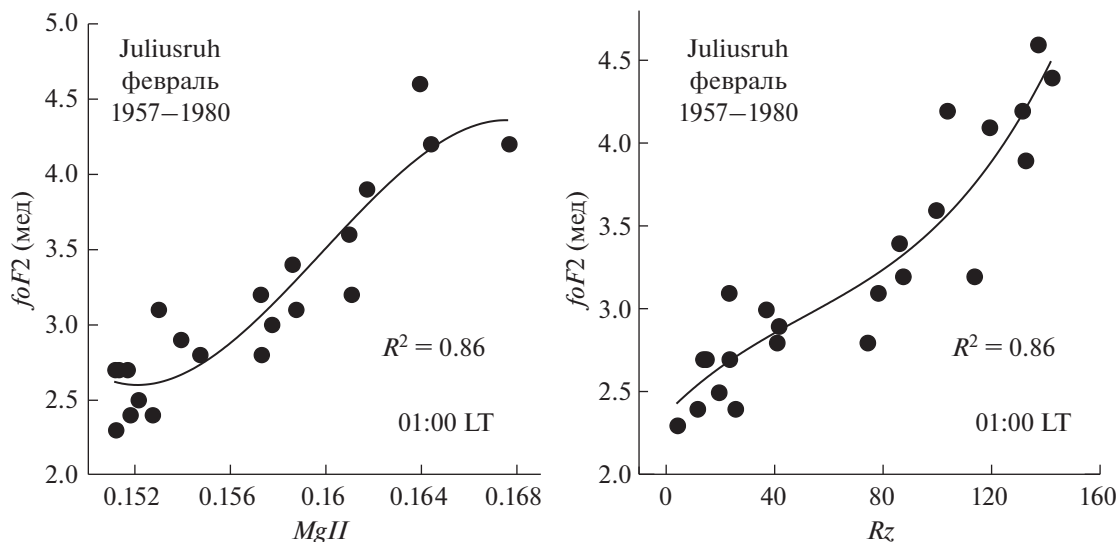


Рис. 2. Примеры зависимостей $foF2$ (в МГц) от индексов СА с выраженной кривизной.

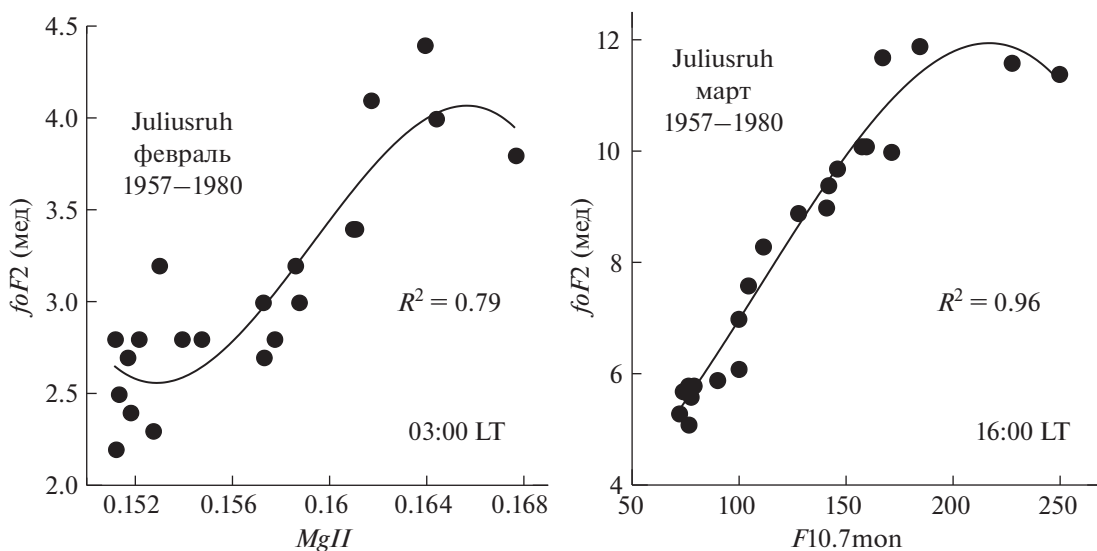


Рис. 3. Примеры зависимостей $foF2$ (в МГц) от индексов СА с эффектом “насыщения”.

рис. 5 представляют собой аппроксимацию точек полиномом третьей степени. Как и в случае рис. 1–4, мы используем для характеристики значимости зависимости коэффициент определенности по F-тесту Фишера. Для отличия от R^2 (на рисунках зависимости $foF2$ от индекса СА), который является нашим основным анализируемым параметром, мы обозначаем коэффициент определенности для зависимостей R^2 от LT как R_{LT}^2 . Для более наглядного представления суточного хода мы сместили точки для 01:00 и 02:00 на 25:00 и 26:00 LT и продублировали точку для 03:00 LT на 27:00 LT.

Наиболее характерной особенностью поведения величины R^2 на рис. 5 является суточная вариация. Эта величина в дневные часы (10:00–16:00 LT) максимальна и лежит в пределах 0.95–0.98. Как правило, в дневные часы она не меняется совсем в течение нескольких часов или меняется очень слабо (на 0.01–0.02). В ночные часы величины R^2 для всех рассмотренных ситуаций значительно меньше, чем в дневные часы. Минимальные значения R^2 приходятся на 02:00–03:00 LT.

Чтобы избежать громоздких таблиц с данными для всех LT, мы приводим в табл. 1 величины R^2 для ночного минимума (02:00–03:00 LT) и трех

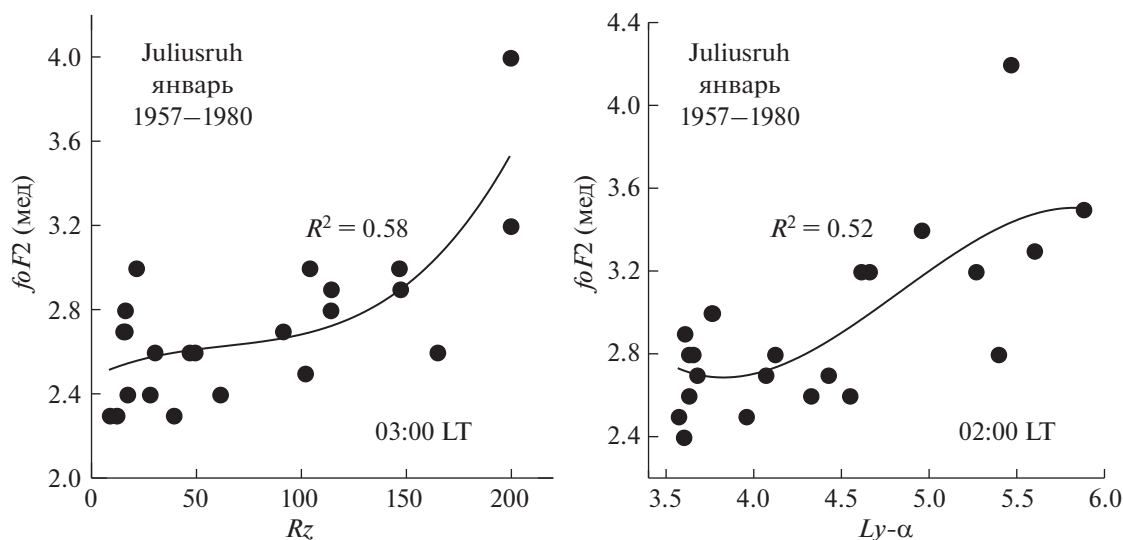


Рис. 4. Примеры зависимостей $foF2$ (в МГц) от СА с низкими величинами R^2 .

околополуденных часов (11:00–13:00 LT) для обоих рассмотренных месяцев и всех пяти анализируемых индексов. Как видно из этой таблицы, дневные величины R^2 в январе для всех трех LT близки между собой. Для четырех индексов дневные январские и февральские значения также близки друг другу. Исключение составляет индекс Rz , для которого дневные величины R^2 в феврале составляют всего 0.93–0.94. Это является первым признаком того, что индекс Rz описывает поведение $foF2$ хуже, чем другие рассмотренные индексы.

Как хорошо видно на рис. 5, падение величин R^2 от дневных значений к ночным происходит в январе значительно сильнее, чем в феврале. При этом, соответственно, в январе ночные величины R^2 существенно ниже, чем в феврале. Так, согласно табл. 1 средняя за 02:00–03:00 LT величина R^2 в январе для $Ly-\alpha$, $MgII$, Rz , $F30$ и $F10.7$ равна 0.59, 0.71, 0.59, 0.64 и 0.57, тогда как для февраля эта величина равна 0.80, 0.83, 0.86, 0.83 и 0.83 соответственно.

Таким образом, первый вывод нашего анализа гласит, что все рассмотренные индексы СА значительно лучше описывают зависимость критической частоты $foF2$ от солнечной активности в дневные часы, чем в ночные.

Для совместного описания поведения $foF2$ всех пяти рассматриваемых индексов СА мы построили рис. 6. Чтобы избежать взаимного наложения большого числа точек, мы нанесли на этом рисунке только аппроксимирующие линии, приведенные на рис. 5.

Как следует из рис. 6, аппроксимирующие кривые для индексов $MgII$, $F30$ и $F10.7$ идут очень близко друг к другу и даже частично совпадают

как в январе, так и в феврале. Относительно небольшое превышение относительно четырех других индексов наблюдаются для индекса $MgII$ в январе в вечерний и ночной периоды (примерно с 19:00 до 06:00 LT).

Поскольку поведение R^2 с LT для индекса Rz в феврале сильно отличается от поведения для других индексов, мы вынесли соответствующее сравнение на отдельный рисунок. На рис. 7 сравниваются величины R^2 для Rz (точки и штриховая линия) и усредненный по трем индексам ($Ly-\alpha$, $MgII$, и $F30$) ход R^2 (сплошная линия). Качество аппроксимации зависимости R^2 от LT (см. соответствующие величины R_{LT}^2) для Rz существенно хуже, чем для других индексов.

Причина указанных отклонений нам не ясна. Поскольку при анализе зависимостей критической частоты от индекса СА для конкретного ме-

Таблица 1. Величины R^2 для ночных и дневных часов

LT	$Ly-\alpha$	$MgII$	Rz	$F30$	$F10.7$
Январь					
02:00	0.62	0.72	0.61	0.67	0.61
03:00	0.57	0.7	0.58	0.61	0.54
11:00	0.96	0.97	0.96	0.98	0.97
12:00	0.97	0.98	0.97	0.98	0.98
13:00	0.97	0.98	0.97	0.98	0.97
Февраль					
02:00	0.82	0.87	0.86	0.84	0.84
03:00	0.78	0.79	0.86	0.81	0.81
11:00	0.96	0.96	0.94	0.97	0.97
12:00	0.97	0.97	0.93	0.98	0.97
13:00	0.97	0.96	0.93	0.98	0.98

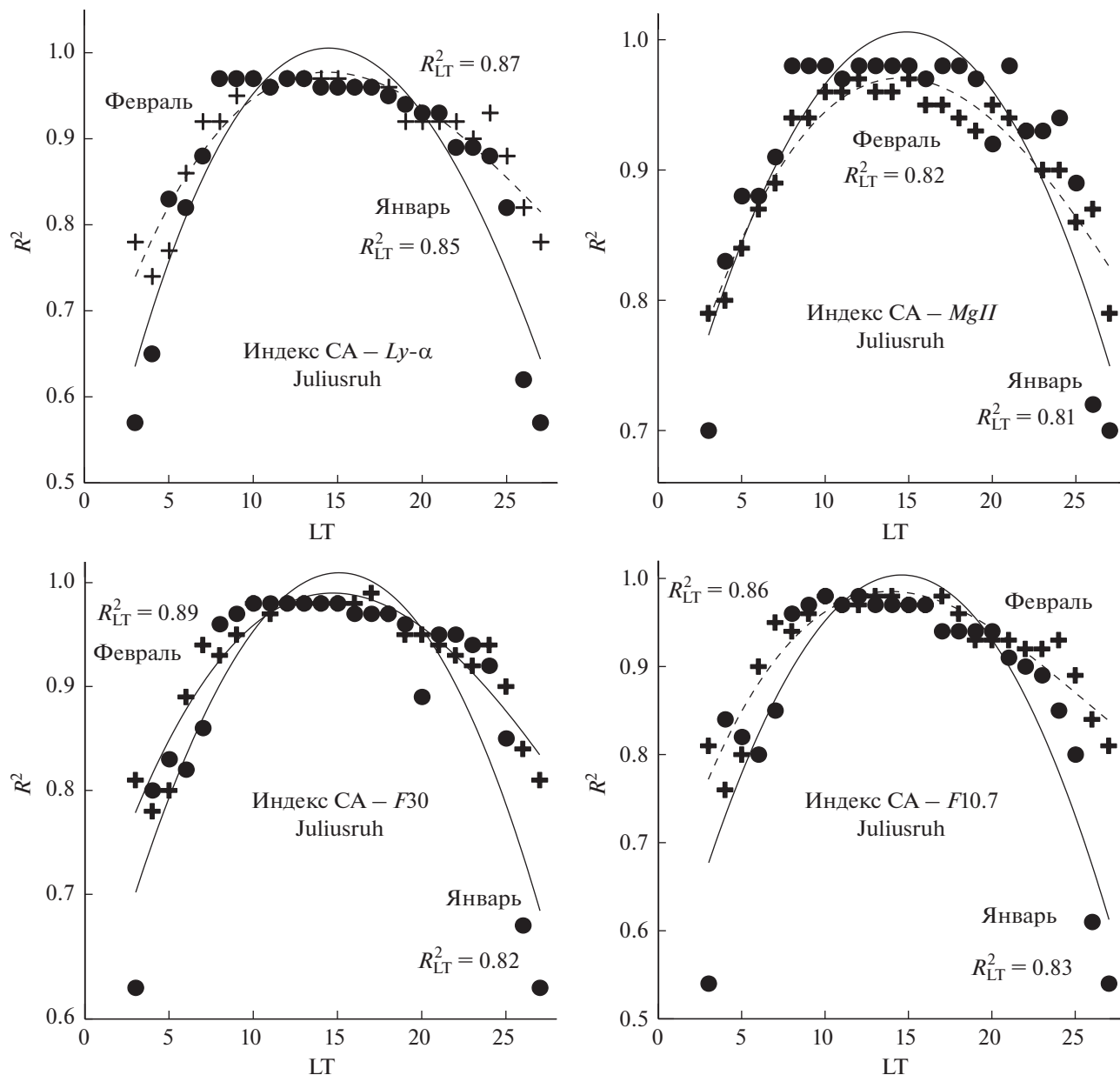


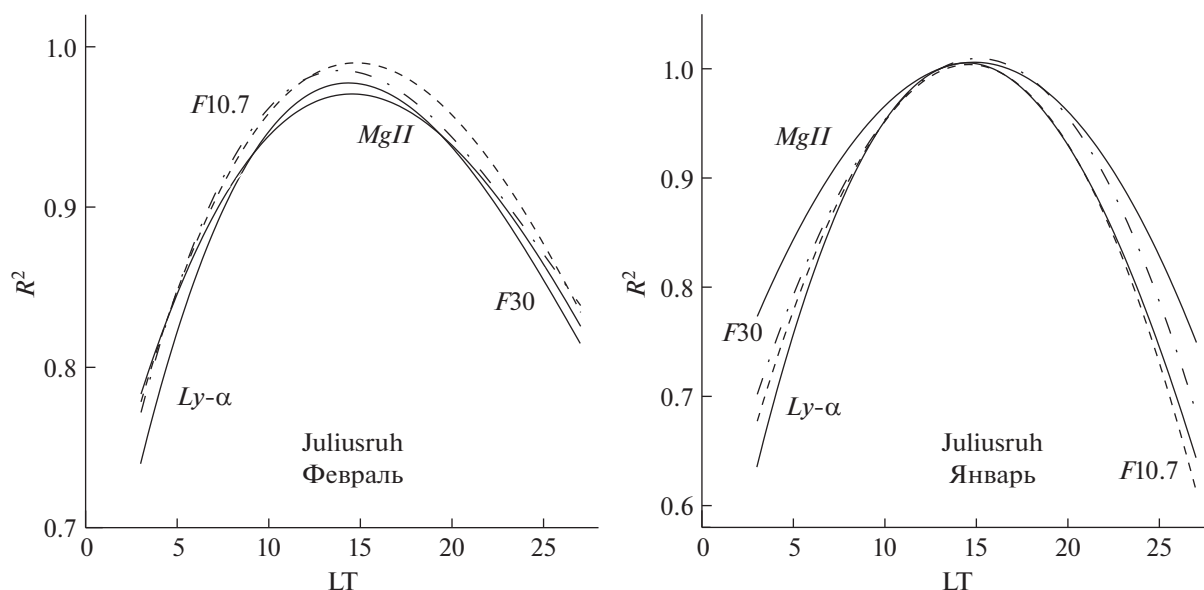
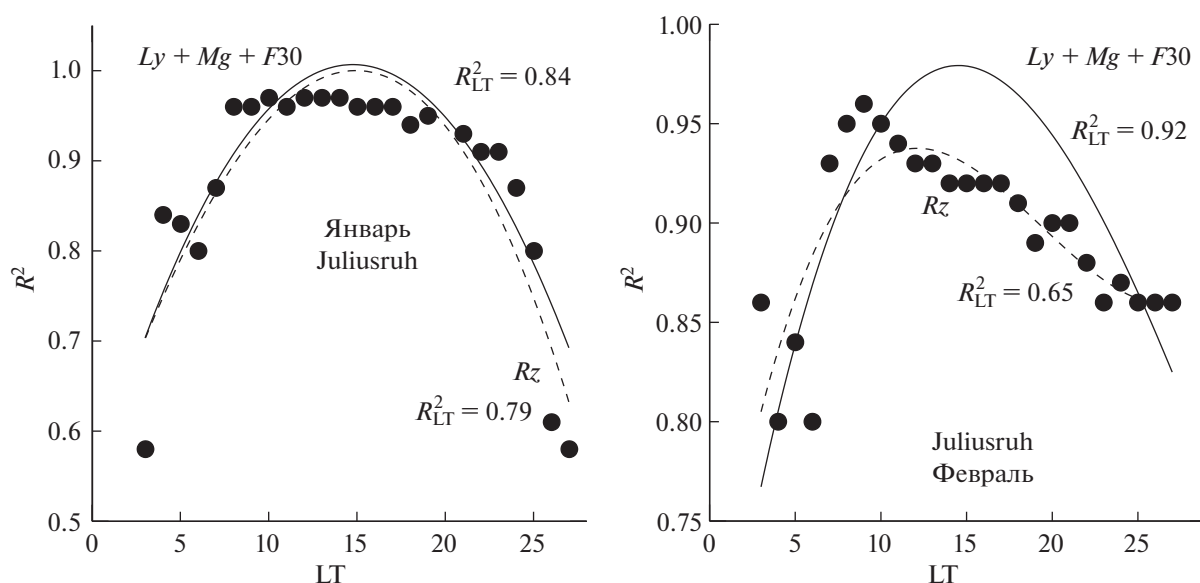
Рис. 5. Зависимости коэффициента определенности R^2 от LT для различных индексов СА.

сяца используются одни и те же величины $foF2$ для сравнения со всеми индексами, это различие может быть вызвано только различием в самих индексах. Связано ли это с какими-то ошибками в банках данных для индексов СА или с реальными различиями в поведении индексов, мы судить не беремся. Полученные нами результаты позволяют лишь утверждать, что для анализа зависимости $foF2$ от солнечной активности лучше всего использовать индексы $Ly-\alpha$, $MgII$ и $F30$. Не следует при таком анализе использовать индексы Rz .

Резюмируя результаты, полученные в данном подразделе, следует отметить следующее. Суще-

ствует хорошо выраженная зависимости величины R^2 (которую мы рассматриваем как меру качества описания зависимости $foF2$ от соответствующего индекса СА) от времени суток. Величина R^2 в дневные часы выше, чем ночью. Иными словами, все рассмотренные индексы СА лучше описывают зависимость $foF2$ от солнечной активности днем, чем ночью.

Качество указанного описания (величины R^2) в январе примерно одинаково для всех пяти индексов. В феврале величины R^2 для четырех индексов ($Ly-\alpha$, $MgII$, $F30$ и $F10.7$) близки, а для Rz сильно отличаются от них.

Рис. 6. Аппроксимирующие линии зависимостей R^2 от LT.Рис. 7. Сравнение зависимости R^2 от LT для R_z и для среднего значения R^2 для трех индексов.

Сравнение с результатами анализа для других месяцев приводится ниже.

3.2. Другие месяцы

В предыдущем подразделе мы подробно анализировали поведение величин R^2 в два типичных зимних месяца. В этом подразделе мы делаем попытку посмотреть на поведение R^2 в другие сезоны. Детальный анализ сезонных вариаций для всех месяцев требует отдельного исследования —

мы ограничимся здесь кратким анализом для двух равноденственных месяцев (марта и октября) и летнего месяца июня.

На рис. 8 приведены примеры зависимости R^2 от LT для двух равноденственных месяцев. Чтобы не перегружать рисунки, мы сравниваем эти зависимости для двух индексов — для $Ly-\alpha$ и $MgII$ в октябре и $Ly-\alpha$ и $F30$ в марте. Как видно из рис. 8, величины R^2 для двух индексов хорошо согласуются между собой. Многие точки просто совпада-

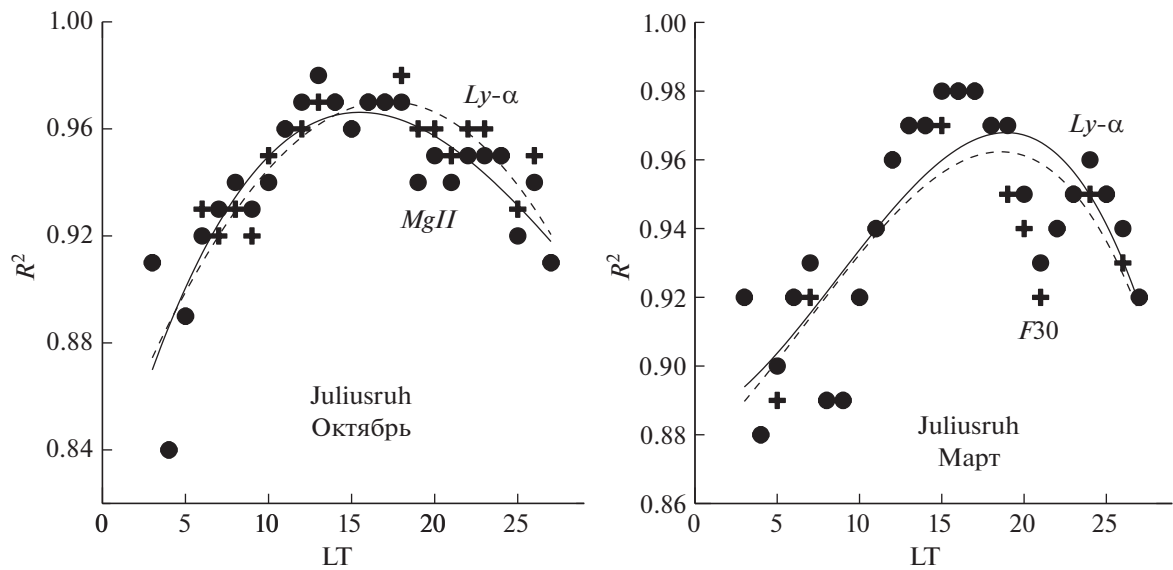


Рис. 8. Сравнение зависимости R^2 от LT для двух индексов СА в октябре и марте.

ют, а аппроксимирующие кривые (полиномы третьей степени) близки.

Изменения R^2 с LT для четырех индексов ($Ly-\alpha$, $MgII$, $F30$, и $F10.7$) для этих месяцев хорошо согласуются между собой. Чтобы избежать громоздких таблиц, мы сравниваем, как и выше в табл. 1, в табл. 2 величины R^2 для всех пяти индексов СА, но только для двух ночных и трех околополуденных моментов LT. Видно, что для указанных четырех индексов согласие очень хорошее.

Иная картина наблюдается для индекса R_z . Для ночных часов в табл. 2 заметно отличие величин R^2 для R_z от величин для четырех других индексов. Отличие становится еще более нагляд-

ным при рассмотрении полного суточного хода на рис. 9. Для большей наглядности мы сравниваем на этом рисунке изменение R^2 для R_z (точки и штриховая аппроксимирующая кривая) с усредненным ходом для трех индексов ($Ly-\alpha$, $MgII$, и $F30$) – сплошная аппроксимирующая кривая.

Рисунок 9 показывает, что величины R^2 почти для всех LT в марте и для моментов LT в послеполуденные, вечерние, ночные и ранние утренние часы в октябре заметно меньше, чем соответствующие величины для трех других индексов. В марте обращает на себя внимание также сильный разброс величин R^2 для R_z . Соответствующая величина коэффициента определенности R^2_{LT} при аппроксимации зависимости величины R^2 от LT для R_z существенно меньше, чем R^2_{LT} для трех других индексов.

Таким образом, можно утверждать, что, как и в зимние месяцы (см. предыдущий подраздел), в равноденственные месяцы индекс R_z гораздо хуже описывает изменение $foF2$ с солнечной активностью, чем другие индексы СА.

Для типичного летнего месяца июня наблюдается совершенно иная картина, чем для рассмотренных выше зимних и равноденственных месяцев. Изменение R^2 с LT для июня для четырех индексов СА приведено на рис. 10. Картина для R_z в июне близка к таковой для других индексов.

Как видно из рис. 10, для всех индексов СА полностью отсутствует выраженный суточный ход, подобный приведенному на рис. 5–9 для зимних и равноденственных месяцев. Наибольшие величины R^2 наблюдаются не в околополуденные часы, как на предыдущих рисунках, а в

Таблица 2. Величины R^2 для двух месяцев и пяти индексов СА

LT	$Ly-\alpha$	$MgII$	R_z	$F30$	$F10.7$
Март					
1	0.95	0.92	0.9	0.95	0.93
2	0.94	0.92	0.89	0.93	0.92
11	0.94	0.94	0.93	0.94	0.94
12	0.96	0.94	0.94	0.96	0.94
13	0.97	0.94	0.95	0.97	0.96
Октябрь					
1	0.92	0.93	0.89	0.93	0.92
2	0.94	0.95	0.9	0.95	0.93
11	0.96	0.96	0.96	0.97	0.97
12	0.97	0.96	0.96	0.98	0.97
13	0.98	0.97	0.96	0.98	0.98

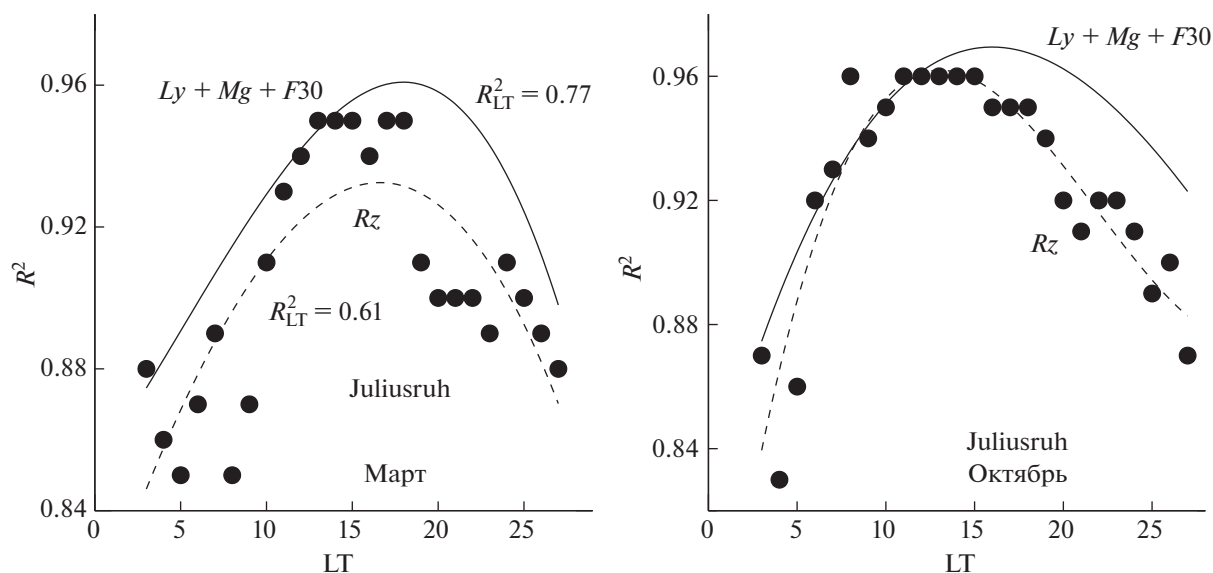


Рис. 9. Сравнение изменения R^2 для R_z и трех других индексов в марте и октябре.

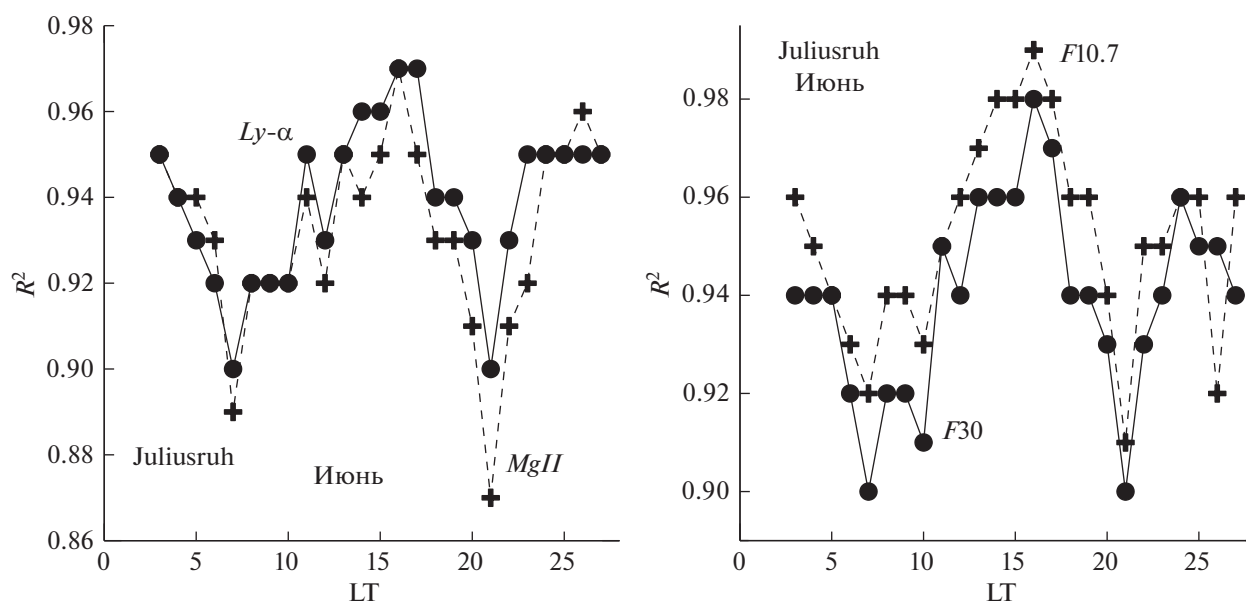


Рис. 10. Изменение R^2 с LT в июне для различных индексов СА.

15:00–17:00 LT, а минимальные значения R^2 приходятся не на 02:00–03:00 LT, а на поздние утренние и вечерние часы.

Чтобы завершить сравнение разных месяцев, мы приводим рис. 11, на котором показаны средние по трем индексам СА ($Ly-\alpha$, Mg и $F30$) изменения величины R^2 с LT для четырех месяцев.

Видно, что для февраля, марта и октября наблюдается хорошо выраженный суточный ход — днем величины R^2 выше, чем ночью. При этом в околополуденные часы величины R^2 для этих трех

месяцев близки, тогда как падение R^2 ото дня к ночи сильнее для февраля, чем для марта и октября. Поведение R^2 в июне совершенно отличается от такового в три других месяца — в июне практически нет выраженного суточного хода.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Цель данной работы — проанализировать качество описания поведения критической частоты слоя $F2$, $foF2$, различными индексами СА.

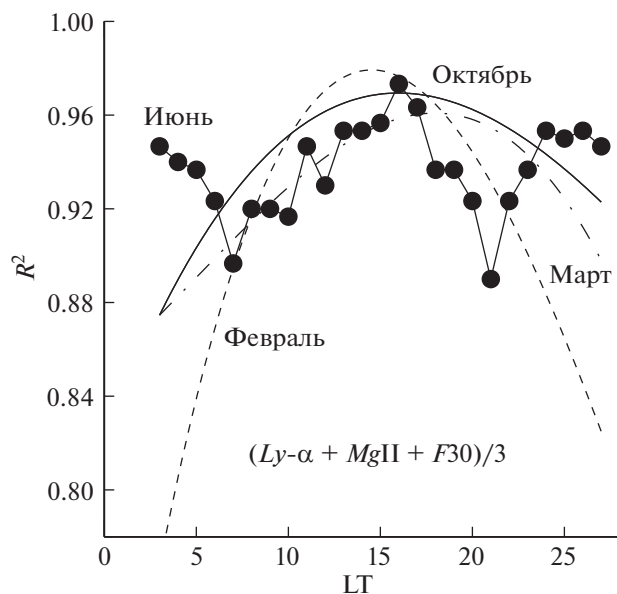


Рис. 11. Усредненное по трем индексам изменение R^2 с LT в различные месяцы.

Во ВВЕДЕНИИ уже подчеркивалось, что вопрос о наилучшем индексе СА для описания зависимости ионосферных параметров от солнечной активности весьма важен и активно обсуждается в настоящее время.

Мы провели детальный статистический анализ описания поведения $foF2$ с изменением индексов СА для пяти таких индексов — интенсивности линии $Ly-\alpha$, отношения интенсивностей в центре и крыльях линии магния ($MgII$), числа солнечных пятен (Rz), интенсивности солнечного радиоизлучения с длиной волны 30 см ($F30$) и интенсивности солнечного радиоизлучения с длиной волны 10.7 см ($F10.7$).

Рассматривался период 1957–1980 гг., когда по современным представлениям еще не было трендов критической частоты и можно получать “чистую” зависимость $foF2$ от солнечной активности. Эта зависимость строилась для каждого часа местного времени LT. Наиболее подробно проанализированы два зимних месяца (январь и февраль), когда по нашим данным максимальны отрицательные тренды $foF2$ в последние десятилетия.

В качестве меры качества описания зависимости $foF2$ от СА тем, или иным индексом использовался коэффициент определенности R^2 по F-тесту Фишера.

Основным результатом анализа для зимних месяцев явилось то, что существует хорошо выраженная зависимость величины R^2 от времени суток. Для всех пяти рассмотренных индексов СА эта величина в дневные часы выше, чем ночью. Иными словами, все рассмотренные индексы СА

зимой значительно лучше описывают зависимость от солнечной активности днем, чем ночью. При этом падение величин R^2 от дневных значений к ночным происходит в январе значительно сильнее, чем в феврале. Соответственно, в январе ночные величины R^2 существенно ниже, чем в феврале.

В целом все пять индексов в зимние месяцы примерно одинаково описывают вариации $foF2$. Исключением является суточный ход R^2 в январе для индекса Rz . Есть и другие указания на то, что этот индекс меньше подходит для описания $foF2$, чем другие индексы (см. ниже).

В равноденственные месяцы (март и октябрь) так же, как и зимой, для всех пяти индексов наблюдается хорошо выраженный суточный ход — величины R^2 в дневные часы выше, чем в ночные. Между четырьмя индексами СА ($Ly-\alpha$, $MgII$, $F30$ и $F10.7$) наблюдается хорошее согласие, а вот суточный ход R^2 для индекса Rz существенно отличается. Как следует из рис. 9, в периоды равноденствия во все часы суток число солнечных пятен гораздо хуже описывает поведение $foF2$ с солнечной активностью, чем другие рассмотренные индексы.

Совершенно иная картина наблюдается для летнего месяца июня. Для всех пяти индексов полностью отсутствует суточный ход величины R^2 , и наблюдаются сильные скачки этой величины от одного часа LT к другому. При этом, однако, сами величины R^2 остаются на достаточно высоком уровне (0.89–0.97). Тем не менее, полученный результат заставляет с осторожностью относиться к учету влияния солнечной активности на поведение $foF2$ в летние месяцы с помощью рассмотренных индексов.

По совокупности всего проведенного в данной работе анализа мы считаем, что в целом наилучшими индексами для описания поведения $foF2$ в цикле СА являются индексы $MgII$ и $F30$. За ними следует индекс $Ly-\alpha$. Этот вывод согласуется с нашими выводами, полученными при анализе трендов $foF2$ [Данилов и др., 2023; Danilov and Konstantinova, 2023], а также частично совпадает с выводами, полученными другими авторами. Laštovička [2021a, b; 2022] для поиска трендов среднегодовых величин $foF2$ рекомендует индексы $MgII$ и $F30$. Perna and Pezzopane [2016] и Venchiarutti et al. [2021] рекомендовали $MgII$ для описания поведения $foF2$. Gulyaeva et al. [2018] рекомендовали $MgII$ как наилучший индекс для построения эмпирических ионосферных моделей. De Haro Barbás et al. [2023] пришли к выводу, что для описания поведения $foF2$ с помощью модели IRI наилучшим индексом является $MgII$.

5. БЛАГОДАРНОСТИ

Величины солнечных индексов были взяты с сайта LISIRD (<https://lasp.colorado.edu>). Авторы благодарят А.В. Константинову за расчеты месячных медиан $foF2$.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Данилов А.Д. Долговременные тренды в верхней атмосфере и ионосфере (обзор) // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 52. № 3. С. 291–312. 2012.
- Данилов А.Д., Константинова А.В. Долговременные вариации параметров средней и верхней атмосферы и ионосферы (обзор) // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 60. № 4. С. 411–435. 2020а.
- Данилов А.Д., Константинова А.В. Тренды параметров слоя $F2$ и 24-й цикл солнечной активности // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 60. № 5. С. 619–630. 2020б.
- Данилов А.Д., Бербенева Н.А. Тренды критической частоты слоя $F2$ в последнее десятилетие // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 63. № 2. С. 139–146. 2023.
- Bilitza D. International Reference Ionosphere 1990. National Space Science Data Center, NSSDC 90–92, Greenbelt, Maryland. 1990.
- Danilov A.D. Seasonal and diurnal variations in $foF2$ trends // J. Geophys. Res. – Space. V. 120. P. 3868–3882. 2015.
<https://doi.org/10.1002/2014JA020971>
- Danilov A.D., Konstantinova A.V. Trends in $foF2$ and the 24th solar activity cycle // Adv. Space Res. V. 65. P. 959–965. 2020.
<https://doi.org/10.1016/j.asr.2019.10.038>
- Danilov A.D., Konstantinova A.V. Trends in $foF2$ to 2022 and various solar activity indices // Adv. Space Res. V. 71. № 11. P. 4594–4603. 2023.
<https://doi.org/10.1016/j.asr.2023.01.028>
- De Haro Barbás B.F., Elias A.G. Effect of the inclusion of solar cycle 24 in the calculation of $foF2$ long-term trend for two Japanese ionospheric stations // Pure Appl. Geophys. V. 177. P. 1071–1078. 2020.
- De Haro Barbás D.F., Elias A.G., Fagre M., Zossi B.F. Incidence of solar cycle 24 in nighttime $foF2$ long-term trends for two Japanese ionospheric stations // Stud. Geophys. Geod. V. 64. P. 407–418. 2020.
<https://doi.org/10.1007/s11200-021-05489>
- De Haro Barbás D.F., Elias A.G., Venchiarutti J.V., Fagre M.M., Zossi B.S., Jun G.T., Medina F.D. MgII as a solar proxy to filter F2-region ionospheric parameters // Pure Appl. Geophys. V. 178. P. 4605–4618. 2021.
- De Haro Barbás B.F., Zossi B.F., Jun G.T., Bravo M., Ledesma M.M., Venchiarutti V., Gonzalez G., Medina F.D., Trinidad Duran T., Elias A.G. IRI performance considering Mg II as EUV solar proxy // Adv. Space Res. 2023.
<https://doi.org/10.1016/j.asr.2023.06.0007>
- Gulyaeva T.L., Arikan F., Sezen U., Poustovalova L.V. Eight proxy indices of solar activity for the International Reference Ionosphere and Plasmasphere model // J. Atmos. Sol.-Terr. Phys. V. 172. P. 122–128. 2018.
<https://doi.org/10.1016/j.jastp.2018.03.025>
- Laštovička J. Is the relation between ionospheric parameters and solar proxies stable? // Geophys. Res. Lett. V. 46. № 24. P. 14208–14213. 2019.
<https://doi.org/10.1029/2019GL085033>
- Laštovička J. What is the optimum solar proxy for long-term ionospheric investigations? // Adv. Space Res. V. 67. № 1. P. 2–8. 2021a.
<https://doi.org/10.1016/j.asr.2020.07.025>
- Laštovička J. The best solar activity proxy for long-term ionospheric investigations // Adv. Space Res. V. 68. P. 2354–2360. 2021b.
<https://doi.org/10.1016/j.asr.2021.06.032>
- Laštovička J. Long-term changes in ionospheric climate in terms of $foF2$ // Atmosphere. 13(1). 110. 2022.
<https://doi.org/10.3390/atmos13010110>
- Laštovička J. Progress in investigating long-term trends in the mesosphere, thermosphere and ionosphere. 2023.
<https://doi.org/10.5194/egusphere-2023-302>
- Laštovička J., Burešová D. Relationships between $foF2$ and various solar activity proxies // Space Weather. V. 21. e2022SW003359. 2023.
<https://doi.org/10.1029/2022SW003359>
- Lean J., Emmert J.T., Picone J.M., Meier P.R. Global and regional trends in ionospheric electron content // J. Geophys. Res. – Space. V. 116. A00H04. 2011.
<https://doi.org/10.1029/2010JA016378>
- Perna L., Pezzopane M. $foF2$ vs solar indices for the Rome station: looking for the best general relation which is able to describe the anomalous minimum between cycles 23 and 24 // J. Atmos. Sol.-Terr. Phys. V. 148. P. 13–21. 2016.
<https://doi.org/10.1016/j.jastp.2016.08.003>
- Sivakandan M., Mielich J., Renkowitz T., Chau J.L., Jaen J., Laštovička J. Long-term variations and trends in the E, F and sporadic E (Es) layer over Juliusruh, Europe // J. Geophys. Res. – Space. V.128. e2022JA031097. 2022.
<https://doi.org/10.1029/2022JA031097>
- Venchiarutti J.V., Farge M., Zossi B.S., Tan Juan Rios G., Medina F.D. Mg II as a solar proxy to filter F2-region ionospheric parameters // Pure Appl. Geophys. V. 178. P. 4605–4618. 2021.
<https://doi.org/10.1007/s00024-021-02884>
- Zhang S.R., Cnossen I., Laštovička J., Elias A.G., Yue X., Jacobi C., Yue J., Wang W., Qian L., Goncharenko L. Long-term geospace climate monitoring // Frontiers in Astronomy and Space Science. V. 10. 2023.
<https://doi.org/10.3389/fspas.2023.1139230>

УДК 550.388.2

СВОЙСТВА ИЗМЕНЧИВОСТИ КОНЦЕНТРАЦИИ МАКСИМУМА F_2 -СЛОЯ НАД АЛМА-АТОЙ ПРИ РАЗНЫХ УРОВНЯХ СОЛНЕЧНОЙ И ГЕОМАГНИТНОЙ АКТИВНОСТИ

© 2023 г. М. Г. Деминов¹, *, Г. Ф. Деминова¹, В. Х. Депуев¹, А. Х. Депуева¹¹Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн
им. Н.В. Пушкова РАН (ИЗМИРАН), Москва, Троицк, Россия

*e-mail: deminov@izmiran.ru

Поступила в редакцию 10.03.2023 г.

После доработки 11.04.2023 г.

Принята к публикации 25.05.2023 г.

На основе часовых данных ст. Алма-Ата (43.2° N, 104° E) за 1958–1988 гг. проведен анализ свойств изменчивости концентрации максимума F_2 -слоя Nm при разных уровнях солнечной и геомагнитной активности. Для характеристик этой изменчивости использованы стандартное отклонение $\sigma(x)$ флуктуаций Nm относительно спокойного уровня ($x = (Nm/Nm_0 - 1) \times 100$, %) и средний сдвиг этих флуктуаций x_{ave} . На этом пути создана эмпирическая модель концентрации максимума F_2 -слоя Nm_0 для низкой геомагнитной активности. Получено, что изменчивость Nm слабо зависит от уровня солнечной активности. Зависимость изменчивости Nm от геомагнитной активности является одной из основных, наряду с зависимостями этой изменчивости от времени суток и сезона. В целом дисперсия $\sigma^2(x)$ для спокойных условий меньше, чем для периодов высокой геомагнитной активности. Однако в периоды высокой геомагнитной активности дальнейший рост геомагнитной активности не приводит к увеличению дисперсии $\sigma^2(x)$. Насыщение в увеличении дисперсии $\sigma^2(x)$ при продолжающемся увеличении геомагнитной активности и отсутствие этого насыщения для среднего сдвига x_{ave} , по-видимому, является устойчивым свойством изменчивости ионосферы средних широт в периоды геомагнитных бурь. Этот вывод получен на основе дополнительного анализа изменчивости ионосферы по данным станций Иркутск и Ямагава (Yamagawa), которые расположены примерно на 10 градусов севернее и южнее ст. Алма-Ата соответственно.

DOI: 10.31857/S0016794023600308, EDN: UBNRBU

1. ВВЕДЕНИЕ

Изменчивость концентрации максимума F_2 -слоя ионосферы Nm (или критической частоты $foF_2 \sim Nm^{1/2}$) исследовалась неоднократно [Forbes et al., 2000; Rishbeth and Mendillo, 2001; Araujo-Pradere et al., 2005; Fotiadis and Kouris, 2006; Altadill, 2007; Zhang and Holt, 2008; Pirog et al., 2011; Deminov et al., 2013; Ratovsky et al., 2015, 2023]. В этих работах изменчивость Nm оценивалась по величине стандартного (или среднеквадратичного) отклонения Nm относительно фона. В качестве этого фона выбирались средние за месяц значения Nm или foF_2 [Forbes et al., 2000; Rishbeth and Mendillo, 2001; Araujo-Pradere et al., 2005], локальные модели средних за месяц значений высотного распределения концентрации электронов [Altadill, 2007; Zhang and Holt, 2008], медианы Nm за 15 дней для периодов низкой солнечной и геомагнитной активности [Deminov et al., 2013], медианы Nm за 27 дней [Ratovsky et al., 2015, 2023] или медианы foF_2 за месяц [Fotiadis and Kouris, 2006].

Среднее за месяц значение Nm и медиана Nm зависят от геомагнитной активности, однако эта зависимость обычно неизвестна. Поэтому использование этих характеристик ионосферы для сравнительных оценок изменчивости Nm при разных уровнях геомагнитной активности становится недостаточным. Например, использование средних за месяц значений Nm в качестве фона приводит к невозможности оценки среднего сдвига (систематического изменения) концентрации электронов максимума F_2 -слоя при изменении геомагнитной активности. Более точный подход к оценке изменчивости концентрации этого максимума связан с использованием в качестве фона средних значений Nm для низкой геомагнитной активности. Получение таких значений Nm сопряжено с определенными трудностями, поскольку периоды продолжительной низкой геомагнитной активности встречаются нечасто (см., например, [Rishbeth and Mendillo, 2001]). Один из способов преодоления этой проблемы связан с построением локальной эмпирической

модели Nm для низкой геомагнитной активности по данным Nm конкретной станции за интервал не менее 30 лет, поскольку число магнитоспокойных дней в таком большом массиве данных обычно достаточно для построения такой модели [Демин и др., 2009]. Этот способ определения статистических свойств флуктуаций Nm относительно спокойного уровня при разных уровнях солнечной и геомагнитной активности был реализован по данным ст. Иркутск (52.5° N, 104° E, $\Phi = 47.0^\circ$ N) за 1958–1992 гг. [Демин и др., 2015]. Здесь и ниже Φ – исправленная геомагнитная широта станции за 1980 г., которая получена по Интернет (<https://omniweb.gsfc.nasa.gov/vitmo>).

Статистические свойства флуктуаций Nm на разных широтах могут существенно различаться даже в пределах среднеширотной области. Проверка этого предположения на основе анализа свойств флуктуаций Nm относительно спокойного уровня по данным ст. Алма-Ата (52.5° N, 104° E, $\Phi = 37.9^\circ$ N) за 1958–1988 гг. была основной целью данной работы. Дополнительно рассмотрены данные ст. Ямагава (Yamagawa, 31.2° N, 130.6° E, $\Phi = 23.9^\circ$ N) за 1958–1988 гг. для оценки тенденций в зависимости параметров флуктуаций Nm от широты при разных уровнях геомагнитной активности.

Ниже представлены результаты этой работы. Они приведены в следующей последовательности: локальная модель Nm для спокойного уровня (т.е. для низкой геомагнитной активности), статистические свойства флуктуаций Nm относительно спокойного уровня при разных уровнях солнечной и геомагнитной активности в полдень и полночь, обсуждение этих свойств и выводы.

2. МОДЕЛЬ КОНЦЕНТРАЦИИ МАКСИМУМА F_2 -СЛОЯ ДЛЯ НИЗКОЙ ГЕОМАГНИТНОЙ АКТИВНОСТИ

В данном случае эмпирическая модель концентрации максимума F_2 -слоя для низкой геомагнитной активности Nm_0 по данным конкретной станции представляет собой набор коэффициентов a_j ($j = 0, 1, 2, 3$) уравнения регрессии

$$Nm_0(F) = a_0 + a_1 F + a_2 F^2 + a_3 F^3, \quad (1)$$

для каждого часа мирового времени UT с дискретностью 1 час и месяца года ($M = 1$ – январь, $M = 12$ – декабрь), где

$$F = 0.5(F_1 + F_m), \quad (2)$$

F_1 и F_m – величина потока солнечного излучения на длине волны 10.7 см (в 10^{-22} Вт/м² Гц) в данный день и среднее за 81 день значение этого потока.

Коэффициенты a_j уравнения (1) для каждого фиксированного значения UT и M определялись по массиву данных Nm конкретной станции

(в данном случае, это часовые значения данных Nm ст. Алма-Ата за 1958–1988 гг.), из которого исключались данные, которые не удовлетворяют условию

$$ap(\tau) < 9, \quad (3)$$

где $ap(\tau)$ – средневзвешенное значение ap -индекса геомагнитной активности с характерным временем $T = 14$ ч или $\tau = \exp(-3/T) \approx 0.8$ [Wrenn, 1987]:

$$ap(\tau) = (1 - \tau)(ap_0 + ap_{-1}\tau + ap_{-2}\tau^2 + \dots), \quad (4)$$

ap_0 , ap_{-1} и т.д. – значения ap -индекса в данный, предыдущий и т.д. трехчасовые интервалы. Условие (3) предназначено для исключения из рассмотрения эффектов магнитосферных бурь в ионосфере [Wrenn and Rodger, 1989]. В данном случае спокойная ионосфера – это ионосфера, из которой исключены эффекты магнитосферных бурь.

Выбор индекса F связан с тем, что аналогичный индекс использовался как достаточно адекватный индикатор солнечной активности для ежедневных значений солнечного ультрафиолетового излучения [Richards et al., 1994, 2006] и концентрации максимума F_2 -слоя [Lei et al., 2005; Liu et al., 2006; Ma et al., 2009].

Выбор критерия (3) для спокойной ионосферы, по-видимому, является оптимальным компромиссом между стремлением исключить из рассмотрения все магнитовозмущенные периоды и сохранить достаточно большой массив данных Nm_0 для получения надежных статистических оценок коэффициентов уравнения регрессии (1). В данном случае число значений Nm_0 по данным ст. Алма-Ата для вычисления коэффициентов уравнения (1) изменялось от 290 до 430 в зависимости от выбора мирового времени или номера месяца. Отметим, что критерий (3) почти не отличается от критерия, принятого в эмпирической модели STORM: согласно этой модели поправка foF_2 на геомагнитную бурю отсутствует, если $ap(\tau) \leq 9$ нТл [Araujo-Pradere et al., 2002].

На рис. 1 показаны зависимости Nm_0 от F над ст. Алма-Ата для полудня и полуночи в январе и июле, полученные по эмпирической модели (1) для низкой геомагнитной активности. Там же, для сравнения, приведены зависимости медианы концентрации максимума F_2 -слоя Nm_{med} от индекса F по базовой модели IRI, которая вычислена с использованием коэффициентов CCIR [Bilitza, 2018]. Для наглядности принято, что индекс F для Nm_0 в данной модели совпадает с индексом F для Nm_{med} в модели IRI. Из данных на рис. 1 видна зимняя аномалия в Nm_0 : полуденные значения Nm_0 при $F > 150$ зимой больше, чем летом, и эта разница увеличивается с ростом солнечной активности. Над Иркутском зимняя аномалия в

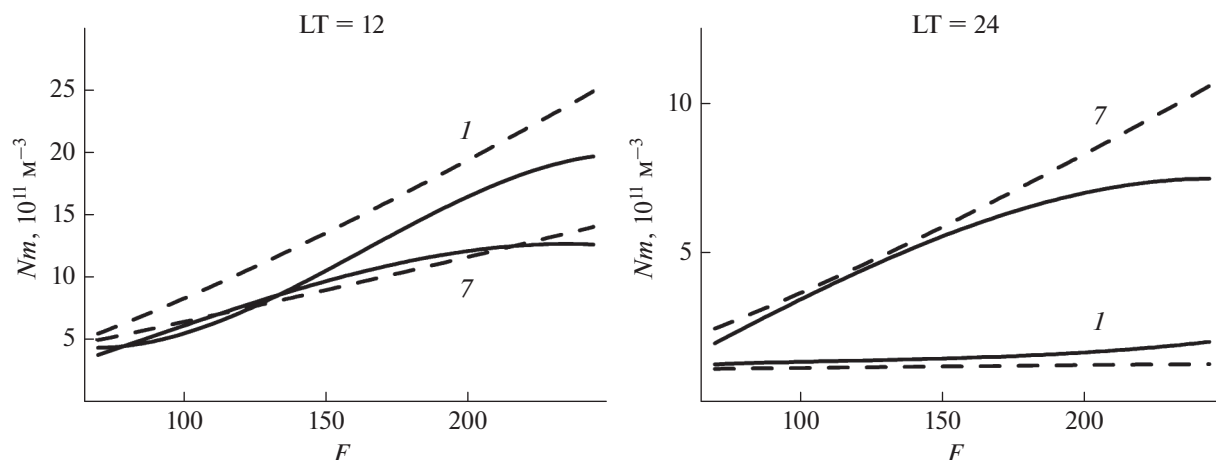


Рис. 1. Зависимость концентрации максимума $F2$ -слоя Nm от уровня солнечной активности F по модели (1) для спокойных условий ($Nm = Nm_0$, сплошные линии) и по модели IRI ($Nm = Nm_{med}$, штриховые линии) в полдень (LT = 12) и полночь (LT = 24) в январе (1) и в июле (7).

Nm_0 наблюдается при любом уровне солнечной активности [Демин и др., 2015]. В целом, амплитуда этой аномалии над Иркутском больше, чем над Алма-Атой, отражая известную тенденцию к увеличению амплитуды зимней аномалии в Nm_0 с широтой в пределах средних широт при средней и высокой солнечной активности [Pavlov et al., 2010]. Из данных на рис. 1 видно, что в полдень в январе медиана концентрации максимума $F2$ -слоя Nm_{med} больше концентрации этого максимума для спокойных условий Nm_0 при любом уровне солнечной активности: $Nm_{med} > Nm_0$. Эта тенденция характерна и для концентрации максимума $F2$ -слоя над Иркутском [Демин и др., 2015]. Над Алма-Атой в полдень в июле величины Nm_{med} и Nm_0 слабо отличаются друг от друга, и амплитуда зимней аномалии для Nm_{med} больше, чем для Nm_0 , в основном из-за относительно высоких значений Nm_{med} в январе.

В полночь зимой величины Nm_{med} и Nm_0 слабо отличаются друг от друга и практически не зависят от уровня солнечной активности. В полночь летом зависимости Nm_0 и Nm_{med} от солнечной активности достаточно отчетливы, и в среднем Nm_{med} больше Nm_0 при высокой солнечной активности из-за нелинейной зависимости Nm_0 от F . Из данных на рис. 1 можно видеть также, что характеры зависимостей Nm_0 от солнечной активности в полдень и полночь во многом подобны для лета и существенно отличаются для зимы.

Разработанная модель Nm_0 была использована для анализа свойств флуктуаций концентрации максимума $F2$ -слоя (в процентах), $x = (Nm/Nm_0 - 1) \times 100\%$, по данным ст. Алма-Ата за 1958–1988 гг.: стандартного отклонения $\sigma(x)$, среднеквадратич-

ного отклонения $s(x)$ и среднего сдвига x_{ave} этих флуктуаций относительно спокойного уровня (см., например, [Taylor, 1982]):

$$x_{ave} = (1/n) \sum_i x_i, \quad \sigma(x)^2 = (1/n) \sum_i (x_i - x_{ave})^2, \quad (5)$$

$$s(x)^2 = (1/n) \sum_i x_i^2 = \sigma(x)^2 + x_{ave}^2,$$

где $x_i = (Nm(i)/Nm_0 - 1) \times 100$, %, $\sum_i$ обозначает суммирование по индексу i от 1 до n , n — число значений x данной выборки. При записи этих уравнений учтено, что во всех рассмотренных ниже случаях величина $n > 100$ и можно не учитывать разницу между $(n - 1)$ и n . Последнее из равенств (5) показывает, что квадрат среднеквадратического отклонения x относительно спокойного уровня складывается из дисперсии $\sigma(x)^2$, которая характеризует флуктуации x относительно их среднего значения, и квадрата этого среднего значения. Если модель (1) для спокойных условий является точной, то для этих спокойных условий величина $x_{ave} = 0$. Следовательно, величина x_{ave} характеризует систематическое изменение (сдвиг) Nm относительно спокойного уровня при переходе от спокойных к возмущенным условиям. Величины $\sigma(x)$ и x_{ave} рассмотрены ниже в качестве основных характеристик флуктуаций Nm относительно спокойного уровня Nm_0 , поскольку величина $s(x)$ однозначно связана с $\sigma(x)$ и x_{ave} уравнением, приведенным выше.

Представленные ниже результаты анализа свойств изменчивости концентрации максимума $F2$ -слоя над Алма-Атой получены для двух значений местного времени (полдень и полночь), трех сезонов (зима — ноябрь, декабрь, январь, февраль; равноденствия — март, апрель, сентябрь, октябрь; лето — май, июнь, июль, август), для низкой ($F < 100$) и высокой ($F > 150$) солнечной

Таблица 1. Стандартное отклонение $\sigma(x)$ и средний сдвиг x_{ave} флуктуаций Nm относительно спокойного уровня над ст. Алма-Ата при низкой геомагнитной активности ($ap(\tau) < 9$) в полдень (LT = 12) и полночь (LT = 24) для трех сезонов (зима, равноденствия, лето) при низкой ($F < 100$) и высокой ($F > 150$) солнечной активности

Сезон	LT = 12				LT = 24			
	$F < 100$		$F > 150$		$F < 100$		$F > 150$	
	$\sigma(x)$, %	x_{ave} , %	$\sigma(x)$, %	x_{ave} , %	$\sigma(x)$, %	x_{ave} , %	$\sigma(x)$, %	x_{ave} , %
Зима	18.9	−1.5	14.4	−2.6	23.1	−1.1	22.3	−5.7
Равн.	18.7	2.3	11.2	1.2	19.9	−2.9	18.4	2.6
Лето	17.9	−1.2	13.5	−1.9	20.6	0.7	14.4	1.4

Таблица 2. Стандартное отклонение $\sigma(x)$ и средний сдвиг x_{ave} флуктуаций Nm относительно спокойного уровня над ст. Алма-Ата в полдень (LT = 12) и полночь (LT = 24) при низкой ($ap(\tau) < 9$) и высокой ($ap(\tau) > 27$) геомагнитной активности для трех сезонов (зима, равноденствия, лето)

Сезон	LT = 12				LT = 24			
	$ap(\tau) < 9$		$ap(\tau) > 27$		$ap(\tau) < 9$		$ap(\tau) > 27$	
	$\sigma(x)$, %	x_{ave} , %	$\sigma(x)$, %	x_{ave} , %	$\sigma(x)$, %	x_{ave} , %	$\sigma(x)$, %	x_{ave} , %
Зима	18.0	−1.7	21.9	15.4	22.6	−3.1	28.9	−0.9
Равн.	15.7	2.3	26.3	3.6	19.1	−1.3	25.9	−3.3
Лето	16.8	−1.4	27.1	−12.0	18.3	0.8	23.1	−17.1

активности, низкой ($ap(\tau) < 9$) и высокой ($ap(\tau) > 27$) геомагнитной активности. Выбор границ для высокой солнечной и геомагнитной активности был в значительной степени обусловлен необходимостью иметь достаточное число данных n для надежных статистических оценок, и для всех приведенных ниже случаев число n было не меньше 200.

3. ИЗМЕНЧИВОСТЬ КОНЦЕНТРАЦИИ МАКСИМУМА F2-СЛОЯ ПРИ РАЗНЫХ УРОВНЯХ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

Характеристики стандартного отклонения $\sigma(x)$ и среднего сдвига x_{ave} флуктуаций Nm относительно спокойного уровня для низкой ($F < 100$) и высокой ($F > 150$) солнечной активности приведены в табл. 1. Приведенные данные в значительной степени характеризуют точность модели (1) для спокойных условий, поскольку данные в этой таблице и модель (1) получены для $ap(\tau) < 9$. Из этих данных следует, что для любого уровня солнечной активности выполнено условие $\sigma(x)^2 \gg x_{ave}^2$, т.е. систематическая ошибка модели является относительно низкой и в большинстве случаев не превышает 3%. Систематическая ошибка модели максимальна при высокой солнечной активности для зимы в полночь ($x_{ave} = -5.7\%$), когда зависимость Nm_0 от F является относительно слабой. В полдень величина $\sigma(x)$ для высокой солнечной активности меньше, чем для низкой активности,

и при прочих равных условиях слабо зависит от сезона. Зимой в полночь изменчивость спокойной ионосферы больше, чем летом, при любом уровне солнечной активности. Это видно по приведенным в табл. 1 значениям $\sigma(x)$ и x_{ave} . Для равноденствий и лета данная тенденция менее отчетлива.

4. ИЗМЕНЧИВОСТЬ КОНЦЕНТРАЦИИ МАКСИМУМА F2-СЛОЯ ПРИ РАЗНЫХ УРОВНЯХ ГЕОМАГНИТНОЙ АКТИВНОСТИ

Зависимость стандартного отклонения $\sigma(x)$ и среднего сдвига x_{ave} флуктуаций Nm от геомагнитной активности является одной из основных. Это следует из данных в табл. 2.

При получении данных в табл. 2 не накладывалось никаких ограничений на величину уровня солнечной активности F , поскольку зависимость Nm от геомагнитной активности более отчетлива, чем от солнечной активности. Из таблицы 2 можно видеть, что во все сезоны в полдень и полночь стандартное отклонение $\sigma(x)$ при высокой геомагнитной активности больше, чем при низкой активности, примерно в 1.2–1.7 раза. В полдень для зимы высокой геомагнитной активности соответствует положительный сдвиг ($x_{ave} > 0$), когда происходит увеличение Nm относительно спокойного уровня (положительная фаза бури). Для лета в полдень и полночь высокой геомагнитной активности соответствует отрицательный сдвиг

Таблица 3. Стандартное отклонение $\sigma(x)$ и средний сдвиг x_{ave} флуктуаций Nm относительно спокойного уровня над станциями Иркутск, Алма-Ата и Ямагава при разных уровнях индекса геомагнитной активности $ap(\tau)$ в полдень (LT = 12) и полночь (LT = 24) без разделения на уровни солнечной активности и сезоны

LT	$ap(\tau) < 9$		$48 > ap(\tau) > 27$		$ap(\tau) > 48$	
	$\sigma(x)$, %	x_{ave} , %	$\sigma(x)$, %	x_{ave} , %	$\sigma(x)$, %	x_{ave} , %
	Иркутск (52.5° N, 104° E, $\Phi = 47.0^\circ$ N)					
12	16.7	−0.5	31.2	−14.2	31.8	−28.7
24	21.6	−0.8	32.8	−18.9	32.3	−35.7
	Алма-Ата (43.2° N, 104° E, $\Phi = 37.9^\circ$ N)					
12	17.2	−0.4	27.4	2.6	32.1	−5.0
24	20.3	−1.3	26.9	−6.4	27.0	−17.8
	Ямагава (31.2° N, 130.6° E, $\Phi = 23.9^\circ$ N)					
12	22.4	−0.3	30.4	6.0	33.8	0.3
24	24.5	−3.2	31.2	−5.7	35.2	−10.8

($x_{\text{ave}} < 0$), когда происходит уменьшение Nm относительно спокойного уровня (отрицательная фаза бури). Амплитуда этой отрицательной фазы максимальна для лета в полночь при высокой геомагнитной активности. Тем не менее, даже для этих условий выполнено условие $x_{\text{ave}}^2 < \sigma(x)^2$, т.е. стандартное отклонение флуктуаций Nm относительно спокойного уровня превышает средний сдвиг этих флуктуаций по абсолютной величине. Для данных ст. Иркутск выполнено противоположное условие: $x_{\text{ave}}^2 > \sigma(x)^2$ для лета в полдень и полночь при высокой геомагнитной активности [Демин и др., 2015]. Это означает, что ионосфера над Иркутском в большей степени зависит от геомагнитной активности, чем ионосфера над Алма-Атой.

Условие $ap(\tau) > 27$ соответствует периодам интенсивных магнитосферных суббурь и магнитных бурь. Условие $ap(\tau) > 48$ соответствует периодам магнитных бурь. Интенсивные суббури происходят гораздо чаще магнитных бурь. Например, даже без разделения на уровни солнечной активности и сезоны число данных Nm ст. Алма-Ата (из массива за 1958–1988 гг.) в полдень равно 1100 для $ap(\tau) > 27$ и 264 для $ap(\tau) > 48$. Для полуночи эти числа равны 1066 и 259 для $ap(\tau) > 27$ и $ap(\tau) > 48$ соответственно. Поэтому условие $ap(\tau) > 27$ соответствует в основном периодам интенсивных магнитосферных суббурь ($48 > ap(\tau) > 27$). Статистически обоснованные оценки $\sigma(x)$ и x_{ave} для периодов магнитных бурь ($ap(\tau) > 48$) по этим данным возможны только без разделения на уровни солнечной активности и сезоны. Эти оценки приведены в табл. 3 для трех станций: Иркутск, Алма-Ата и Ямагава. Там же приведены географические координаты этих станций и их исправ-

ленные геомагнитные широты Φ . Параметры флуктуаций Nm в табл. 3 для ст. Иркутск взяты из работы [Демин и др., 2015]. Эти параметры для станций Алма-Ата и Ямагава получены по часовым данным Nm этих станций за 1958–1988 гг. по приведенной выше методике.

Из таблицы видно, что для всех анализируемых станций значения $\sigma(x)$: а) для интенсивных суббурь ($48 > ap(\tau) > 27$) больше, чем для спокойных условий ($ap(\tau) < 9$); б) не сильно отличаются для интенсивных суббурь и магнитных бурь ($ap(\tau) > 48$). Средний сдвиг x_{ave} флуктуаций Nm относительно спокойного уровня Nm_0 зависит от широты и местного времени. Для ст. Иркутск сдвиг x_{ave} отрицателен, абсолютная величина этого сдвига для магнитных бурь больше, чем для суббурь, и максимальна в полночь. В результате, для магнитных бурь в полночь над Иркутском выполнено условие $x_{\text{ave}}^2 > \sigma(x)^2$. На более низких широтах (Алма-Ата и Ямагава) систематические эффекты магнитных бурь ослаблены: в полдень сдвиг x_{ave} не превышает 6% по абсолютной величине. Для магнитных бурь в полночь сдвиг x_{ave} отрицателен, по абсолютной величине этот сдвиг для ст. Алма-Ата и Ямагава примерно в два и три раза меньше, чем для ст. Иркутск, соответственно. Следовательно, отрицательная фаза ионосферной бури для ст. Иркутск достаточно отчетлива в полдень и полночь, для ст. Алма-Ата она может быть заметна в полночь, для ст. Ямагава она выражена еще слабее.

5. ОБСУЖДЕНИЕ

Приведенные результаты анализа показывают, что статистические свойства флуктуаций

концентрации максимума $F2$ -слоя Nm относительно спокойного уровня Nm_0 , т.е. величины $x = (Nm/Nm_0 - 1) \times 100$, %, определяются дисперсией $\sigma^2(x)$ и средним сдвигом x_{ave} этих флуктуаций. Здесь величина Nm_0 определена эмпирической моделью (1), которая основана на критерии (3) для спокойных условий.

Дисперсия $\sigma^2(x)$ для спокойных условий, по-видимому, обусловлена флуктуациями Nm относительно спокойного уровня из-за внутренних процессов в атмосфере (внутренние гравитационные волны (ВГВ), планетарные волны и приливы) [Forbes et al., 2000; Rishbeth and Mendillo, 2001; Deminov et al., 2013]. Для низкой солнечной и геомагнитной активности величина $\sigma(x)$ больше зимой, чем летом и в равноденствия, и во все сезоны в полночь больше, чем в полдень (см. табл. 1), что согласуется с полученными ранее оценками [Forbes et al., 2000; Rishbeth and Mendillo, 2001; Araujo-Pradere et al., 2005; Deminov et al., 2013]. Величина $\sigma(x)$ максимальна зимой в полночь при любом уровне геомагнитной активности (см. табл. 1 и 2). Это свойство ионосферы отмечалось и ранее (см., например, [Araujo-Pradere et al., 2005]).

В целом дисперсия $\sigma^2(x)$ для спокойных условий меньше, чем для периодов высокой геомагнитной активности. Однако в периоды высокой геомагнитной активности ($ap(\tau) > 27$) дальнейший рост геомагнитной активности не приводит к увеличению дисперсии $\sigma^2(x)$. Такое своеобразное насыщение в увеличении дисперсии флуктуаций концентрации максимума $F2$ -слоя было установлено по данным ст. Иркутск [Деминов и др., 2015]. Здесь это свойство ионосферы подтверждено по данным станций Алма-Ата и Ямагава. Причина данной закономерности ионосферы средних широт остается неизвестной.

Для спокойных условий средний сдвиг x_{ave} флуктуаций Nm относительно спокойного уровня Nm_0 практически отсутствует ($\sigma^2(x) \gg x_{ave}^2$), что характеризует качество разработанной модели Nm_0 для спокойных условий. Для периодов высокой геомагнитной активности он отражает бурю в ионосфере, т.е. систематические изменения Nm относительно спокойного уровня в эти периоды. Общие закономерности бури в ионосфере средних широт известны (см., например, [Buonsanto, 1999]): положительная фаза ($x_{ave} > 0$) чаще всего наблюдается зимой в дневные часы, отрицательная фаза ($x_{ave} < 0$) максимальна летом в ночные часы. Данные в табл. 2 для ст. Алма-Ата отражают эти закономерности бури в ионосфере средних широт: в полдень $x_{ave} > 0$ зимой и в равноденствия и $x_{ave} < 0$ летом; в полночь $x_{ave} < 0$ во все сезоны с максимумом отрицательной фазы летом. Отметим, что в модели STORM [Araujo-Pradere, 2002]

нет зависимости поправки к $foF2$ на геомагнитную бурю от местного времени, что является одним из недостатков этой модели.

Отсутствие насыщения в величине сдвига x_{ave} для отрицательной фазы бури в ионосфере (см. таблицу 3), т.е. продолжающееся уменьшение Nm с ростом геомагнитной активности, отмечалось и ранее (см., например, [Buonsanto, 1999]). Насыщение в увеличении дисперсии $\sigma^2(x)$ при продолжающемся увеличении геомагнитной активности и отсутствие этого насыщения для среднего сдвига x_{ave} , по-видимому, является устойчивым свойством изменчивости ионосферы средних широт в периоды геомагнитных бурь.

В периоды геомагнитных бурь ($ap(\tau) > 48$) в среднем преобладает отрицательная фаза ионосферной бури ($x_{ave} < 0$), абсолютная величина которой увеличивается с широтой: для ст. Иркутск и Ямагава она примерно в два раза больше и меньше соответственно, чем для ст. Алма-Ата, которая расположена примерно на 10 градусов южнее и севернее этих станций. Для x_{ave} это свойство ионосферы отмечалось неоднократно (см., например, [Buonsanto, 1999]).

6. ВЫВОДЫ

На основе часовых данных ст. Алма-Ата за 1958–1988 гг. проведен анализ свойств изменчивости концентрации максимума $F2$ -слоя Nm от солнечной и геомагнитной активности. В качестве характеристик этой изменчивости использованы стандартное отклонение $\sigma(x)$ флуктуаций Nm относительно спокойного уровня ($x = (Nm/Nm_0 - 1) \times 100$, %) и средний сдвиг этих флуктуаций x_{ave} относительно этого уровня. На этом пути создана эмпирическая модель концентрации максимума $F2$ -слоя Nm_0 для низкой геомагнитной активности, которая дает нелинейную зависимость Nm_0 от уровня солнечной активности для каждого часа мирового времени и каждого месяца года. Получены следующие выводы.

1. Изменчивость Nm спокойной ионосферы слабо зависит от уровня солнечной активности. В полдень величина $\sigma(x)$ для высокой солнечной активности обычно меньше, чем для низкой активности. Зимой в полночь изменчивость ионосферы больше, чем летом, при любом уровне солнечной активности.

2. Зависимость изменчивости Nm от геомагнитной активности является одной из основных, наряду с зависимостями этой изменчивости от времени суток и сезона. В целом дисперсия $\sigma^2(x)$ для спокойных условий меньше, чем для периодов высокой геомагнитной активности. Однако в периоды высокой геомагнитной активности дальнейший рост геомагнитной активности не

приводит к увеличению дисперсии $\sigma^2(x)$. Причина такого насыщения в увеличении $\sigma^2(x)$ остается неизвестной.

В полдень для зимы высокой геомагнитной активности соответствует положительный сдвиг ($x_{\text{ave}} > 0$), когда происходит увеличение Nm относительно спокойного уровня (положительная фаза ионосферной бури). Для лета в полдень и полночь высокой геомагнитной активности соответствует отрицательный сдвиг ($x_{\text{ave}} < 0$), когда происходит уменьшение Nm относительно спокойного уровня (отрицательная фаза ионосферной бури). Амплитуда этой отрицательной фазы максимальна для лета в полночь при высокой геомагнитной активности, и она увеличивается при дальнейшем росте геомагнитной активности.

3. Насыщение в увеличении дисперсии $\sigma^2(x)$ при продолжающемся увеличении геомагнитной активности и отсутствие этого насыщения для среднего сдвига x_{ave} , по-видимому, является устойчивым свойством изменчивости ионосферы средних широт в периоды геомагнитных бурь. Этот вывод получен на основе дополнительного анализа изменчивости ионосферы по данным станций Иркутск и Ямагава, которые расположены примерно на 10 градусов севернее и южнее ст. Алма-Ата соответственно.

4. В периоды геомагнитных бурь ($ap(\tau) > 48$) в среднем преобладает отрицательная фаза ионосферной бури ($x_{\text{ave}} < 0$), абсолютная величина которой увеличивается с широтой: для ст. Иркутск и Ямагава она примерно в два раза больше и меньше соответственно, чем для ст. Алма-Ата.

7. БЛАГОДАРНОСТИ

Данные критических частот $F2$ -слоя анализируемых ионосферных станций, индексы солнечной и геомагнитной активности были взяты с сайтов Space Physics Interactive Data Resource (SPIDR, <http://spidr.ngdc.noaa.gov/>, до 2015 года), WDC for Solar-Terrestrial Physics, Chilton (<http://www.ukssdc.ac.uk/wdcc1/>), WDC for Geomagnetism, Kyoto (<http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/>).

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено при частичной поддержке Российского научного фонда в рамках научного проекта № 20-72-10023.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

— Демин М.Г., Жеребцов Г.А., Пирог О.М., Шубин В.Н. Регулярные изменения критической частоты $F2$ -слоя спокойной ионосферы средних широт // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 49. № 3. С. 393–399. 2009.

— Демин М.Г., Демин Г.Ф., Жеребцов Г.А., Полех Н.М. Свойства изменчивости концентрации максимума

$F2$ -слоя над Иркутском при разных уровнях солнечной и геомагнитной активности // Солнечно-земная физика. Т. 1. № 1. С. 56–62. 2015.
<https://doi.org/10.12737/6558>

— Altadill D. Time/altitude electron density variability above Ebro, Spain // Adv. Space Res. V. 39. № 5. P. 962–969. 2007.

<https://doi.org/10.1016/j.asr.2006.05.031>

— Araujo-Pradere E.A., Fuller-Rowell T.J., Codrescu M.V. STORM: An empirical storm-time ionospheric correction model, 1, Model description // Radio Sci. V. 37. № 5. 1070. 2002.

<https://doi.org/10.1029/2001RS002467>

— Araujo-Pradere E.A., Fuller-Rowell T.J., Codrescu M.V., Bilitza D. Characteristics of the ionospheric variability as a function of season, latitude, local time, and geomagnetic activity // Radio Sci. V. 40. № 5. RS5009. 2005.

<https://doi.org/10.1029/2004RS003179>

— Bilitza D. IRI the international standard for the ionosphere // Adv. Radio Sci. V. 16. P. 1–11. 2018.

<https://doi.org/10.5194/ars-16-1-2018>

— Buonsanto M.J. Ionospheric storms: a review // Space. Sci. Rev. V. 88. № 3–4. P. 563–601. 1999.

<https://doi.org/10.1023/A:1005107532631>

— Deminov M.G., Deminova G.F., Zhrebtsov G.A., Polekh N.M. Statistical properties of variability of the quiet ionosphere $F2$ -layer maximum parameters over Irkutsk under low solar activity // Adv. Space Res. V. 51. № 5. P. 702–711. 2013.

<https://doi.org/10.1016/j.asr.2012.09.037>

— Forbes J.M., Palo S.E., Zhang X. Variability of the ionosphere // J. Atmos. Sol.-Terr. Phys. V. 62. № 8. P. 685–693. 2000.

[https://doi.org/10.1016/S1364-6826\(00\)00029-8](https://doi.org/10.1016/S1364-6826(00)00029-8)

— Fotiadis D.N., Kouris S.S. A functional dependence of foF2 variability on latitude // Adv. Space Res. V. 37. № 5. P. 1023–1028. 2006.

<https://doi.org/10.1016/j.asr.2005.02.054>

— Lei J., Liu L., Wan W., Zhang S.-R. Variations of electron density based on long-term incoherent scatter radar and ionosonde measurements over Millstone Hill // Radio Sci. V. 40. № 2. RS2008 2005.

<https://doi.org/10.1029/2004RS003106>

— Liu L., Wan W., Ning B., Pirog O.M., Kurkin V.I. Solar activity variations of the ionospheric peak electron density // J. Geophys. Res. — Space. V. 111. № 8. A08304. 2006.

<https://doi.org/10.1029/2006JA011598>

— Ma R., Xu J., Wang W., Yuan W. Seasonal and latitudinal differences of the saturation effect between ionospheric $NmF2$ and solar activity indices // J. Geophys. Res. — Space. V. 114. № 10. A10303. 2009.

<https://doi.org/10.1029/2009JA014353>

— Pavlov A.V., Pavlova N.M., Makarenko S.F. A statistical study of the mid-latitude $NmF2$ winter anomaly // Adv. Space Res. V. 45. № 3. 374–385. 2010.

<https://doi.org/10.1016/j.asr.2009.09.003>

— Pirog O., Deminov M., Deminova G., Zhrebtsov G., Polekh N. Peculiarities of the nighttime winter foF2 increase over Ir-

- kutsk // *Adv. Space Res.* V. 47. № 6. P. 921–929. 2011.
<https://doi.org/10.1016/j.asr.2010.11.015>
- *Ratovsky K.G., Medvedev A.V., Tolstikov M.V.* Diurnal, seasonal and solar activity pattern of ionospheric variability from Irkutsk Digisonde data // *Adv. Space Res.* V. 55. № 8. P. 2041–2047. 2015.
<https://doi.org/10.1016/j.asr.2014.08.001>
- *Ratovsky K.G., Medvedeva I.V.* Local empirical model of ionospheric variability // *Adv. Space Res.* V. 71. № 5. P. 2299–2306. 2023.
<https://doi.org/10.1016/j.asr.2022.10.065>
- *Richards P.G., Fennelly J.A., Torr D.G.* EUVAC: A solar EUV flux model for aeronomic calculations // *J. Geophys. Res. – Space.* V. 99. № 5. P. 8981–8992. 1994.
<https://doi.org/10.1029/94JA00518>
- *Richards P.G., Woods T.N., Peterson W.K.* HEUVAC: A new high resolution solar EUV proxy model // *Adv. Space Res.* V. 37. № 2. P. 315–322. 2006.
<https://doi.org/10.1016/j.asr.2005.06.031>
- *Rishbeth H., Mendillo M.* Patterns of F2-layer variability // *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.* V. 63. N 15. P. 1661–1680. 2001.
[https://doi.org/10.1016/S1364-6826\(01\)00036-0](https://doi.org/10.1016/S1364-6826(01)00036-0)
- *Taylor J.R.* An introduction to error analysis. – Mill Valley, CA: Univer. Sci. Books, 270 p. 1982.
- *Wrenn G.L.* Time-weighted accumulations $ap(\tau)$ and $Kp(\tau)$ // *J. Geophys. Res. – Space.* V. 92. № 9. P. 10 125–10 129. 1987.
<https://doi.org/10.1029/JA092iA09p10125>
- *Wrenn G.L., Rodger A.S.* Geomagnetic modification of the mid-latitude ionosphere – Toward a strategy for the improved forecasting of foF2 // *Radio Sci.* V. 24. № 1. P. 99–111. 1989.
<https://doi.org/10.1029/RS024i001p00099>
- *Zhang S.-R., Holt J.M.* Ionospheric climatology and variability from long-term and multiple incoherent scatter radar observations: variability // *Ann. Geophys.* V. 26. № 6. P. 1525–1537. 2008.
<https://doi.org/10.5194/angeo-26-1525-2008>

УДК 53.05

РАЗВИТИЕ МЕТОДА ВОССТАНОВЛЕНИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ ВЫСЫПАЮЩИХСЯ ЭЛЕКТРОНОВ ПО ДАННЫМ ИЗМЕРЕНИЙ В АТМОСФЕРЕ

© 2023 г. В. С. Махмутов^{1, 2, *}, Е. А. Маурчев^{3, 4, **},
Г. А. Базилевская^{1, ***}, И. А. Миронова^{5, ****}

¹Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН (ФИАН), Москва, Россия

²Московский физико-технический институт

(национальный исследовательский университет), Москва, Россия

³Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн
им. Н.В. Пушкова РАН (ИЗМИРАН), Москва, Троицк, Россия

⁴Полярный геофизический институт, Апатиты (Мурманская обл.), Россия

⁵Санкт-Петербургский государственный университет (СПбГУ),
Санкт-Петербург, Россия

*e-mail: makhmutov@sci.lebedev.ru

**e-mail: maurchev1987@gmail.com

***e-mail: bazilevskayaga@lebedev.ru

****e-mail: irini.mironova@gmail.com

Поступила в редакцию 19.03.2023 г.

После доработки 05.04.2023 г.

Принята к публикации 25.05.2023 г.

Проведение Физическим институтом им. Лебедева (ФИАН) регулярных измерений потоков заряженных частиц в атмосфере Земли позволило зарегистрировать с 1963 г. более 500 случаев выпадения энергичных электронов в северных полярных широтах. Полученные экспериментальные данные представляют собой единственную в мире базу данных о выпадениях электронов, зарегистрированных непосредственно в земной атмосфере. Первичные потоки выпадения электронов поглощаются в верхних слоях атмосферы. Однако, генерируемые ими потоки вторичных фотонов могут проникать глубоко в атмосферу, иногда до высот ~20 км, доступных для баллонных измерений ФИАН. В работе представлена новая методика восстановления энергетического спектра выпадения электронов, разработанная на основе моделирования методом Монте-Карло процесса распространения электронов в атмосфере. Показана применимость методики для накопленных экспериментальных данных и представлены новые результаты для отдельных событий, зарегистрированных в атмосфере.

DOI: 10.31857/S0016794023600564, EDN: ZYFLKA

1. ВВЕДЕНИЕ

Измерения космических лучей на баллонах в атмосфере на разных широтах, проводимые Физическим институтом им. П.Н. Лебедева РАН с 1957 г., позволили создать уникальную однородную экспериментальную базу данных как о галактических и солнечных космических лучах, так и о выпадениях магнитосферных электронов в полярную атмосферу Земли [Bazilevskaya et al., 1991, 1998; Stozhkov et al., 2009; Makhmutov et al., 2016]. В мире нет другой долговременной (на протяжении 20–24 циклов солнечной активности) однородной экспериментальной базы данных о выпадениях электронов в полярной области, зафиксированных непосредственно в атмосфере на высотах значительно ниже орбит спутников [Bazilevskaya

et al., 2020; Makhmutov et al., 2006, 2016]. Следует отметить, что интерес к изучению выпадения энергичных электронов возник в мире в конце 1950-х годов. Были проведены десятки кратковременных измерений различной аппаратурой рентгеновских всплесков в атмосфере, связанных с выпадением электронов из внешнего радиационного пояса [Andreson, 1958; Winckler et al., 1962]. Значительный вклад в измерения тормозного излучения на баллонах во время геомагнитных возмущений был внесен участниками проекта SAMBO [Lazutin et al., 1985]. В настоящее время продолжают исследования этого явления, например, проведено несколько одновременных наблюдений за выпадениями электронов в атмосфере и на спутниках, таких как MAXIS, MINIS и BARREL

[Millan et al., 2013; Woodger et al., 2015]. Результаты этих исследований важны для изучения процессов, происходящих в земной магнитосфере, а также необходимы в исследованиях явлений, наблюдаемых в атмосфере на разных высотах. Так, дополнительная ионизация, создаваемая потоками высыпавшихся электронов, приводит к заметным изменениям в составе средней атмосферы, включая образование оксидов водорода и азота, с последующей потерей озона в стратосфере и мезосфере на высотах 30–80 км [например, Arsenovic et al., 2016; Sinnhuber et al., 2012; Mironova et al., 2019; Grankin et al., 2023]. При этом, для построения адекватных физико-химических моделей различных процессов необходимо определение энергетических спектров высыпавшихся электронов на границе атмосферы.

В данной работе:

- 1) кратко представлена информация об изменениях космических лучей в атмосфере, проводимых сотрудниками ФИАН (ДНС ФИАН) во время высыпаний электронов;
- 2) изложены основные характеристики новой методики RUSCOSMICS [Maurchev et al., 2019, 2021a, b, 2022], разработанной на основе моделирования методом Монте-Карло процесса распространения энергичных электронов в атмосфере и предназначенной для восстановления спектра высыпавшихся электронов на границе атмосферы;
- 3) показана применимость методики для накопленных экспериментальных данных и представлены новые результаты для отдельных событий, зарегистрированных в атмосфере.

2. ИЗМЕРЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ

Начиная с Международного геофизического года (1957 г.) Физический институт им. П.Н. Лебедева проводит регулярные измерения космических лучей в атмосфере [Charakhchyan, 1964; Bazilevskaya et al., 1991; Bazilevskaya and Svirzhetskaya, 1998]. Наблюдения проводятся с помощью радиозондов, поднимаемых в атмосферу средних и полярных широт до высот 30–35 км на легких метеорологических баллонах. Радиозонд (детектор) состоит из двух счетчиков Гейгера, расположенных в виде телескопа с алюминиевым фильтром толщиной 7 мм (2 г/см^2), разделяющим эти счетчики. Одиночный счетчик чувствителен к электронам ($E > 200 \text{ кэВ}$), протонам ($E > 5 \text{ МэВ}$) и рентгеновскому излучению ($E > 20 \text{ кэВ}$; чувствительность $\sim 1\%$), а телескоп регистрирует электроны ($E > 5 \text{ МэВ}$) и протоны ($E > 30 \text{ МэВ}$). Эффективность регистрации заряженных частиц близка к 100%. Данные о темпе счета частиц и об остаточном давлении воздуха передаются на наземный приемник. Известно, что высыпавшиеся электроны поглощаются в верхних слоях атмо-

сферы (на уровнях, соответствующих остаточной атмосфере в несколько г/см^2). Однако они генерируют рентгеновские лучи, которые могут проникать довольно глубоко в атмосферу и могут быть обнаружены одиночным счетчиком, чувствительным к рентгеновским лучам, но не телескопом. В случае высыпаний электронов увеличение скорости счета одиночного счетчика (но не телескопа) более чем на 30% наблюдалось на высоте более 20 км, по крайней мере, в течение 10 мин. В $\sim 75\%$ зарегистрированных высыпаний рентгеновские лучи проникали на глубину $\sim 25 \text{ км}$, причем треть из них регистрировалась на высотах выше 30 км. Таким образом, мы в основном имеем дело с высыпаниями электронов с энергиями выше нескольких сотен кэВ [Makhmutov et al., 2001]. На рис. 1 (слева) приведен пример зарегистрированного высыпания 7 июля 2003 г. (08:51–09:43 UT): скорость счета одиночного счетчика (1) увеличивается начиная с высот более 24 км (остаточная атмосфера $X < 30 \text{ г/см}^2$), темп счета телескопа на этих высотах (3; кружки) соответствует фоновому уровню, зарегистрированному накануне 5 июля 2003 г. (4; треугольники). Разности скорости счета одиночного счетчика во время высыпания 7 июля 2003 г. (кружки; 1) и скорости счета счетчика в спокойный период накануне 5 июля (фоновые измерения, треугольники; 2) на уровнях остаточной атмосферы $X < 30 \text{ г/см}^2$, представляют собой спектр поглощения тормозных фотонов в земной атмосфере (рис. 1, справа). В данном событии он удовлетворительно описывается функцией $\Delta N(X) = 10245 - \exp(-X/7.3)$, с величиной достоверности $R^2 = 0.8704$.

Каким образом, исходя из зарегистрированного спектра поглощения фотонов в атмосфере, определить энергетический спектр высыпавшихся электронов на границе атмосферы?

Рассмотрим степенной спектр высыпавшихся электронов на границе атмосферы в виде

$$N_{\text{el}} = A_1 E^{-\gamma}. \quad (1)$$

Тогда общее число электронов в интервале энергий от 20 кэВ до некоторой энергии E_{max} можно определить из соотношения

$$N_{\text{el}}(>20 \text{ кэВ}) = \int_{20}^{E_{\text{max}}} A_1 E^{-\gamma} dE. \quad (2)$$

Для нормировки серии результатов расчетов можно использовать нормировку $N_{\text{el}}(>20 \text{ кэВ}) = 1$. В этом случае параметр спектра электронов A_1 может быть записан как

$$A_1 = (-\gamma + 1) / (E_{\text{max}}^{(-\gamma+1)} - 20^{(-\gamma+1)}). \quad (3)$$

Для перехода от энергетического спектра высыпавшихся электронов к наблюдаемому спектру поглощения фотонов в атмосфере (и наоборот),

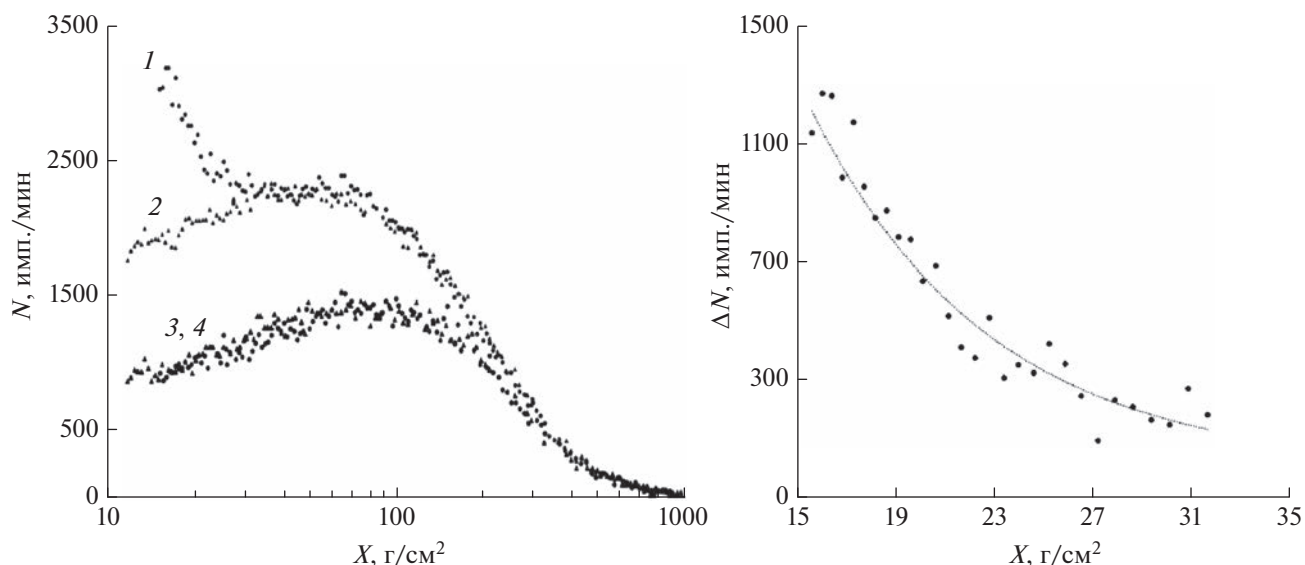


Рис. 1. Пример события выпадения электронов, наблюдаемого в стратосфере. Слева — одноминутные значения скорости счета одиночного счетчика (N) во время выпадения 7 июля 2003 г. (кружки; 1) и в спокойных условиях 5 июля 2003 г. (треугольники; 2) в зависимости от глубины остаточной атмосферы (X). Данные телескопа (3) и (4) соответствуют измерениям 7 июля (кружки) и 5 июля 2003 г. (треугольники) соответственно. Для удобства представления данных темп счета телескопов увеличен в 4 раза. Справа — спектр поглощения фотонов в атмосфере во время выпадения электронов 7 июля 2003 г.

необходимы детальные расчеты процессов распространения потоков электронов и тормозного излучения в земной атмосфере. Это позволит установить энергетические спектры вторичных частиц и их угловые распределения на необходимых уровнях атмосферы (высоты или остаточной атмосферы). В результате будет рассчитан спектр поглощения рентгеновского излучения (фотонов) в атмосфере, например, в виде аппроксимирующей функции

$$N_{ph} = \Delta N(x) = C_1 \exp(-X/X_0), \quad (4)$$

где C_1 и X_0 — константы; X — остаточное давление (атмосферная глубина) в атмосфере.

В конечном итоге, можно установить необходимые соотношения между характеристиками первичного спектра выпадения электронов (коэффициенты A_1 , γ и E_{max}) и параметрами спектра поглощения фотонов в атмосфере C_1 и X_0 . Для этого нами были проведены расчеты с использованием нового программного комплекса RUSCOSMICS, основанного на GEANT4.

3. МЕТОД ВОССТАНОВЛЕНИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ ВЫПАДАЮЩИХСЯ ЭЛЕКТРОНОВ В ЕГО ПРИМЕНЕНИЕ

Расчеты в операционной системе Ubuntu Linux проведены с использованием нового программного комплекса RUSCOSMICS по методу Монте-Карло, основанного на GEANT4 [Agostinelli et al., 2003; Maurechev et al., 2019, 2021a, b, 2022; [https://](https://ruscsmics.ru/FIANRSCSM/)

ruscsmics.ru/FIANRSCSM/]. При этом использовалось описание стандартных классов физических процессов, включающее ионизацию, образование тормозного излучения, аннигиляцию электронов и позитронов, однократное и многократное рассеяние частиц, фотоэффект и комптоновское рассеяние фотонов, образование электрон-позитронных пар. К процессам неупругого рассеяния первичных электронов относятся диссоциация молекул, возбуждение и ионизация атомов и молекул. Эти процессы уменьшают величину первичного потока электронов.

Фотоны (с энергиями в диапазоне 0.01–20 МэВ), распространяющиеся в атмосфере, участвуют в следующих физических процессах.

1. Фотоэлектрический эффект, при котором испускается электрон, вследствие поглощения фотона атомом атмосферы. Этот эффект существенен при энергиях фотонов $E_\phi < 200$ кэВ.

2. Когерентное (томсон-рэлеевское) рассеяние, при котором происходит отклонение фотонов атомными электронами. Этот процесс также дает вклад в сечение взаимодействия при низких энергиях.

3. Некогерентное (или комптоновское) рассеивание, при котором фотон рассеивается атомными электронами и передает ему часть энергии, достаточную для создания свободного электрона. Этот эффект является основным в области энергий 0.1–5 МэВ.

4. Процесс рождения электрон-позитронных пар в поле атомного ядра и в поле атомных элек-

тронов. Этот процесс возможен лишь при энергиях $E_{\text{ф}} > 1.022 \text{ МэВ}$ ($E > 2E_0$, E_0 — масса покоя электрона). Рожденные при этом электроны, проходя через атмосферу, создают тормозное излучение и ионизируют атомы среды. Позитрон рожденной пары аннигилирует и создает поток фотонов.

Важно отметить, что в исследуемой области энергий падающих электронов (и, соответственно, рожденных фотонов) $E = 0.2 \text{ МэВ}$ — несколько МэВ, основным процессом, сопровождающим прохождение тормозных фотонов, которые образуются потоком падающих электронов, является комптон-эффект.

— В расчетах потоки электронов, позитронов и рентгеновского излучения оценивались с учетом их энергетических и угловых распределений на нескольких уровнях атмосферного давления (или высотах).

— Первичный источник частиц в модели реализован в исходном коде с наследованием класса G4V User Primary Generator Action. Он реализуется в виде точечного источника, расположенного на границе модели атмосферы, с возможностью задания как изотропного, так и нормального углового распределения нисходящего потока в полушарии. Рассмотрено изотропное и вертикальное распределения электронов на границе атмосферы.

— Расчет прохождения моноэнергичного потока электронов с энергией в диапазоне от 20 кэВ до 30 МэВ. В действительности энергия высыпавшихся электронов редко превышает 20 МэВ.

— Первичный спектр высыпавшихся электронов был задан в степенном виде (1).

Показатель наклона спектра γ выбирался от 1 до 5, с шагом 0.5. При каждом значении γ были рассчитаны истории прохождения через атмосферу от 10^6 до 2.5×10^6 электронов.

— В расчетах использовалась модель земной атмосферы NRLMSISE-00 [Picone et al., 2002], которая позволяет получить плотность, температуру и массовое соотношение кислорода, азота, гелия и аргона. Вывод результатов расчетов проведен для высот атмосферы от 20 км до 100 км. Диапазон давлений, в котором, в основном, наблюдаются потоки рентгеновского излучения в наших измерениях, в атмосфере, в большинстве случаев не выходит за пределы $1\text{--}30 \text{ г/см}^2$.

— Возможно использование плоской или сферической геометрии атмосферы; соответственно вся атмосфера, в зависимости от выбранной геометрии разбивается на совокупность множества плоских или сферических однородных слоев. Для каждого слоя рассчитывается плотность воздуха и его состав, в соответствии с выбранной моделью атмосферы. Число слоев и их высотное распределение определяется заданием уровней атмосферы, на которых необходимо получить промежу-

точные расчетные данные процесса распространения частиц.

— Выбор оптимальной величины пробега различных частиц в воздухе (параметр 'cut in range'), меньше которой частицы выбывают из результирующей статистики, позволяет существенно уменьшить время вычислений.

В результате проведения большого цикла расчетов на базе RUSCOSMICS определены результирующие соотношения между параметром спектра поглощения фотонов (X_0) в интервале давлений $1\text{--}30 \text{ г/см}^2$ и показателем первичного степенного энергетического спектра электронов (γ) при различных величинах максимальной энергии электронов (рис. 2). Наблюдаемый разброс точек зависит от разнообразия заданных параметров, а также от количества расчетных циклов и не является систематическим. Результаты существенно не изменяются при включении нормального распределения высыпавшихся электронов и E_{max} до 20 МэВ.

На рис. 3, для примера, представлено сравнение энергетических спектров высыпавшихся электронов, полученных с применением новой методики, по данным одновременных измерений на ст. Апатиты 7 июля 2003 г. (09:05–09:33 UT) и 25 августа 2003 г. (08:51–09:43 UT) в атмосфере на баллонах в атмосфере (сплошные линии) и на спутнике POES-16 (<https://satdat.ngdc.noaa.gov/sem/poes/data/>). Изучение высыпаний магнитосферных электронов — одна из главных задач спутников серии POES. В 2003 г. на орбите в околоземном пространстве находились 3 аппарата (POES-15, 16, 17), разнесенные по долготе на $\sim 100^\circ$. Угол наклона солнечно-синхронной орбиты 98.7° , высота 822 км, период обращения 101.5 мин (средние значения). Сопоставление результатов измерений, сделанных в определенном географическом пункте, с данными спутников представляет трудности из-за быстрого перемещения спутников в пространстве и сильной пространственной и временной изменчивости потоков высыпавшихся электронов [Bazilevskaya et al., 2021].

POES-16 — ближайший спутник в момент регистрации высыпания электронов на баллоне в атмосфере (ст. Апатиты, Мурманская обл.). В каждом случае взяты данные измерений спутника за 1 мин (3 измерения со скважностью 16 с). Расстояние между баллоном и спутником 7 июля 2003 г. больше 2500 км, а 25 августа 2003 г. — около 800 км (рис. 3). Учитывая вариабельность потоков высыпавшихся электронов в пространстве и времени и короткое время сбора данных на спутнике (вследствие большой орбитальной скорости), можно считать согласие результатов определения спектров из измерений в атмосфере и на спутнике удовлетворительным.

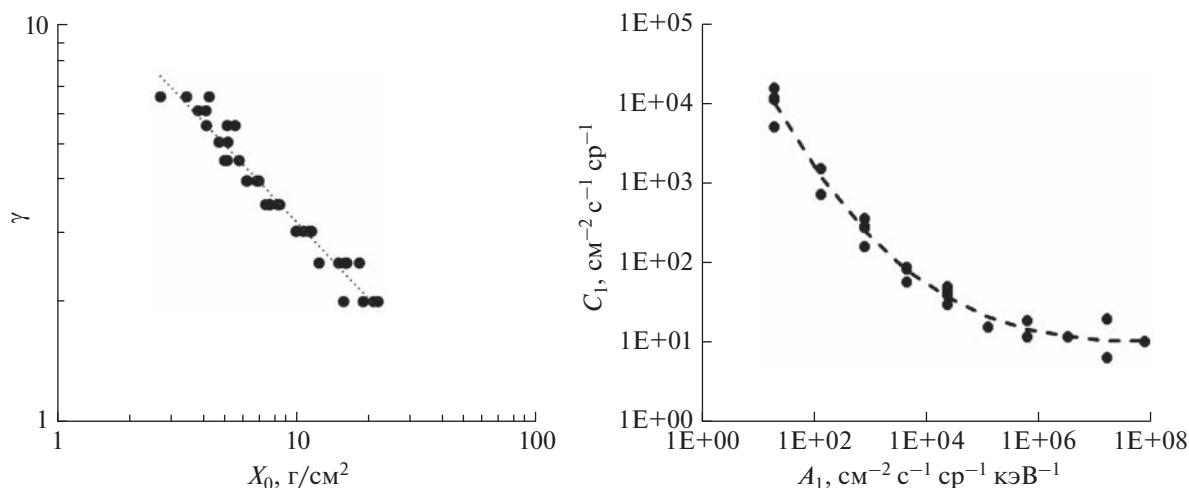


Рис. 2. Результаты расчетов: слева — зависимость параметра спектра поглощения фотонов X_0 в атмосфере от показателя степенного спектра высыпавшихся электронов γ . Справа — соотношение параметра спектра поглощения фотонов C_1 в атмосфере и параметра спектра высыпавшихся электронов A_1 .

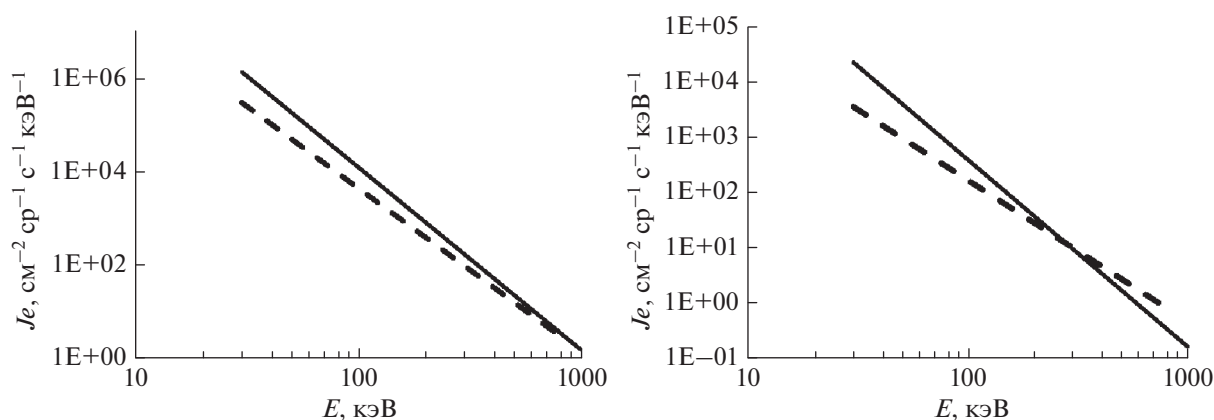


Рис. 3. Сравнение энергетических спектров высыпавшихся электронов, полученных по данным одновременных измерений 7 июля 2003г. (09:05–09:33 UT; слева) и 25 августа 2003г. (08:51–09:43 UT; справа) на баллонах (сплошные линии) и на спутнике POES-16 (штриховые линии).

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработан новый метод, на основе программного комплекса RUSCOSMICS, использующий моделирование Монте-Карло (GEANT4), позволяющий описать распространение высыпавшихся электронов и фотонов в атмосфере. Метод учитывает эволюцию углового распределения и энергетических спектров электронов и рентгеновских фотонов в атмосфере. Получены количественные соотношения между параметрами падающего первичного электрона потока в верхней части атмосферы и характеристиками вторичных потоков рентгеновского излучения на различных уровнях в атмосфере. Показана возможность определения энергетических спектров первичных электронов с использованием нового кода RUSCOSMICS из данных измерений ФИАН на баллонах в атмосфере. Получено удовлетворительное согласие энергетических спектров электронов, по данным изме-

рений на баллонах с результатами измерений высыпаний электронов на борту спутника POES-16 в условиях совпадения во времени и близкого расположения детекторов в пространстве.

5. БЛАГОДАРНОСТИ

Мы благодарим исследователей, представляющих через Интернет данные спутника POES о потоках электронов (<https://satdat.ngdc.noaa.gov/sem/poes/data/>).

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Данная работа была выполнена в рамках гранта Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 20-55-12020), the Deutsche Forschungsgemeinschaft (grant no. SI 1088/7-1). Г.А. Базилевская и И.А. Миронова поддержаны грантом Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 22-62-00048).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- *Agostinelli S., Allison J., Amako K. et al.* Geant4 — a simulation toolkit // Nucl. Instrum. Meth. A. V. 506. № 3. P. 250–303. 2003.
[https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(03\)01368-8](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01368-8)
- *Anderson K.A.* Soft radiation events at high altitude during the magnetic storm of August 29–30, 1957 // Phys. Rev. V. 111. P. 1397–1405. 1958.
<https://doi.org/10.1103/PhysRev.111.1397>
- *Arsenovic P., Rozanov E., Stenke A., Funke B., Wissing J., Mursula K. et al.* The influence of middle range energy electrons on atmospheric chemistry and regional climate // J. Atmos. Sol.-Terr. Phys. V. 149. P. 180–190. 2016.
<https://doi.org/10.1016/j.jastp.2016.04.008>
- *Bazilevskaya G.A., Krainev M.B., Stozhkov Yu.I., Svirzhevskaya A.K., Svirzhevsky N.S.* Long-term Soviet program for the measurement of ionizing radiation in the atmosphere // J. Geomagn. Geoelectr. V. 43 (Suppl.). P. 893–900. 1991.
https://doi.org/10.5636/jgg.43.Supplement2_893
- *Bazilevskaya G.A., Svirzhevskaya A.K.* On the stratospheric measurements of cosmic rays // Space Sci. Rev. V. 85. P. 431–521. 1998.
- *Bazilevskaya G.A., Kalinin M.S., Krainev M.B., Makhmutov V.S., Stozhkov Y.I., Svirzhevskaya A.K., Svirzhevsky N.S., Gvozdevsky B.B.* Temporal characteristics of energetic magnetospheric electron precipitation as observed during long-term balloon observations // J. Geophys. Res. — Space. V. 125. № 11. e28033. 2020.
<https://doi.org/10.1029/2020JA028033>
- *Bazilevskaya G.A., Dyusembekova A.S., Kalinin M.S., Krainev M.B., Makhmutov V.S., Svirzhevskaya A.K., Svirzhevsky N.S., Stozhkov Yu.I., Tulekov E.A.* Comparison of the results on precipitation of high-energy electrons in the stratosphere and on satellites // Cosmic Res. V. 59. № 1. P. 24–29. 2021.
<https://doi.org/10.1134/S0010952521010020>
- *Charakhchyan A.N.* Investigation of stratosphere cosmic ray intensity fluctuations induced by processes on the Sun // Usp. Fiz. Nauk. V. 83. P. 35–62. 1964.
- *Grankin D., Mironova I., Bazilevskaya G., Rozanov E., Egorova T.* Atmospheric Response to EEP during Geomagnetic Disturbances // Atmosphere. V. 14. № 2. P. 273. 2023.
<https://doi.org/10.3390/atmos14020273>
- *Lazutin L.L., Khrushchinsky A.A., Kozelova T.V. et al.* SAMBO-GEOS: On three-dimensional substorm dynamics — A case study for 4 March 1979 // Adv. Space Res. V. 5. № 4. P. 171–174. 1985.
[https://doi.org/10.1016/0273-1177\(85\)90134-6](https://doi.org/10.1016/0273-1177(85)90134-6)
- *Makhmutov V.S., Bazilevskaya G.A., Krainev M.B., Storini M.* Long-term cosmic ray experiment in the atmosphere: energetic electron precipitation events during the 20–23 solar activity cycles // Proc. 27th Int. Cosmic Ray Conf., Hamburg, SH. P. 4196–4199. 2001.
- *Makhmutov V.S., Bazilevskaya G.A., Desorgher L., Flückiger E.* Precipitating electron events in October 2003 as observed in the polar atmosphere // Adv. Space Res. V. 38. № 8. P. 1642–1646. 2006.
<https://doi.org/10.1016/j.asr.2006.01.016>
- *Makhmutov V.S., Bazilevskaya G.A., Stozhkov Y.I., Svirzhevskaya A.K., Svirzhevsky N.S.* Catalogue of Electron Precipitation Events as Observed in the Long-Duration Cosmic Ray Balloon Experiment // J. Atmos. Sol.-Terr. Phys. V. 149. P. 258–276. 2016.
<https://doi.org/10.1016/j.jastp.2015.12.006>
- *Maurchev E.A., Mikhalko E.A., Germanenko A.V., Balabin Yu.V., Gvozdevsky B.B.* RUSCOSMICS Software Package as a tool for estimating the Earth's atmosphere ionization rate by cosmic ray protons // B. Russ. Acad. Sci. Phys. V. 83. № 5. P. 653–656. 2019.
<https://doi.org/10.3103/S1062873819050241>
- *Maurchev E.A., Balabin Yu.V., Germanenko A.V., Gvozdevsky B.B.* Modeling the transport of Solar Cosmic Ray Proton Fluxes through Earth's Atmosphere for the GLE42 and GLE44 Events // B. Russ. Acad. Sci. Phys. V. 85. P. 273–276. 2021a.
<https://doi.org/10.3103/S1062873821030151>
- *Maurchev E.A., Balabin Yu.V., Germanenko A.V., Mikhalko E.A., Gvozdevsky B.B.* Calculating the Rate of Ionization during a GLE Event with a Global Model of Earth's Atmosphere and Estimating of the Contribution to this Process from Galactic Cosmic Ray Particles with $Z > 2$ // B. Russ. Acad. Sci. Phys. V. 85. P. 277–281. 2021b.
<https://doi.org/10.3103/S1062873821030163>
- *Maurchev E.A., Mikhalko E.A., Balabin Yu.V., Germanenko A.V., Gvozdevsky B.B.* Estimated equivalent radiation dose at different altitudes in Earth's atmosphere // Sol-Terr. Phys. V. 8. № 3. P. 27–31. 2022.
<https://doi.org/10.12737/stp-83202204>
- *Millan R.M., McCarthy M.P., Sample J.G. et al.* The balloon array for RBSP relativistic electron losses (BARREL) // Space Sci. Rev. V. 179. P. 503–530. 2013.
<https://doi.org/10.1007/s11214-013-9971-z>
- *Mironova I., Artamonov A., Bazilevskaya G., Rozanov E., Makhmutov V., Mishev A., Karagodin A.* Ionization of the polar atmosphere by energetic electron precipitation retrieved from balloon measurements // Geophys. Res. Lett. V. 46. P. 990–996. 2019.
<https://doi.org/10.1029/2018GL079421>
- *Picone J.M., Hedin A.E.* NRLMSISE-00 empirical model of the atmosphere: Statistical comparisons and scientific issues // J. Geophys. Res. V. 107. № A12. P. 1468. 2002.
<https://doi.org/10.1029/2002JA009430>
- *Sinnhuber M., Nieder H., Wieters N.* Energetic Particle Precipitation and the Chemistry of the Mesosphere/Lower Thermosphere // Surv. Geophys. V. 33. P. 1281–1334. 2012.
<https://doi.org/10.1007/s10712-012-9201-3>
- *Stozhkov Y.I., Svirzhevsky N.S., Bazilevskaya G.A., Kvashnin A.N., Makhmutov V.S., Svirzhevskaya A.K.* Long-term (50 years) measurements of cosmic ray fluxes in the atmosphere // Adv. Space Res. V. 44. № 10. P. 1124–1137. 2009.
<https://doi.org/10.1016/j.asr.2008.10.038>
- *Winckler J.R., Bhavsar P.D., Anderson K.A.* A study of the precipitation of energetic electrons from the geomagnetic field during magnetic storms // J. Geophys. Res. V. 67. № 10. P. 3717–3735. 1962.
<https://doi.org/10.1029/JZ067i010p03717>
- *Woodger L.A., Halford A.J., Millan R.M. et al.* A summary of the barrel campaigns: Technique for studying electron precipitation // J. Geophys. Res. — Space. V. 120. P. 4922–4935. 2015.
<https://doi.org/10.1002/2014JA020874>
- <http://www.cern.ch/geant4>
- <https://ruscosmics.ru/FIANRSCSM/>
- <https://satdat.ngdc.noaa.gov/sem/poes/data/>

УДК 551.510.534.3

ДЛИТЕЛЬНЫЕ МИКРОВОЛНОВЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ОЗОНА СРЕДНЕЙ АТМОСФЕРЫ В АПАТИТАХ В ТЕЧЕНИЕ ТРЕХ ЗИМ

© 2023 г. Ю. Ю. Куликов¹, *, А. Ф. Андриянов¹, В. И. Демин²,
В. М. Демкин³, А. С. Кириллов², В. Г. Рыскин¹, В. А. Шишаев²

¹Институт прикладной физики РАН (ИПФ РАН), Нижний Новгород, Россия

²Полярный геофизический институт (ПГИ), Апатиты, Россия

³Высшая школа экономики (ВШЭ), Нижний Новгород, Россия

*e-mail: yuyukul@appl.sci-nnov.ru

Поступила в редакцию 08.11.2022 г.

После доработки 30.03.2023 г.

Принята к публикации 25.05.2023 г.

Приведены результаты наземных микроволновых наблюдений озона средней атмосферы в Апатитах (67° N, 33° E) в течение трех зим (2017–2018, 2018–2019 и 2019–2020 гг.). Длительные наблюдения озона проводились в период минимальной солнечной активности – 24–25-й циклы. В измерениях был использован мобильный микроволновый спектрометр с рабочей частотой 110.8 ГГц, который позволяет отслеживать поведение озона в средней атмосфере с 15-минутным разрешением по времени. Выполнено сравнение микроволновых данных озона из наземных измерений с бортовыми данными MLS/Aura. Наземные и бортовые данные сопоставлены с данными контактных измерений с помощью озонозондов на ст. Sodankylä (67° N, 27° E). Кроме того, данные MLS/Aura по температурному зондированию средней атмосферы использованы для интерпретации возмущений в озоновом слое, связанных с внезапными стратосферными потеплениями. Обнаружено значительное влияние внезапных стратосферных потеплений на вертикальное распределение озона на высотах 22–60 км. При этом масштаб изменчивости мезосферного озона (60 км) над Апатитами сопоставим или превышает известные модельные расчеты по оценке воздействия солнечных протонных событий и высыпания авроральных электронов на озон полярных областей.

DOI: 10.31857/S0016794023600576, EDN: YYZVEP

1. ВВЕДЕНИЕ

Целью наблюдений было исследование изменения озона средней атмосферы при воздействии внезапных стратосферных потеплений (ВСП) и полярных вихрей в авроральной зоне на вертикальную структуру озона на высотах выше 20 км. Зимняя средняя атмосфера над Апатитами, как правило, оказывается внутри полярного вихря и с этим связано понижение температуры и концентрации озона в стратосфере (25 км), которое неоднократно отмечалось [Красильников и др., 2002б; Куликов и др., 2002, 2005; Kulikov et al., 2003]. В зимний период 1999–2000 г. во время международной кампании SOLVE-I, которая была посвящена причинам возникновения дефицита озона в Арктике, нами проводились исследования влияния полярных стратосферных облаков (ПСО) на содержание озона методом микроволновой радиометрии. В этом цикле измерений присутствие ПСО не оказало заметного влияния на содержание озона на высотах 20–25 км относительно безоблачной стратосферы [Красильников и др., 2002а]. ВСП являются наиболее важны-

ми событиями, которые воздействуют на динамику и термическую структуру зимней средней атмосферы в Северном полушарии [Варгин и др., 2019; Цветкова и др., 2021; Smyshlyaev et al., 2021]. Развитие ВСП связано с вертикальным распространением планетарных волн, которые диссипируют (теряют энергию) сначала в мезосфере и затем постепенно в стратосфере. Эти волны, взаимодействуя с западной зимней циркуляцией атмосферы, модифицируют ее тепловой профиль от верхней тропосферы до мезосферы [Schoeberl, 1978]. Сильные потепления (мажорного типа) производят разрушение зимней циркуляции через перемещение или расщепление полярного вихря, установление восточной циркуляции и смену широтного температурного градиента. Известно [Manney et al., 2009], что ВСП с разделением и перемещением вихря по-разному влияют на циркуляцию средней атмосферы, а значит и на процессы переноса и эволюцию химического ее состава.

Для исследования средней атмосферы широко используют средства микроволнового дистанци-

онного зондирования как наземного, так и орбитального базирования [Куликов и др., 2002; Waters et al., 2006]. Наземные микроволновые одно-временные наблюдения O_3 в полярных и средних широтах [Красильников и др., 2002б; Бочковский и др., 2016] показали, что наиболее глубокое и продолжительное влияние ВСП оказывают на вертикальный профиль полярного озона. Из проведенных модельных расчетов последнего времени следует, что солнечные протонные события и высыпания авроральных электронов могут вызывать изменчивость полярного озона на 12–24% в мезосфере и на 5–7% в средней и верхней стратосфере [Seppälä and Clilverd, 2014; Matthes et al., 2017, Lee et al., 2021]. Кроме того, следует отметить, что наши измерения выполнялись во время минимума солнечной активности и в условиях полярной ночи. На настоящий момент до конца неясно влияние солнечной активности на образование и разрушение мезосферного озона в авроральной зоне. Крайне важным моментом является удачное расположение ст. Апатиты по отношению к полярному вихрю. Впервые наши микроволновые наблюдения в полярных широтах для трех зимних сезонов, начиная с 2017–2018 гг., были выполнены в виде непрерывных серий (несколько суток подряд) с временным разрешением 15 мин. Подчеркнем, что метод наземной микроволновой радиометрии один из немногих, который позволяет непрерывно следить за поведением озона во всей средней атмосфере в одном месте с высоким временным разрешением [Соломонов и др., 2017; Palm et al., 2010; Schranz et al., 2018, 2019].

2. ОБОРУДОВАНИЕ И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Метод микроволновой наземной радиометрии основан на измерениях вращательных спектров излучения малых газовых составляющих (в том числе озона) в диапазонах миллиметровых и субмиллиметровых волн. Микроволновые наблюдения слабо зависят от погодных условий и присутствия в атмосфере аэрозолей, что является преимуществом по сравнению с наблюдениями в оптическом и инфракрасном диапазонах длин волн. Кроме того, микроволновые наблюдения озона могут проводиться круглосуточно. В последнее время нам удалось достичь определенных успехов на пути создания мобильных микроволновых спектрометров [Красильников и др., 2003, 2011; Kulikov et al., 2007], что позволило эффективно выполнять наблюдения в экспедиционных условиях.

Микроволновый озонметр состоит из гетеродинного неохлаждаемого приемника, настроенного на фиксированную частоту 110836.04 МГц (длина волны $\lambda = 2.7$ мм), которая соответствует вращательному переходу молекулы озона с кван-

товыми числами $J = 6_{0,6} - 6_{1,5}$, и многоканального анализатора спектра. На входе приемника находится модуль, который включает в себя антенну (скалярный рупор) и коммутатор для калибровки интенсивности принимаемого атмосферного излучения в линии озона. Ширина диаграммы направленности рупорной антенны по уровню -3 дБ составляет 5.4° . Однополосная шумовая температура приемника 2500 К, режим приема в одной полосе обеспечивается заградительным фильтром с прямыми потерями 0.5 дБ и подавлением зеркального канала более 20 дБ. Анализатор спектра состоит из 31 фильтра с полосой пропускания от 1 МГц до 10 МГц и полной полосой анализа 240 МГц. Параметры прибора позволяют измерять за 15 мин спектр линии излучения озона с точностью порядка 2%. Измерения спектров теплового излучения атмосферы выполняются методом абсолютной калибровки излучения по двум “чернотельным” эталонам, которые находятся при температуре кипения жидкого азота и при температуре окружающего воздуха.

Информация о количестве O_3 содержится в измеряемом спектре интегрального радиоизлучения средней атмосферы. С помощью инверсии спектров можно получить данные о вертикальном распределении озона (ВРО) в атмосфере. Определение ВРО в интервале высот 22–60 км по измеренному спектру выполняется по методике, которая изложена в работе [Красильников и др., 1997]. Характерное разрешение по высоте данного метода восстановления ВРО составляет около 10 км. В процедуре восстановления использовались как модельные зависимости давления и температуры от высоты, так и реальные, полученные в результате измерений в пункте микроволновых наблюдений. Точность восстановления ВРО зависит в основном от ошибок радиометрических измерений спектров O_3 и от погрешности определения профиля температуры. С помощью численного эксперимента были получены оценки влияния на точность восстановления ВРО ошибок первого типа путем добавления к измеренному спектру шума с дисперсией, равной дисперсии результатов измерений. Для типичных значений погрешности измерения спектров O_3 около 1% разброс восстановленных профилей по 100 реализациям достигал 10% в интервале высот 25–60 км. Влияние возможных отклонений температурного профиля от реального профиля оценивается в 10–20%. И, наконец, следует упомянуть о систематической погрешности измерений спектра, связанной с возникновением интерференционных эффектов в высокочастотном тракте приемника. В целом верхний предел неопределенности восстановления ВРО на высотах 30–60 км не превышает 20%. Справедливость этих оценок подтверждают многочисленные результаты сопоставления наших

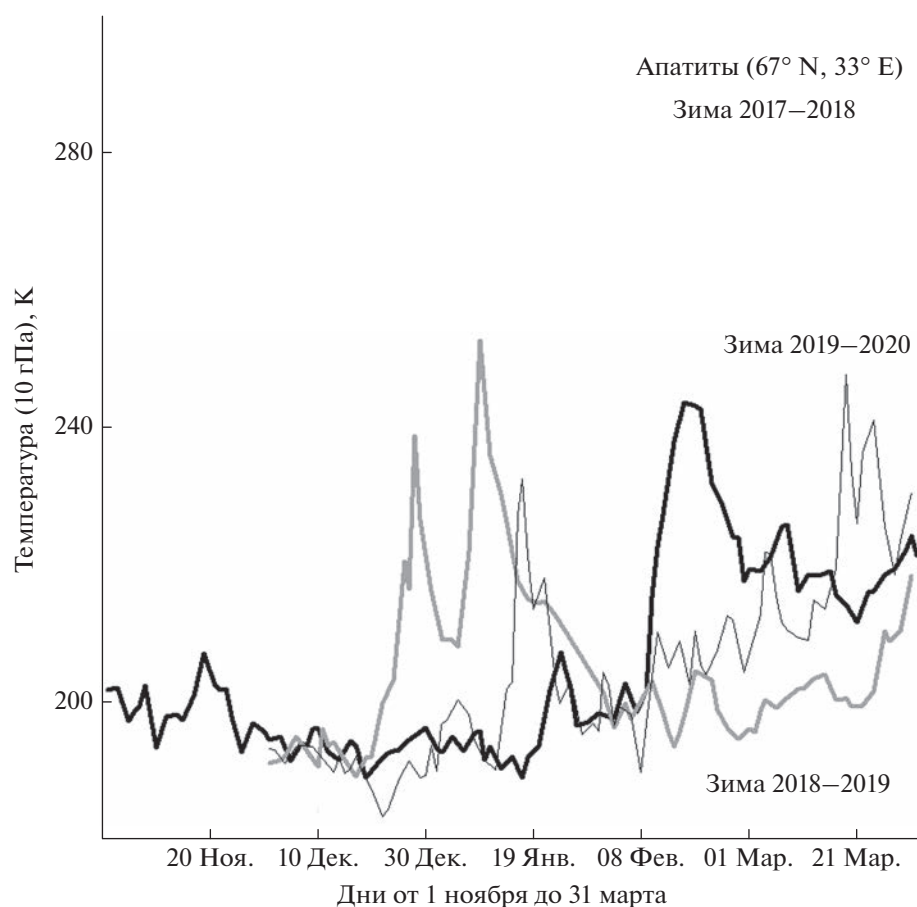


Рис. 1. Временной ход температуры на уровне 10 гПа над Апатитами по данным MLS/Aura для трех зимних сезонов: сплошная жирная линия — ноябрь—март 2017–2018 г., полупрозрачная линия — декабрь—март 2018–2019 г., тонкая линия — декабрь—март 2019–2020 г.

данных с данными баллонных электрохимических озонзондов ECC-4 [Kulikov et al., 1994; Kulikov and Ryskin, 1999] и валидационные измерения в рамках международного эксперимента CRISTA/MAHRSI [Красильников и др., 1998].

Для сопоставления с полученными данными наземного микроволнового зондирования озонового слоя были использованы результаты измерений с помощью спутникового прибора MLS AURA [<http://mls.jpl.nasa.gov>] при пролетах спутника над местом наземных наблюдений Апатиты. Прибор MLS использует лимбовый метод измерения параметров атмосферы. Его разрешение по горизонтали составляет 160–210 км, по вертикали — 2–4 км [<https://mls.jpl.nasa.gov/data/NRT-user-guide-v42.pdf>]. Верхняя граница погрешности определения содержания озона оценивается в 10% в интервале высот от 20 до 40 км, которая увеличивается до 30–40% в нижней мезосфере. Нами были отобраны данные по содержанию озона и температуре, соответствующие временам пролета спутника над Апатитами. С этой целью был выбран домен с координатами $(67.5 \pm 1.5)^\circ \text{N}$ и $(33 \pm 5)^\circ \text{E}$.

3. ОБЩАЯ КАРТИНА ИЗМЕНЕНИЙ ВЕРТИКАЛЬНОГО ПРОФИЛЯ ОЗОНА И ТЕМПЕРАТУРЫ В ТЕЧЕНИЕ ТРЕХ ЗИМ

Микроволновые измерения озона средней атмосферы в Апатитах были выполнены для трех зимних сезонов 2017–2018, 2018–2019 и 2019–2020 гг. Для лучшего понимания природы вариаций озона необходимо иметь представление об изменениях температуры на высотах средней атмосферы. Изменения температуры указывают на влияние полярного вихря и внезапного стратосферного потепления на структуру средней атмосферы. Для этой цели обычно выбирается высотный уровень 10 гПа, на котором могут быть сопоставлены дистанционные бортовые и наземные наблюдения с контактными измерениями. На рис. 1 приведены для трех зимних сезонов данные измерений над Апатитами спутниковым прибором MLS/Aura температуры на уровне 10 гПа, что примерно соответствует высоте 30 км. В каждом из этих сезонов были зарегистрированы ВСП. На этом рисунке жирной сплошной линией показаны изменения температуры зимой 2017–

2018 гг. Продолжительное время с 26.11.2017 г. по 20.01.2018 г. над Апатитами на уровне 10 гПа наблюдались очень низкие температуры. Средняя величина температуры в этот период составила (193.4 ± 0.3) К. В середине февраля 2018 г. в полярной стратосфере произошло внезапное потепление мажорного типа по классификации ВМО [Rao et al., 2018; Варгин и Кирюшов, 2019], в результате которого полярный вихрь разделился на две части, когда теплый воздух устремился в полярную шапку (<https://gmao.gsfc.nasa.gov>). По данным MLS [<http://mls.jpl.nasa.gov>] над Кольским п-овом на уровне 10 гПа была зарегистрирована максимальная температура 243.5 К. Продолжительность ВСП составила около двух недель. В начале марта 2018 г. температура вышла на уровень 220 К, что соответствует зональной модели на широте Апатит, т.е. возмущения в стратосфере закончились [Barnett and Corney, 1985].

В отличие от предыдущего сезона, зимой 2018–2019 гг. в стратосфере над Апатитами было зарегистрировано локальное повышение температуры с 24 декабря по 1 февраля продолжительностью около 40 дней (см. рис. 1, полупрозрачная линия). Полярный стратосферный вихрь в эту зиму был самым сильным, устойчивым и холодным за всю историю наблюдений в Арктике [Okui et al., 2021]. Характерной особенностью потепления над Апатитами является наличие двух максимумов температуры, которые обусловлены высокой волновой активностью в стратосфере (https://acd-ext.gsfc.nasa.gov/Data_services/met/ann_data.html). Первый максимум имел величину 239 К (28.12.2018 г.), что превышало среднюю температуру невозмущенной стратосферы (192.5 ± 0.5) К за первые две декады декабря на 46 К. Величина второго максимума 252 К (09.01.2019 г.), что на 54 К выше средней температуры невозмущенной стратосферы в период от 01.02.2019 г. до 01.03.2019 г. И только к концу марта температура на высоте около 30 км вышла на уровень зональной модели [Barnett and Corney, 1985].

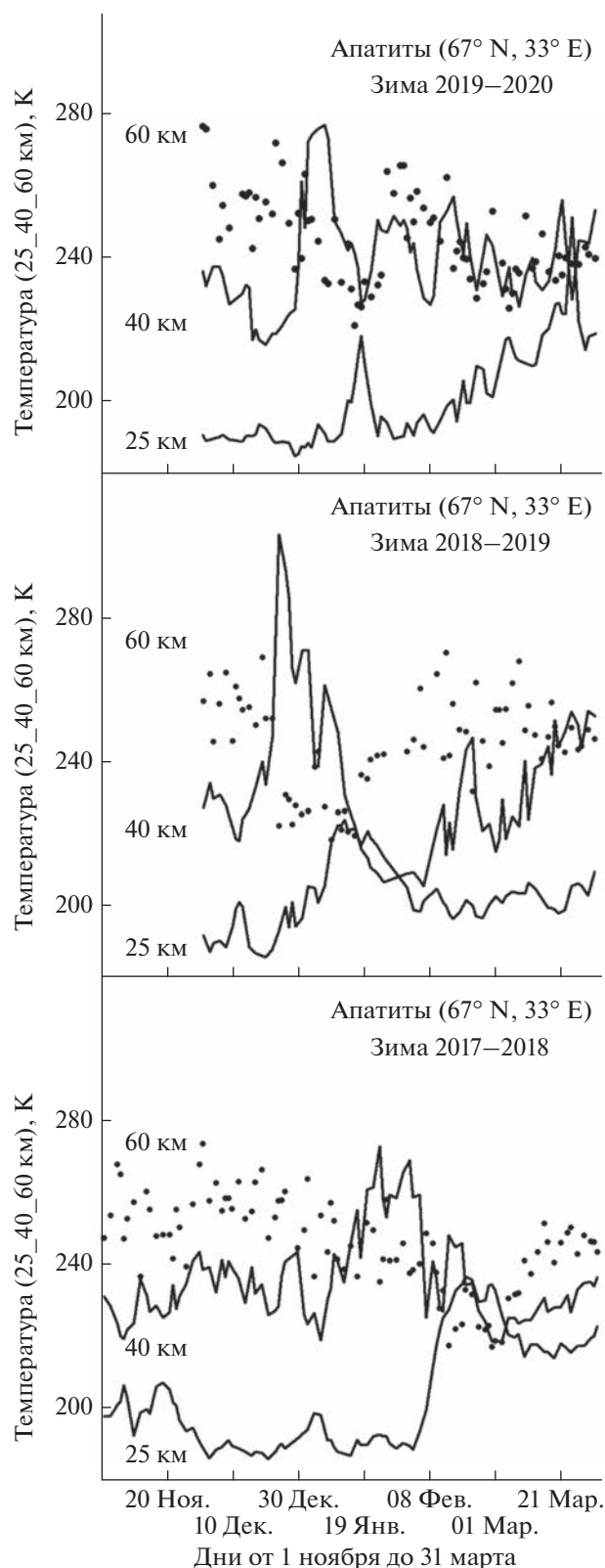
Зимой 2019–2020 гг. ВСП началось в середине января. Общая характеристика ВСП для Северного полушария в эту зиму приведена в работе [Manney et al., 2022]. Так 17.01.2020 г. над Апатитами было достигнуто максимальное значение температуры 232.4 К (рис. 1). Потепление было недолгим по времени — около недели. Обращают на себя внимание очень низкие температуры с 01.12.2019 г. по 18.01.2020 г., средняя величина которых составила (191.8 ± 0.7) К. При этом 22.12.2019 г. было зарегистрировано минимальное значение температуры 183.5 К. Такие низкие температуры являются необходимым условием для возникновения на высотах от 15 до 25 км полярных стратосферных облаков. В последней декаде декабря 2019 г. и в начале января 2020 г. над Скандинавией и Кольским п-овом регистрировались

полярные стратосферные облака (ПСО). В течение трех зим потепления происходили в разное время и были разной продолжительности. Общим итогом после воздействия полярного вихря на стратосферу для этих зим является то, что в марте месяце температура на уровне 10 гПа возвращается к средней многолетней величине 220 К.

На рис. 2 приводятся изменения температуры (данные MLS/Aura) для трех зим на некоторых избранных высотах 25 км (~ 20 гПа), 40 км (~ 2 гПа) и 60 км (~ 0.2 гПа). Общей характеристикой этих изменений было то, что они проходили по классической схеме развития ВСП во времени — сверху вниз [Schoeberl, 1978]. Хорошо заметны значительные вариации температуры на высоте 40 км зимой 2018–2019 гг. Максимальное приращение температуры во время ВСП составило порядка 80 К (24.12.2018 г.). Это было наиболее раннее по времени ВСП из всех, которые наблюдались в течение трех зимних сезонов. Изменения температуры на высоте 25 км во время ВСП не превышали 40 К. Следует отметить, что на высоте 60 км по данным измерений MLS/Aura не было больших возмущений температуры, а только наблюдался значительный разброс ее значений.

Зимы 2017–2018 и 2019–2020 гг. выделяются продолжительным существованием полярного вихря (декабрь–январь) над Апатитами, когда температура на уровне 25 км опускалась до 195 К, и на непродолжительное время до 188 К. Эта температура достаточно редкая для Арктики и является порогом образования кристаллических стратосферных облаков, наличие которых способствует возникновению весенних понижений общего содержания озона. Подробности процессов разрушения озонового слоя в зимне-весенний сезон 2019–2020 гг. рассмотрены в работе [Цветкова и др., 2021; Smyshlyaev et al., 2021]. Итогом рассмотрения температурных полей в средней атмосфере является то, что в декабре–январе 2017–2018 и 2019–2020 гг. возникли подходящие условия для образования дефицита содержания озона над Кольским п-овом. Исключением является зима 2018–2019 гг., когда началось стратосферное потепление в конце декабря, особенностью которого были значительные флуктуации температуры на уровне 40 км.

Рассмотрим поведение озона средней атмосферы на высотах 25, 40 и 60 км в течение трех зимних периодов, которое проиллюстрировано на рис. 3. Среднесуточные данные о концентрации озона (наземные микроволновые наблюдения) обозначены отдельными крестами. Сплошными линиями указаны данные по озону на этих же высотах из бортовых наблюдений MLS/Aura во время пролетов над Апатитами. Процедура сопоставления результатов наземных и спутниковых измерений озона описана в работе [Белогла-



зов и др., 2010]. Изменения концентрации O_3 на высотах 25 и 40 км для зимних сезонов удовлетворительно согласуются с данными спутниковых наблюдений. Анализ показал, что коэффициент корреляции измеренных величин содержания озона на этих высотах находился в пределах от 0.85 до 0.94 с уровнем значимости лучше 1%. При этом наземные результаты в среднем превышали спутниковые на $(8-10) \pm 2\%$ на 25 км и на $(9-12) \pm 4\%$ на 40 км. Что касается уровня 60 км, то для сезонов 2017–2018 и 2019–2020 гг. корреляция результатов была около 0.6 с 5%-ным уровнем значимости, а различие полученных данных достигало 60%. Для зимы 2018–2019 гг. результаты обоих измерений практически некоррелированы. Следует отметить, что заметные отличия наземных и спутниковых результатов могут наблюдаться после сильных атмосферных возмущений, которые возможно связаны с атмосферными неоднородностями, возникшими в результате разрушения или деформации полярного вихря [см. карты вихря <http://cds-espri.ipsl.fr/etherTypo/index.php?id=1663&L=1>], и обусловлены спецификой лимбового метода спутниковых измерений. Она состоит в том, что горизонтальное разрешение в этом методе составляет несколько сот километров, которое зависит от высоты. В этом случае, если измерение происходит вблизи края полярного вихря, геофизические условия по обе стороны которого различны, спутниковые данные будут содержать дополнительную погрешность, вызванную усреднением вдоль луча зрения сигнала, пришедшего от двух различных по составу областей атмосферы.

Дальнейший анализ данных наземных наблюдений стратосферного озона в Апатитах свидетельствует о появлении низких концентраций озона на высотах от 20 до 60 км в зимней полярной атмосфере по сравнению с данными зональной модели [Keating et al., 1989]. Из наших многолетних наблюдений была установлена повторяющаяся в разные годы (сезон зима–весна) устойчивая связь одновременного понижения температуры и концентрации O_3 на уровне 25 км [Куликов и др., 2005]. Средняя концентрация озона на высоте 25 км в декабре 2002 г. составляла $(1.99 \pm 0.23) \times 10^{12}$ мол/см³, а температура на уровне 20 гПа опускалась ниже 195 К. Согласно зональной модели для средней атмосферы [Keating et al., 1989] концентрация озона на указанной высоте в декабре превышает среднемесячную величину, по-

Рис. 2. Временной ход температуры на высотах 25, 40 и 60 км над Апатитами по данным MLS/Aura для трех зимних сезонов: зима 2017–2018 гг. (нижняя панель); зима 2018–2019 гг. (средняя панель); зима 2019–2020 гг. (верхняя панель). Сплошными линиями обозначены изменения температуры на высотах 25 и 40 км, а отдельными кружками изменения температуры на высоте 60 км.

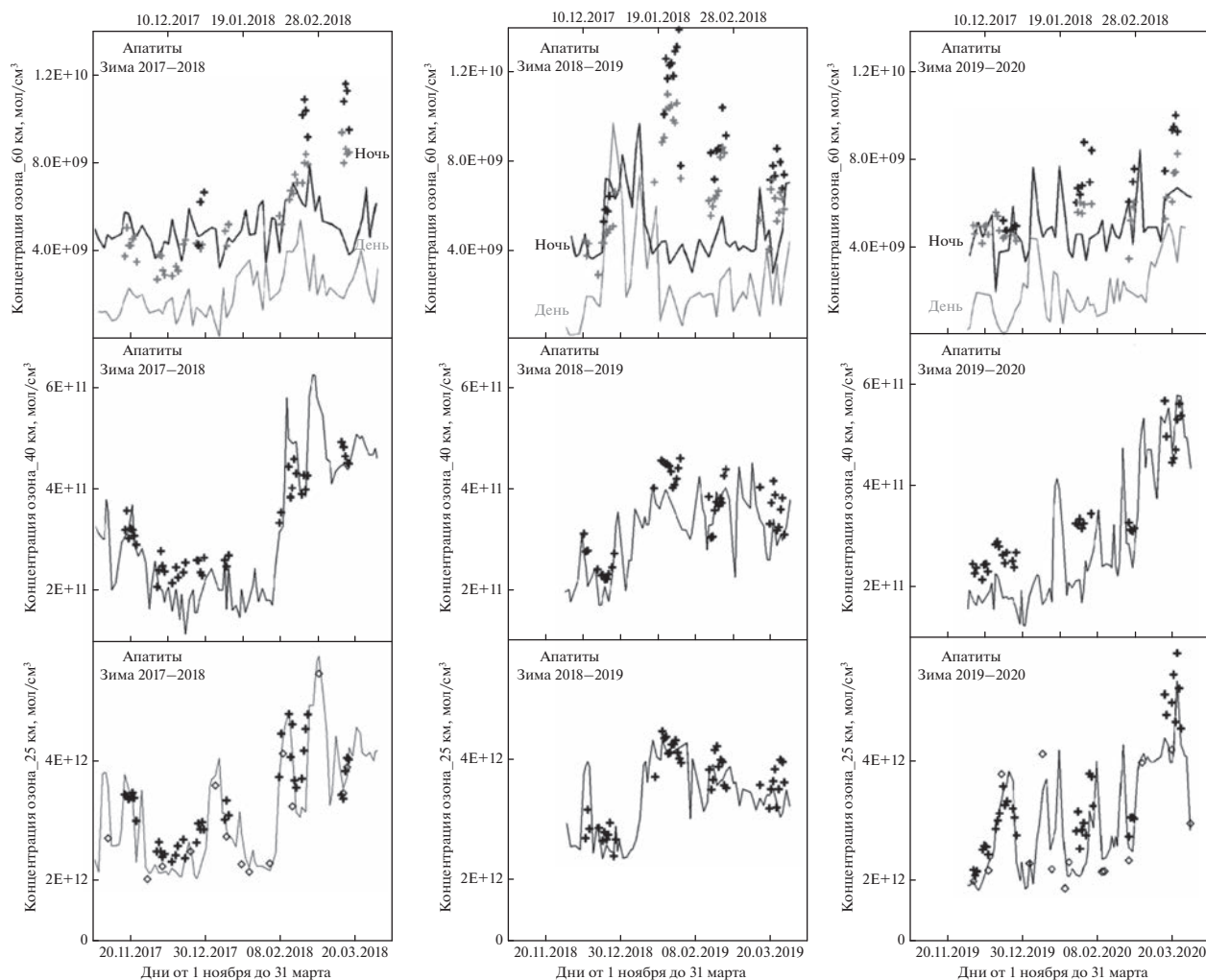


Рис. 3. Вариации озона средней атмосферы на высотах: нижний ряд — 25 км, средний ряд — 40 км, верхний ряд — 60 км в течение трех зимних периодов: левая панель — 2017–2018 г., средняя панель — 2018–2019 г., правая панель — 2019–2020 г. Жирные кресты на высотах 25 и 40 км — среднесуточная концентрация O_3 из наземных микроволновых наблюдений. Сплошные линии на высотах 25 и 40 км — концентрация O_3 (данные спутниковых наблюдений MLS/Aura при пролетах над Апатитами). Жирные и полупрозрачные кресты на высоте 60 км — ночные и дневные концентрации O_3 из наземных микроволновых наблюдений, а сплошная жирная линия и полупрозрачная — ночные и дневные концентрации O_3 (данные спутниковых наблюдений MLS/Aura при пролетах над Апатитами). Полые ромбы на высоте 25 км — данные озонозондов на ст. Sodankylä.

лученную нами, на (30–50)%. Очевидно, низкие температуры являются фактором воздействия на стратосферу полярного вихря, степень влияния которого на нее изменчива от года к году. Вихрь препятствует обмену воздушными массами между полярными и умеренными широтами, а это приводит к значительному понижению температуры на высотах 20–30 км. Причина уменьшения концентрации озона на высотах около 25 км внутри вихря не совсем понятна. Известно, что фотохимическое время жизни озона на этих высотах порядка нескольких месяцев. Впервые наши микроволновые наблюдения в полярных широтах для трех зимних сезонов были выполнены в виде непрерывных серий (несколько суток под-

ряд) с временным разрешением 15 мин. Еще раз подчеркнем, что метод наземной микроволновой радиометрии один из немногих, который позволяет непрерывно следить за поведением озона во всей средней атмосфере в одном месте с высоким временным разрешением. Можно сделать вывод, что поведение озона в интервале высот 22–60 км управляется как полярным вихрем, так и внезапными стратосферными потеплениями.

Следует обратить внимание, что нами обнаружен суточный ход концентрации O_3 на высоте 60 км (см. рис. 3), который связан с восходом и заходом Солнца, — эти данные получены из наземных микроволновых наблюдений. Ночные и дневные концентрации мезосферного O_3 обозна-

чены жирными и полупрозрачными крестами, соответственно. Сплошными линиями обозначены данные MLS/Aura во время пролета над Апатитами. Обращает на себя внимание систематическая разница в поведении мезосферного озона (60 км) по наземным и бортовым измерениям (см. верхнюю часть рис. 3). Следует отметить, что бортовые измерения также регистрируют суточный ход мезосферного озона. Эти данные о концентрации озона получены в одни и те же сутки для ночных (жирная сплошная линия) и дневных (полупрозрачная сплошная линия) пролетах спутника над Апатитами. Наземные измерения O_3 с временным разрешением 15 мин показали значительное и продолжительное влияние внезапных стратосферных потеплений на мезосферный озон. Возможным следствием стратосферных потеплений являются кратковременные, продолжительностью несколько дней, всплески O_3 на высоте 60 км. Термин “всплески” мы употребляем для обозначения приращения концентрации озона относительно невозмущенного уровня O_3 во время полярной ночи (декабрь месяц). Особенно они хорошо заметны для зим 2017–2018 и 2018–2019 гг. Концентрация O_3 в январе 2019 г. превышала в три раза аналогичную величину для декабря 2018 г. Эти возмущения, по-видимому, характерны для полярных широт [Куликов и др., 2020]. Зима 2019–2020 гг. значительно отличалась от предыдущих сезонов. Возникший этой зимой полярный вихрь обеспечил надолго (около двух месяцев – декабрь–январь) очень низкие температуры в области высот 20–30 км, а стратосферное потепление в середине января 2020 г. было очень слабым и непродолжительным. Таким образом, были созданы условия (устойчиво низкие температуры в стратосфере) для появления весеннего дефицита содержания озона над Кольским п-овом. Тем не менее, согласно рис. 3 (правая панель), начиная с декабря 2019 г. до конца марта 2020 г. озона было много в интервале высот от 20 до 40 км. Дефицит содержания озона образовался в нижней стратосфере (12–20 км) над Северным Ледовитым океаном Западного полушария в марте 2020 г. [Manney et al., 2020; Цветкова и др., 2021; Smyshlyaev et al., 2021]. Общее содержание 12 марта 2020 г. составило всего 205 е.Д. Причиной уменьшения содержания озона, по мнению авторов, являются химические потери, которые связаны с радикалами хлора. Подобные понижения общего содержания озона в Западной полушарии являются, по-видимому, достаточно редкими. Подтверждением могут быть данные ст. Summit (73° N, 38° W) [<http://gml.noaa.gov/dv/iadv/graph.php?code=SUM&program=ozmw&type=vp>], на которой измеряются вертикальные профили O_3 методом баллонного зондирования.

Помимо приведенных результатов, на рис. 3 представлены данные контактных измерений, которые были выполнены на ст. Sodankylä с помощью озонзондов типа ЕСС-4 в зимне-весенние периоды 2017–2018 и 2019–2020 гг. Данные озонзондов обозначены на рис. 3 полными ромбами. Расстояние между наземными станциями Sodankylä и Апатиты не превышает 500 км. Сравнение плотностей O_3 на уровне 25 км, которые были получены из прямых и дистанционных измерений, указывает на хорошее согласие временных вариаций озона. В настоящее время такое сравнение пока нельзя осуществить для мезосферных высот вертикального профиля озона по причине отсутствия контактных измерений. Контактные измерения в мезосфере осуществляются с помощью ракет, запуски которых очень редки и дороги.

4. ПОВЕДЕНИЕ МЕЗОСФЕРНОГО ОЗОНА

В этом разделе статьи мы хотели бы указать на важность наземных наблюдений мезосферного озона в миллиметровом диапазоне радиоволн. Одними из первых следует отметить круглосуточные наземные наблюдения мезосферного озона на миллиметровых волнах на частоте вращательного перехода 110.8 ГГц, которые были выполнены в феврале 1975 г. на 11-метровом радиотелескопе Национальной радиоастрономической обсерватории в Кит-Пик (31° N, 104° W) США, шт. Аризона [Penfield et al., 1976]. В этой работе впервые удалось разделить мезосферный и стратосферный озон и выявить суточный ход содержания мезосферного озона, который связан с заходом и восходом Солнца. В дальнейшем суточный ход мезосферного озона успешно изучался методами микроволновой радиометрии [Wilson et al., 1981; Lobsiger et al., 1986; Zommerfelds et al., 1989; Connor et al., 1994; Куликов и др., 2008]. Кстати, суточный ход O_3 был ранее обнаружен с помощью ракетного зондирования т.е. контактным методом. Эти методы должны в перспективе очень хорошо дополнять друг друга в исследованиях поведения озона в мезосфере. Хотелось бы привести результаты ракетных исследований [Hilsenrath et al., 1969; Hilsenrath, 1971, 1980], в которых измерены вертикальные распределения озона в стратосфере и мезосфере в полярных широтах во время геофизических возмущений. Во время полярной ночи в январе 1969 г. на ст. Vagrow, Alaska (71° N) концентрация O_3 изменялась от 3×10^9 мол/см³ до 7×10^9 мол/см³. Как мы увидим ниже, близкие величины были получены из зимних микроволновых наблюдений в Апатитах (67° N).

Основное внимание в этом разделе статьи мы уделим изменениям концентрации O_3 в течение

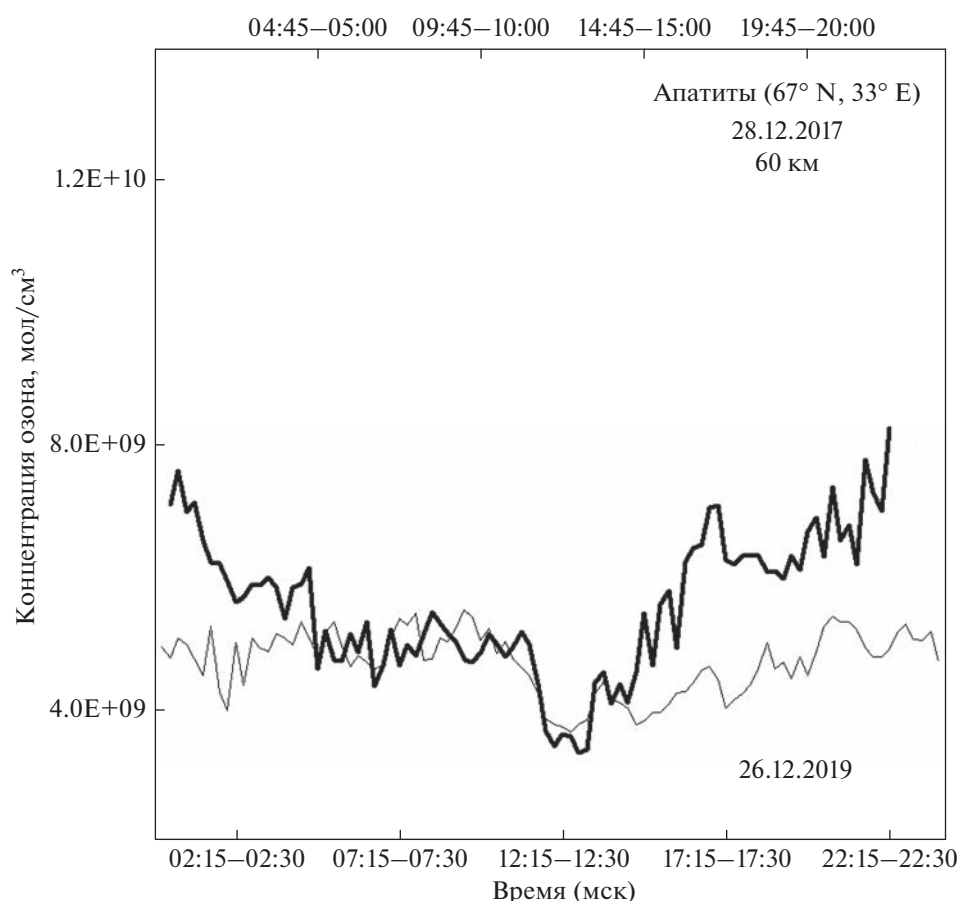


Рис. 4. Суточный ход мезосферного озона над Апатитами — 28.12.2017 г. (сплошная жирная линия) и 26.12.2019 г. (сплошная тонкая линия).

суток на высоте 60 км во время наиболее интересных событий в средней атмосфере. На высоте 60 км изменчивостью озона управляют как фотохимические процессы, которые определяются восходом и заходом Солнца, так и динамические процессы, которые связаны с внезапными стратосферными потеплениями (ВСП) и полярным вихрем.

На рис. 4 приведены суточные вариации концентрации озона (60 км) над Апатитами во время полярной ночи 28 декабря 2017 г. (жирная линия). Эти изменения O_3 сопоставлены с суточным ходом озона 26 декабря 2019 г. (тонкая линия). Высота Солнца над горизонтом в полдень в эти дни была -0.83° и -0.94° соответственно. Состояние атмосферы над Апатитами вблизи зимнего солнцестояния называется полярной ночью. Следует отметить, что полярной ночью вблизи полдня в течение нескольких часов средняя атмосфера освещена Солнцем и имеет место реакции образования и разрушения озона (цикл Чепмена). Обе кривые вблизи полдня имеют минимальное значение концентрации 4×10^9 мол/см³ и в течение продолжительного времени около 6 часов от 05:00

до 11:00 мск совпадают друг с другом. Каким образом выделить амплитуду суточного хода озона, который определяется чисто фотохимическими процессами? Мы предлагаем брать средние концентрации O_3 для временных интервалов 10:00–14:00 (полдень) и 22:00–02:00 (полночь) и величину их отношения считать амплитудой суточного хода. Таким образом, суточный ход для 28.12.2017 г. составляет величину около 62%, а для 26.12.2019 г. — только 15%. На рис. 4 наблюдается сильная изменчивость озона в течение суток для 28.12.2017 г. Так, рост концентрации O_3 от полдня к ночи составил почти 100%, что существенно превышает амплитуду суточного хода. Концентрация O_3 в минимуме при усреднении от 11:48 до 13:32 мск составила $(3.63 \pm 0.12) \times 10^9$ мол/см³, а в максимуме от 21:00 до 22:27 мск составила $(7.19 \pm 0.27) \times 10^9$ мол/см³. В этот день была спокойная геомагнитная обстановка. Зимой 2017–2018 гг. ВСП в Апатитах началось лишь в середине февраля [Kulikov et al., 2021]. Надо отметить, что в декабре 2017 г. средняя атмосфера над Кольским п-овом находилась внутри полярного вихря. Возможно,

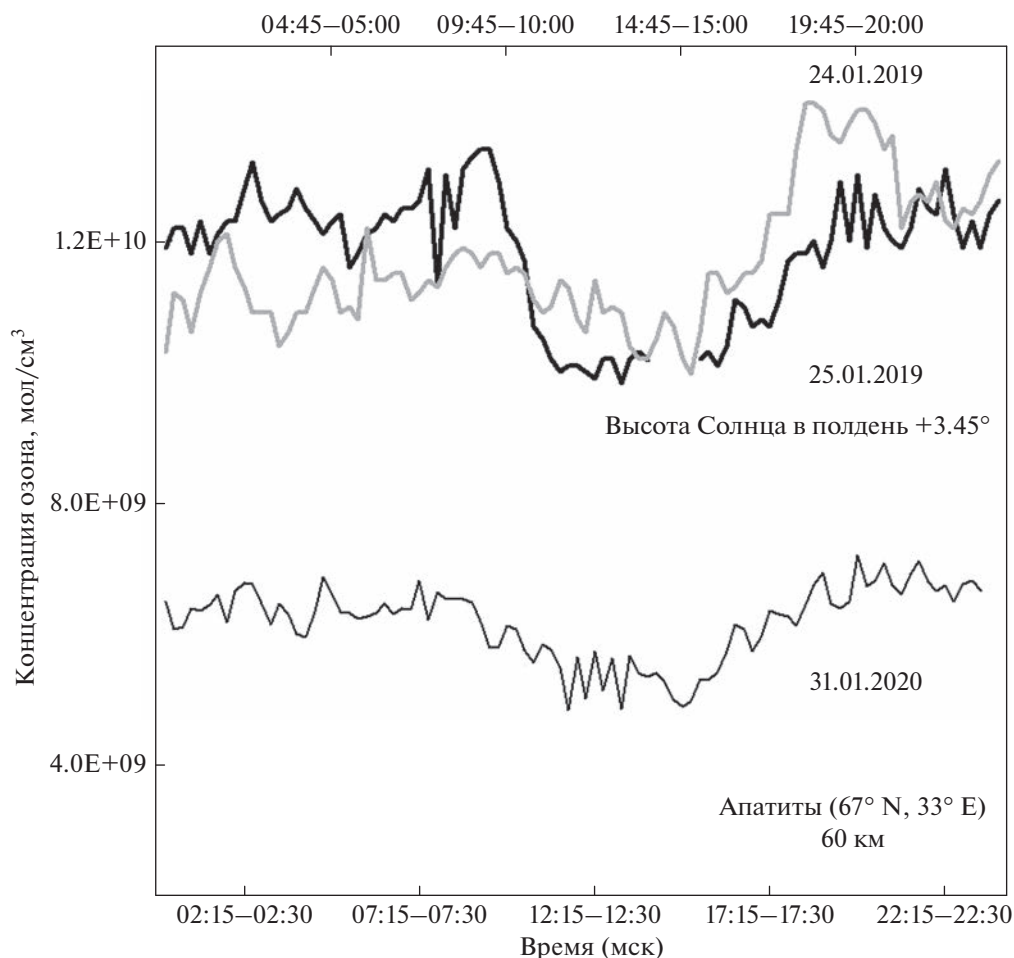


Рис. 5. Суточный ход мезосферного озона над Апатитами — 24.01.2019 г. (полупрозрачная линия), 25.01.2019 г. (сплошная жирная линия) и 31.01.2020 г. (сплошная тонкая линия).

такое поведение озона на высоте 60 км связано именно с этим явлением.

Далее рассмотрим изменения полярного мезосферного озона (60 км), которые были получены из микроволновых наблюдений во время ВСП для зим 2018–2019 и 2019–2020 гг. На рис. 5 приводятся суточные вариации O_3 , которые были получены из серии непрерывных микроволновых измерений 24–25.01.2019 и 31.01.2020 с временным разрешением 15 мин. Высота Солнца над горизонтом в полдень в эти дни была от $+3.21^\circ$ до $+4.93^\circ$ соответственно. Зимой 2018–2019 гг. ВСП началось 24 декабря и закончилось 1 февраля и было продолжительностью почти 40 дней. Хорошо заметно непостоянство амплитуды суточного хода озона для 24.01.2019 г. (полупрозрачная линия на рисунке). Величина концентрации O_3 при усреднении от 23:58 до 01:24 LT (начало суток) составляет $(1.09 \pm 0.02) \times 10^{10}$ мол/см³ и в полдень при усреднении от 11:45 до 13:26 LT имеет такую же величину, т.е. суточный ход практически неза-

метен. Величина концентрации O_3 при усреднении от 22:21 до 23:47 LT (конец суток) составляет $(1.25 \pm 0.02) \times 10^{10}$ мол/см³. Амплитуда суточного хода имеет величину около 15%. А 25.01.2019 г. (жирная линия на рисунке) суточные колебания O_3 , которые вызваны заходом и восходом Солнца, имеют величину около 20%. Приведенные на рис. 5 примеры, по-видимому, свидетельствуют о существенном воздействии атмосферной циркуляции на озон на высотах мезосферы во время ВСП. Зимой 2019–2020 гг. ВСП началось в середине января — 17.01.2020 г. Это потепление было кратковременным (около недели) и уступало по масштабам возмущений в средней атмосфере потеплению зимы 2018–2019 гг. (см. рис. 1 и рис. 2). Амплитуда суточного хода для концентрации O_3 31.01.2020 г. составила 17%. Обращает на себя внимание различие почти в два раза средней за сутки концентрации озона на высоте 60 км для зим 2018–2019 гг. и 2019–2020 гг. Это различие указывает на важную роль ВСП в заполнении озоном средней атмосферы после разрушения полярного вихря.

Таблица 1. Суточные вариации концентрации мезосферного озона во время полярной ночи

Дата	Концентрация озона (60 км), мол/см ³		Тропосферное ослабление
	полдень 10:00–14:00 мск	полночь 22:00–02:00 мск	
26.12.2017	$(4.32 \pm 0.15) \times 10^9$	$(4.25 \pm 0.23) \times 10^9$	(0.2026 ± 0.0004) (0.2195 ± 0.0015)
27.12.2017	$(4.12 \pm 0.20) \times 10^9$	$(6.24 \pm 0.22) \times 10^9$	(0.2069 ± 0.0005) (0.2146 ± 0.0035)
28.12.2017	$(4.28 \pm 0.16) \times 10^9$		(0.2073 ± 0.0007)
Среднее	$(4.24 \pm 0.05) \times 10^9$	$(5.24 \pm 0.70) \times 10^9$	
20.12.2018	$(4.35 \pm 0.12) \times 10^9$	$(5.30 \pm 0.13) \times 10^9$	(0.2107 ± 0.0006) (0.2575 ± 0.0060)
21.12.2018	$(4.34 \pm 0.12) \times 10^9$	$(5.84 \pm 0.14) \times 10^9$	(0.3133 ± 0.0049) (0.2312 ± 0.0023)
22.12.2018	$(4.77 \pm 0.15) \times 10^9$	$(5.76 \pm 0.19) \times 10^9$	(0.1985 ± 0.0021) (0.2122 ± 0.0018)
23.12.2018	$(4.80 \pm 0.12) \times 10^9$	$(6.44 \pm 0.12) \times 10^9$	(0.2262 ± 0.0022) (0.2575 ± 0.0020)
24.12.2018	$(4.95 \pm 0.18) \times 10^9$		(0.2209 ± 0.0007)
Среднее	$(4.64 \pm 0.11) \times 10^9$	$(5.87 \pm 0.20) \times 10^9$	
20.12.2019		$(5.21 \pm 0.06) \times 10^9$	(0.2893 ± 0.0151)
21.12.2019	$(4.50 \pm 0.06) \times 10^9$	$(4.73 \pm 0.10) \times 10^9$	(0.3708 ± 0.0054) (0.3927 ± 0.0040)
25.12.2019	$(4.54 \pm 0.05) \times 10^9$	$(4.83 \pm 0.09) \times 10^9$	(0.3885 ± 0.0099) (0.3696 ± 0.0080)
26.12.2019	$(4.27 \pm 0.08) \times 10^9$	$(5.01 \pm 0.08) \times 10^9$	(0.2158 ± 0.0021) (0.2345 ± 0.0013)
Среднее	$(4.44 \pm 0.07) \times 10^9$	$(4.94 \pm 0.09) \times 10^9$	

По-видимому, это происходит из-за переноса озона в воздушных массах из более низких широт вплоть до высот мезосферы. Возможно, слабые ВСП (зима 2019–2020 гг.) не обеспечивают заполнение озоном средней атмосферы в полярных широтах. Все сказанное указывает на необходимость учета влияния динамических процессов на поведение озона средней атмосферы, и, самое главное, на поведение мезосферного озона. В наземных измерениях в течение трех зим над Апатитами обнаружена значительная изменчивость мезосферного озона во время ВСП. Это становится важным при оценке воздействия заряженной компоненты на мезосферный озон в авроральной зоне.

Как известно из модельных расчетов [Seppälä and Clilverd, 2014; Matthes et al., 2017; Lee et al., 2021], солнечные протонные события и высыпания авроральных электронов могут вызвать изменчивость полярного озона на 12–24% в мезосфере.

В табл. 1 приведены суточные концентрации озона в мол/см³, усредненные за 4 часа вблизи полдня и полночи на высоте 60 км в декабре для трех зимних сезонов. Обращает на себя внимание повторяемость величины концентрации озона в декабре от одного зимнего сезона к другому. Средняя амплитуда суточного хода для декабря 2017 г. – 23%, для декабря 2018 г. – 26%, для декабря 2019 г. – 11%.

В последнем столбце табл. 1 указаны средние значения тропосферного поглощения в периоды непрерывных измерений. Эти величины поглощения определяют условия наземных микроволновых наблюдений озона средней атмосферы. Величина поглощения и ее флуктуации, которые связаны с водяным паром, увеличивают ошибки измерений спектра O_3 . По данным таблицы можно приближенно вычислить среднюю осаждаемую воду над Апатитами. Эти оценки показывают, что условия в тропосфере для аналогичных радиометрических измерений на ст. Ny-Alesund, Svalbard (79° N, 12° E), отличаются от условий в Апатитах [Schranz et al., 2018], что может оказывать влияние на качество получаемых результатов.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Одним из важных результатов настоящей статьи является успешное использование для диагностики озона средней атмосферы радиофизического метода — наземной радиометрии в миллиметровом диапазоне длин волн.

Основным результатом микроволновых наблюдений в Апатитах в период низкой солнечной активности является необходимость учета влияния динамических процессов на поведение озона средней атмосферы, и, самое главное, на поведение мезосферного озона. Это становится важным при оценке воздействия заряженной компоненты на мезосферный озон в авроральной зоне.

Из результатов наших исследований следует, что вариации мезосферного озона (на высоте 60 км) в зимний сезон периода низкой солнечной активности были в основном связаны с изменениями циркуляции атмосферы. Изменчивость концентрации мезосферного озона (60 км), которая происходит из-за фотохимических процессов, может значительно уступать вариациям O_3 , которые вызваны динамическими процессами, а именно полярным вихрем и (или) внезапными стратосферными потеплениями.

Наземные измерения озона с временным разрешением 15 мин показали значительное и продолжительное влияние внезапных стратосферных потеплений на озон средней атмосферы. Возможным следствием стратосферных потеплений являются кратковременные, продолжительностью несколько дней, “всплески” мезосферного озона на высоте 60 км. Термин всплески мы употребляем как приращение концентрации озона относительно невозмущенного уровня.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках Государственного задания Института прикладной физики Российской академии наук (проект № 0030-2021-0008).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Белоглазов М.И., Демкин В.М., Красильников А.А., Кукин Л.М., Куликов Ю.Ю., Рыскин В.Г., Шанин В.Н. Микроволновые измерения содержания озона в зимней стратосфере Арктики // Геомагнетизм и аэронавигация. Т. 50. № 2. С. 265–272. 2010.
- Бочковский Д.А., Виролайнен Я.А., Куликов Ю.Ю., Маричев В.Н., Поберовский А.В., Рыскин В.Г., Тимофеев Ю.М. Наземный микроволновый мониторинг озона средней атмосферы над Санкт-Петербургом и Томском во время стратосферного потепления зимой 2013–2014 гг. // Изв. вузов. Радиофизика. Т. 59. № 4. С. 299–307. 2016.
- Варгин П.Н., Кирюшов Б.М. Внезапное стратосферное потепление в Арктике в феврале 2018 г. и его влияние на тропосферу, мезосферу и озоновый слой // Метеорология и гидрология. № 2. С. 41–56. 2019.
- Красильников А.А., Куликов Ю.Ю., Мазур А.Б., Рыскин В.Г., Серов Н.В., Федосеев Л.И., Швецов А.А. Обнаружение “озоновых облаков” в верхней стратосфере Земли методом миллиметровой радиометрии // Геомагнетизм и аэронавигация. Т. 37. № 3. 174–183. 1997.
- Красильников А.А., Куликов Ю.Ю., Рыскин В.Г., Федосеев Л.И. Микроволновое радиометрическое зондирование верхней атмосферы над Нижним Новгородом // Изв. вузов. Радиофизика. Т. 41. № 11. С. 1405–1423. 1998.
- Красильников А.А., Куликов Ю.Ю., Рыскин В.Г. Полярные стратосферные облака и вариации озона по данным микроволновой радиометрии // Труды XX Всероссийской конференции по распространению радиоволн. Нижний Новгород. 2–4 июля 2002 г. С. 358–359. 2002а.
- Красильников А.А., Куликов Ю.Ю., Рыскин В.Г. Особенности поведения озона верхней атмосферы зимой 1999/2000 гг. по результатам одновременных микроволновых наблюдений в Нижнем Новгороде (56° N, 44° E) и Апатитах (67° N, 35° E) // Геомагнетизм и аэронавигация. Т. 42. № 2. С. 265–273. 2002б.
- Красильников А.А., Куликов Ю.Ю., Рыскин В.Г., Щитов А.М. Микроволновые приемники для диагностики малых газовых составляющих земной атмосферы // Изв. РАН. Сер. физическая. Т. 67. № 12. С. 1791–1795. 2003.
- Красильников А.А., Куликов Ю.Ю., Рыскин В.Г., Демкин В.М., Кукин Л.М., Михайловский В.Л., Шанин В.Н., Шейнер М.З., Шумилов В.А., Щитов А.М. Новый малогабаритный микроволновый спектрометрический радиометр — озонометр // Приборы и техника эксперимента. № 1. С. 127–133. 2011.
- Куликов Ю.Ю., Красильников А.А., Рыскин В.Г. Результаты микроволновых исследований структуры озонового слоя полярных широт во время зимних аномальных потеплений стратосферы // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. Т. 38. № 2. С. 182–191. 2002.
- Куликов Ю.Ю., Рыскин В.Г., Красильников А.А., Кукин Л.М. Микроволновые наблюдения изменчивости озона в стратосфере высоких широт зимой 2002–2003 годов // Изв. вузов. Радиофизика. Т. 48. № 2. С. 134–141. 2005.
- Куликов Ю.Ю., Красильников А.А., Демкин В.М., Рыскин В.Г. Вариации концентрации мезосферного озона во время полного солнечного затмения 29 марта 2006 года по данным микроволновой радиометрии //

- Изв. РАН Физика атмосферы и океана. Т. 44. № 4. С. 522–526. 2008.
- Куликов Ю.Ю., Поберовский А.В., Рыскин В.Г., Юшков В.А. Обнаружение больших флуктуаций в содержании озона средней атмосферы во время внезапных стратосферных потеплений в приполярных широтах Арктики // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 60. № 2. С. 261–269. 2020.
<https://doi.org/10.1134/S0016793220020097>
- Соломонов С.В., Кропоткина Е.П., Розанов С.Б., Игнатъев А.Н., Лукин А.Н. Влияние сильных внезапных стратосферных потеплений на озон в средней стратосфере по наблюдениям на миллиметровых волнах // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 57. № 3. С. 392–400. 2017.
- Цветкова Н.Д., Варгин П.Н., Лукьянов А.Н., Кирюшов Б.М., Юшков В.А., Хамматов В.У. Исследование химического разрушения озона и динамических процессов в стратосфере Арктики зимой 2019/20 г. // Метеорология и гидрология. № 9. С. 70–83. 2021.
<https://doi.org/10.52002/0130-2906-2021-9-70-83>
- Barnett J.J., Corney M. Middle atmosphere reference model derived from satellite data / ICSU Middle Atmosphere Program. Handbook for MAP. V. 16. P. 47–85. 1985.
- Connor B.J., Siskind D.E., Tsou J.J., Parrish A., Remsberg E.E. Ground-based microwave observations of ozone in the upper stratosphere and mesosphere // J. Geophys. Res. – Atmos. V. 99. № 8. P. 16757–16770. 1994.
<https://doi.org/10.1029/94JD01153>
- Hilsenrath E., Seiden L., Goodman P. An ozone measurement in the mesosphere and stratosphere by means of a rocket sonde // J. Geophys. Res. – Oc. Atm. V. 74. № 28. P. 6873–6879. 1969.
<https://doi.org/10.1029/JC074i028p06873>
- Hilsenrath E. Ozone measurements in the mesosphere and stratosphere during two significant geophysical events // J. Atmos. Sci. V. 28. № P. 295–297. 1971.
[https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1971\)028<0295:OMIT-MA>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1971)028<0295:OMIT-MA>2.0.CO;2)
- Hilsenrath E. Rocket observations of the vertical distribution of ozone in the polar night and during a mid-winter stratospheric warming // Geophys. Res. Lett. V. 7. № 8. P. 581–584. 1980.
<https://doi.org/10.1029/GL007i008p00581>
- <http://gml.noaa.gov/dv/iadv/graph.php?code=SUM&program=ozmw&type=vp>
- <http://mls.jpl.nasa.gov>
- <https://mls.jpl.nasa.gov/data/NRT-user-guide-v42.pdf>
- https://acd-ext.gsfc.nasa.gov/Data_services/met/ann_data.html
- <https://gmao.gsfc.nasa.gov>
- <http://cds-espri.ipsl.fr/etherTypo/index.php?id=1663&L=1>
- Keating G.M., Pitts M.C., Young D.F. Ozone reference model for the middle atmosphere (New CIRA) / ICSU Middle Atmosphere Program. Handbook for MAP. V. 31. P. 1–36. 1989.
- Kulikov Y.Y., Andriyanov A.F., Demin V.I., Demkin V.M., Kirillov A.S., Ryskin V.G., Shishaev V.A. The microwave monitoring of the middle atmosphere ozone on Kola Peninsula during last three winters // “Physics of Auroral Phenomena”. Proc. XLIV Annual Seminar. Apatity. March 15–19, 2021. P. 168–171. 2021.
<https://doi.org/10.51981/2588-0039.2021.44.039>
- Kulikov Y.Y., Krasilnikov A.A., Shchitov A.M. New mobile ground-based instrument for research of stratospheric ozone (some results of observation) // The Sixth International Kharkov Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves (MSMW’07) Proceedings. Kharkov, Ukraine. June 25–30, 2007. V. 1. P. 62–66. 2007.
- Kulikov Yu.Yu., Kuznetsov I.V., Andrianov A.F. et al. Stratospheric ozone variability in high latitudes from microwave observations // J. Geophys. Res. – Atmos. V. 99. № 10. P. 21109–21116. 1994.
<https://doi.org/10.1029/94JD01102>
- Kulikov Yu.Yu., Ryskin V.G. Relation between ozone and temperature in the Arctic stratosphere // Int. J. Geomagn. Aeronomy. V. 1. № 3. P. 253–257. 1999.
- Kulikov Yu.Yu., Ryskin V.G., Krasilnikov A.A. Microwave sounding measurements of the ozone layer in the polar and mid-latitude stratosphere in the winter seasons of 1998–2001 // Izv. Atm. Oc. Phys. V. 39. Suppl. P. S56–S61. 2003.
- Lee J.-H., Jee G., Kwak Y.-S., Hwang H., Seppälä A., Song I.-S., Turunen E., Lee D.-Y. Polar middle atmospheric responses to medium energy electron (MME) precipitation using numerical model simulations // Atmosphere. V. 12. № 2. ID 133. 2021.
<https://doi.org/10.3390/atmos12020133>
- Lobsiger E. Künzi K.F. Night-time increase of mesospheric ozone measured with ground-based microwave radiometry // J. Atmos. Terr. Phys. V. 48. № 11–12. P. 1153–1158. 1986.
[https://doi.org/10.1016/0021-9169\(86\)90035-8](https://doi.org/10.1016/0021-9169(86)90035-8)
- Manney G.L., Schwartz M.J., Krüger K. et al. Aura Microwave Limb Sounder observations of dynamics and transport during the record-breaking 2009 Arctic stratospheric warming // Geophys. Res. Lett. V. 36. № 12. ID L12815. 2009.
<https://doi.org/10.1029/2009GL038586>
- Manney G.L., Livesey N.J., Santee M.L. et al. Record-low Arctic stratospheric ozone in 2020: MLS observations of chemical processes and comparisons with previous extreme winters // Geophys. Res. Lett. V. 47. № 16. ID e2020GL089063. 2020.
<https://doi.org/10.1029/2020GL089063>
- Manney G.L., Millan L.F., Santee M.L., Wargan K., Lambert A. et al. Signatures of anomalous transport in the 2019/20 Arctic stratospheric polar vortex // J. Geophys. Res. – Atmos. V. 127. № 20. ID e2022JD037407. 2022.
<https://doi.org/10.1029/2022JD037407>
- Matthes K., Funke B., Andersson M.E. et al. Solar forcing for CMIP6 (v3.2) // Geosci. Model Dev. V. 10. № 6. P. 2247–2302. 2017.
<https://doi.org/10.5194/gmd-10-2247-2017>
- Okui H., Sato K., Koshin D., Watanabe S. Formation of a mesospheric inversion layer and the subsequent stratopause associated with the major stratospheric sudden warming in the 2018/19 // J. Geophys. Res. – Atmos. V. 126. № 18. ID e2021JD034681. 2021.
<https://doi.org/10.1029/2021JD034681>
- Palm M., Hoffmann C.G., Golchert S.H.W., Notholt J. The ground-based MW radiometer OZORAM on Spitsbergen – description and status of stratospheric and mesospheric O₃

- measurements // *Atmos. Meas. Tech.* V. 3. № 6. P. 1533–1545. 2010.
<https://doi.org/10.5194/amt-3-1533-2010>
- *Penfield H., Litvak M.M., Gottlieb C.A., Lilley A.E.* Mesospheric ozone measured from ground-based millimeter wave observations // *J. Geophys. Res.* V. 81. N 34. P. 6115–6120. 1976.
<https://doi.org/10.1029/JA081i034p06115>
- *Rao J., Ren R., Chen H., Yu J., Zhou J.* The stratospheric sudden warming event in February 2018 and its prediction by a climate system model // *J. Geophys. Res. — Atmos.* V. 123. № 23. P. 13332–13345. 2018.
<https://doi.org/10.1029/2018JD028908>
- *Schoeberl M.R.* Stratospheric warming: Observations and theory // *Rev. Geophys.* V. 16. № 4. P. 521–538. 1978.
<https://doi.org/10.1029/RG016i004p00521>
- *Schranz F., Fernandez S., Kämpfer N., Palm M.* Diurnal variation in middle-atmospheric ozone observed by ground-based microwave radiometry at Ny-Ålesund over 1 year // *Atmos. Chem. Phys.* V. 18. № 6. P. 4113–4130. 2018.
<https://doi.org/10.5194/acp-18-4113-2018>
- *Schranz F., Tschanz B., Rüfenacht R., Hocke K., Palm M., Kämpfer N.* Investigation of Arctic middle-atmospheric dynamics using 3 years of H₂O and O₃ measurements from microwave radiometers at Ny-Alesund // *Atmos. Chem. Phys.* V. 19. № 15. P. 9927–9947. 2019.
<https://doi.org/10.5194/acp-19-9927-9947>
- *Seppälä A., Clilverd M.A.* Energetic particle forcing of the Northern Hemisphere winter stratosphere: Comparison to solar irradiance forcing // *Frontier in Physics.* V. 2. 2014.
<https://doi.org/10.3389/fphy.2014.00025>
- *Smyshlyaev S.P., Vargin P.N., Motsakov M.A.* Numerical modeling of ozone loss in the exceptional arctic stratosphere winter-spring of 2020 // *Atmosphere.* V. 12. № 11. ID 1470. 2021.
<https://doi.org/10.3390/atmos12111470>
- *Waters J.W., Froidevaux L., Harwood R.S. et al.* The earth observing system microwave limb sounder (EOS MLS) on the Aura satellite // *IEEE Trans. Geosci. Remote.* V. 44. № 5. P. 1075–1092. 2006.
<https://doi.org/10.1109/TGRS.2006.873771>
- *Wilson W.J., Schwartz P.R.* Diurnal variations of mesospheric ozone using millimeter-wave measurements // *J. Geophys. Res. — Oceans.* V. 86. № 8. P. 7385–7388. 1981.
<https://doi.org/10.1029/JC086iC08p07385>
- *Zommerfelds R.M., Künzi K.F., Summers M.E., Bevilacqua R.M., Strobel D.F., Allen M., Sawchuck W.J.* Diurnal variations of mesospheric ozone obtained by ground-based microwave radiometry // *J. Geophys. Res. — Atmos.* V. 94. № 10. P. 12819–12832. 1989.
<https://doi.org/10.1029/JD094iD10p12819>

УДК 551.594

АТМОСФЕРИКИ, СВЯЗАННЫЕ СО СПРАЙТАМИ, ПО КНЧ/ОНЧ-НАБЛЮДЕНИЯМ НА п-ове КАМЧАТКА

© 2023 г. Г. И. Дружин¹, *, Е. И. Малкин¹, О. В. Капустина², **

¹Институт космических исследований и распространения радиоволн ДВО РАН,
с. Паратунка (Камчатский край, Елизовский район), Россия

²Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн
им. Н.В. Пушкова РАН (ИЗМИРАН), Москва, Троцк, Россия

*e-mail: drug@ikir.ru

**e-mail: olg-kapustina@yandex.ru

Поступила в редакцию 12.08.2022 г.

После доработки 18.01.2023 г.

Принята к публикации 26.01.2023 г.

Приводятся сведения об основных характеристиках спрайтов и связанных с ними грозовых разрядов. Представлены результаты анализа атмосфериков, зарегистрированных с применением передвижной аппаратуры ИЗМИРАН в экспедиционном пункте у реки Левая Авача в сентябре, октябре 2002 г. и в августе, ноябре 2004 г. на п-ове Камчатка. Приводятся результаты анализа электромагнитных излучений от грозовых разрядов, произошедших на п-ове Камчатка в июле и августе 2017 г. и зарегистрированных аппаратурой ИКИР ДВО РАН в экспедиционном пункте Карымшина. Оценено процентное количество положительных молниевых разрядов на западном и южном побережье Камчатского п-ова, которые могут быть связаны со спрайтами.

DOI: 10.31857/S001679402260051X, EDN: OONIG

1. ВВЕДЕНИЕ

Спрайт (sprite) — вид электрических разрядов холодной плазмы, наблюдаемых в мезосфере и термосфере. Явление спрайтов было теоретически предсказано в 1925 г. Впервые они были задокументированы фотографически 6 июля 1989 г., когда ученые из Университета Миннесоты, используя видеокамеру с низкой освещенностью, случайно получили первое изображение того, что впоследствии получило название “спрайт” [Franz et al., 1990]. Спрайты являются одним из красивейших явлений природы, сравнимым со свечением полярных сияний. Однако, если полярные сияния наблюдались еще в древние времена, а активно изучать их стали со времен Ломоносова, то обнаружение спрайтов привело к интенсивному изучению этого явления лишь в конце XX, начале XXI столетия.

Наблюдения показали, что свечение спрайтов происходит в мезосфере и нижней ионосфере выше наблюдаемых грозовых разрядов, их поперечные размеры ~50 км [Sentman et al., 1995; Lyons, 1996]. До полной яркости свечения развиваются за 1–3 мс [Cummer et al., 1998], но их светимость может длиться 10–100 мс [Winckler et al., 1996]. Появление спрайта часто, в среднем в 15–20%,

связано с положительной вспышкой “облако—земля” [Reising et al., 1996; Lyons, 1996].

Наблюдения за спрайтами осуществлялось как в оптическом, так и в КНЧ/ОНЧ-диапазоне. В ОНЧ-диапазоне наблюдается основная часть атмосферика, за которой иногда следует вторая серия колебаний со значительно меньшей частотой и меньшей амплитудой. Эти колебания часто называют “медленный хвост” (или просто хвост). Назовем эти колебания КНЧ-формами, а диапазон частот, ограниченный сверху частотой 1 кГц, условно КНЧ-диапазоном.

Проведенные ранее исследования показали, что: 1) медианные значения амплитуды как дневных, так и ночных КНЧ-форм больше для положительных, чем для отрицательных полярностей; 2) ночью преобладают КНЧ-формы отрицательной полярности, днем — положительной [Terpley, 1959]; 3) Временная задержка хвоста от высокочастотной части атмосферика днем достаточно большая, а с приближением ночных условий становится меньше, особенно для ближних разрядов; среднее значение первого полупериода КНЧ, а также его задержка (0.5–4 мс) по отношению к ОНЧ (обе характеристики с большим разбросом) почти линейно возрастают с увеличением расстояния как днем, так и ночью [Herburn, 1957].

Дальнейшие экспериментальные исследования атмосфериков выявили следующие закономерности. С увеличением расстояния от источника высокочастотный максимум смещается в область более высоких частот, и величина его уменьшается, максимум низкочастотной части, наоборот, смещается в область более низких частот, а его величина относительно высокочастотной части увеличивается. Длительность, а также количество полупериодов КНЧ-атмосфериков увеличивается с расстоянием [Белянский и Михайлова, 1961; Михайлова, 1962, 1965]. Значение среднего потока энергии высокочастотной части спектра ОНЧ-атмосфериков (1–30 кГц) последовательно уменьшается с увеличением расстояния. На частотах ниже 1 кГц такой закономерности не наблюдается. Энергия излучения отдельных разрядов изменяется в довольно широких пределах [Михайлова, 1967, 1969]. Одновременные наблюдения электромагнитных и оптических явлений во время грозы показали, что спрайты, яркие свечения, наблюдаемые в мезосфере над грозовыми облаками на высотах 50–90 км, производятся теми положительными разрядами облако–Земля, которые возбуждают атмосферерики с усиленной КНЧ-частью. При этом ее первый полупериод задерживается во времени после всплеска ОНЧ-сигнала на величину, зависящую от дальности распространения [Reising et al., 1996]. В работе [Pasko et al., 1997] отмечается, что появление спрайта согласуется с необходимостью снижения оставшегося большого заряда в облаке после его разряда на землю.

Первое экспериментальное доказательство того, что электрические токи, текущие в теле спрайта, производят КНЧ электромагнитную энергию на уровне, сравнимом с уровнем родительского разряда молнии, приводится в публикации [Cummer et al., 1998]. Механизм КНЧ-излучения от спрайтов обсуждался в работах [Cummer et al., 1998; Pasko et al., 1998a; b]. В статье [Reising et al., 1999] приводятся данные широкополосных измерений КНЧ/ОНЧ-атмосфериков для изучения характеристик тех вспышек облако–земля, которые приводят к возникновению спрайтов. Эти исследования показали, что энергия КНЧ-атмосфериков может быть использована для оценки количества спрайтов, вызванных грозой. Измерения на большом расстоянии (12000 км) на ст. Palmer, Антарктида, подтвердили возможность применения этого критерия для гроз, где отсутствуют видеозаписи наблюдений за спрайтами. В работе [Козлов и др., 2009] проведен анализ некоторых характеристик 180 ОНЧ- и соответствующих им КНЧ-сигналов, вызванных наземными разрядами и предположительно разрядами между облаком и нижними слоями ионосферы, проявляющимися в виде красных излучений – спрайтов.

Целью настоящей работы является анализ электромагнитных излучений в КНЧ/ОНЧ-диапазоне, зарегистрированных на Камчатском п-ове, для обнаружения, выделения КНЧ-атмосфериков и оценки их возможной связи со спрайтами.

2. РЕГИСТРАЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЙ В ПУНКТЕ ЛЕВАЯ АВАЧА

По инициативе Ю.М. Михайлова (ИЗМИРАН) для мониторинга влияния естественных и искусственных явлений на распространение низкочастотных электромагнитных волн в сейсмически активном регионе (Камчатка) был организован наземный передвижной пункт регистрации. Экспедиционный пункт был установлен около реки Левая Авача (54° N, 158° E). Активным участником этой экспедиции был Михайлов Ю.М. В течение нескольких месяцев (сентябрь, октябрь 2002 г. и август–начало ноября 2004 г.) в экспедиции проводились наблюдения с применением аппаратуры, разработанной в ИЗМИРАН [Михайлов и др., 2010]. Питание ее осуществлялось от аккумуляторной батареи, которая, в свою очередь, подзаряжалась от солнечных батарей. Электромагнитные сигналы в широкой полосе 10 Гц–20 кГц регистрировались приемником, имеющим две магнитные антенны и, оцифрованные с шагом по времени 20 мкс, записывались на ноутбук в режиме 1 мин в начале каждого часа круглосуточно. Обработка данных проводилась в стационарных условиях, в ИЗМИРАН.

Первичная обработка широкополосных записей выполнялась с помощью программы спектрально-временного анализа с временным окном длительностью ~20 мс и усреднением ~100 мс (разрешение по частоте ~50 Гц). Анализ этих спектров показал, что на Камчатке наблюдаются различные типы сигналов в диапазоне частот КНЧ/ОНЧ:

1 – ОНЧ-атмосферерики, имеющие различный спектральный состав с редкими сильными амплитудными максимумами на частотах 4–5 кГц и многочисленными слабыми по амплитуде максимумами на частотах 7–9 кГц;

2 – КНЧ-атмосферерики, так называемые хвосты (slow tails), в диапазоне частот ниже 1 кГц;

3 – твики, в диапазоне 1.6–2.2 кГц, наблюдаемые главным образом ночью: утром и вечером формы твиков менее выражены, их амплитуда и длительность, как правило, значительно меньше ночных;

4 – свистящие атмосферерики (свисты), чаще слабые, но хорошо выраженные в диапазоне частот 2–5 кГц (ниже амплитудных максимумов атмосферериков), иногда очень сильные, перекрывающие почти весь частотный диапазон от 1 до 15 кГц и даже выше;

5 – всплески излучения на частотах ~1 кГц длительностью 10–60 мс.

2.1. Методика поиска и подсчета атмосфериков и их хвостов

Поиск атмосфериков проводился в полуавтоматическом режиме. Алгоритм состоял в следующем. При чтении данных из файла проводился поиск максимальных по модулю амплитуд на интервале 1.28 мс, которые сравнивались с заданным уровнем. Если было превышение уровня, в графической форме на дисплей выводился массив данных и, чтобы не пропустить полную форму сигнала, предыдущий и последующие массивы такой же длины (всего выдавались на дисплей монитора общий массив длительностью 10.24 мс). В пределах анализируемого интервала 5.12 мс оператор подсчитывал количество атмосфериков (от 1 до 4) по характерным признакам, а именно: 1) длительность от 1 до 4 мс, 2) уменьшение периода со временем и 3) достаточно крутое возрастание и более медленное убывание амплитуды.

При отсутствии сигналов с характерными признаками, после нажатия оператором клавиши "Enter", программа переходила к следующему интервалу. Если наличие сигнала или сигналов было обнаружено, после нажатия оператором одной из кнопок с цифрами 1, 2, 3, 4 эта величина заносилась в память и суммировалась с предыдущим значением, а сигнал пропусклся через цифровой фильтр с верхней частотой 1 кГц и анализировался на превышение заданного уровня. Превышение уровня являлось признаком возможности существования КНЧ-атмосферика (хвоста, "slow tail"). В этом случае в дополнительный файл (с тем же именем, но с другим расширением — *.dat) записывалось время, соответствующее началу интервала, и другие параметры, в том числе подсчитанное с начала минуты количество атмосфериков (промежуточный результат). При выходе из программы по признаку конца файла или по нажатии клавиши "Esc" в этот файл в конце записывалось количество атмосфериков, количество предварительно автоматически оцениваемых положительных и отрицательных КНЧ-максимумов и, для продолжения обработки при повторном обращении к файлу, время прерывания программы.

Количество КНЧ-хвостов, в том числе положительной и отрицательной полярности, уточнялось с помощью другой программы. На дисплей последовательно выводилась временная форма тех отрезков записи, в которых было обнаружено превышение заданного уровня амплитуды в КНЧ-диапазоне, который был определен как 2Ω по отношению к уровню фона, т.е. в отсутствие атмосфериков, и визуально определялось наличие хвоста, знак первого полупериода хвоста, превышающего заданный уровень. В конце просмотра всех данных записи создавался еще один файл с тем же именем и расширением третьего

типа (*.dt), в котором сохранялись полученные результаты.

Для определения возможности существования спрайта последовательно применялась оценка энергии W в отфильтрованных данных (0–1 кГц) на интервале в 20 мс по величине магнитных компонент. Автоматически выбирался интервал, на котором уровень энергии W_i превышал среднее значение на 7 дБ. Затем на этом интервале оценивались спектральные максимумы в ОНЧ- и КНЧ-диапазонах, определялась полярность первого полупериода КНЧ-сферика, выделенного на этом интервале, и его задержка по отношению к ОНЧ-сфере.

Оценка вероятности существования спрайта осуществлялась по методике, аналогичной приведенной в работе [Reising et al., 1999], которая была взята за основу. Применение этой методики было обусловлено результатами, полученными при сравнении оптических и КНЧ/ОНЧ-измерений, когда экспериментально была обнаружена связь спрайтов с КНЧ-излучениями.

3. РЕГИСТРАЦИЯ ГРОВОВЫХ РАЗРЯДОВ КАМЧАТКИ В ПУНКТЕ КАРЫМШИНА

Анализ данных, полученных при регистрации излучений около реки Левая Авача, проводился по всем наблюдаемым на Камчатке атмосферикам. В дальнейшем мы продолжили исследования атмосфериков, способных приводить к возникновению спрайтов, регистрируемых на Камчатке. Для этого был выполнен анализ гроз, возникших только на территории Камчатского п-ова. Грозовые разряды регистрировались КНЧ/ОНЧ-аппаратурой, разработанной в ИКИР ДВО РАН [Дружин и др., 2019] и установленной в стационарном экспедиционном пункте Карымшина ($\varphi = 52.492^\circ \text{N}$, $\lambda = 158.072^\circ \text{E}$). Дата и время прихода атмосфериков на территорию, отстоящую от пункта наблюдения менее чем на 500 км, были взяты из данных всемирной сети регистрации грозовых разрядов WWLLN (<https://wwlln.net/>). Синхронизация по времени прихода атмосфериков осуществлялась по системе GPS.

На рис. 1 приведены местоположения молниевых разрядов, зарегистрированных сетью WWLLN в июле и августе 2017 г. Видно, что 3 июля грозы происходили в западной части Камчатского п-ова, в основном над Охотским морем, 14 июля гроза наблюдалась на южном побережье Камчатки, а 22 августа — в западной части, над сушей полуострова. За один зарегистрированный грозовой разряд принимался первый основной молниевый импульс и повторные импульсы, происходившие после основного в течение 250 мс. За первым импульсом продолжительностью до 3 мс обычно следовал второй и в меньшем количестве после-

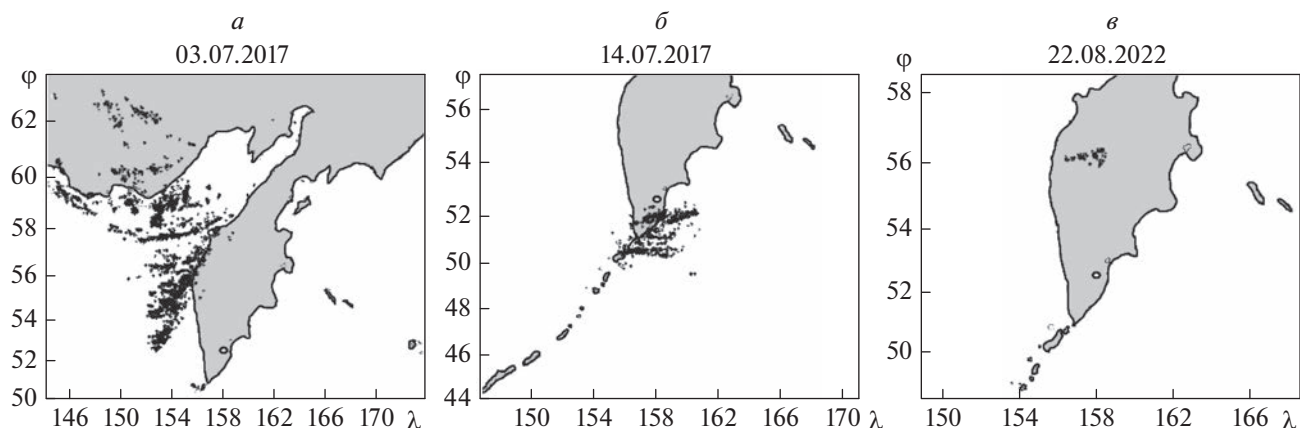


Рис. 1. Грозовые разряды на п-ове Камчатка, произошедшие 3 (а), 14 (б) июля и 22 (в) августа 2017 г.

* — грозовой разряд, о — пункт наблюдения Карымшина.

дующие. Импульсы обнаруживались по превышению значения сигнала первого импульса среднеквадратичного значения КНЧ-сигнала в 5 раз (17 дБ, 1-й порог) на выбранной реализации сигнала 500 мс. Этот временной интервал включал в себя 150 мс записи сигнала до основного импульса, определяемого по данным WWLLN, 250 мс записи сигнала с молниевыми импульсами и запись нулевых уровней в течение 100 мс. Второй импульс регистрировался по превышению уровню порога энергии 7 дБ через 3 мс после начала первого импульса, чтобы исключить его влияние. Время выборки включает в себя 2 мс до начала КНЧ-импульса и 20 мс после его начала, как это было выполнено в работе [Reising et al., 1999]. Последующие импульсы регистрировались по выбранному 1-му порогу 17 дБ через 3 мс после предыдущего импульса, чтобы также исключить его влияние. В нашем случае наблюдалось до пяти импульсов и очень редко — больше пяти.

Примеры электрической составляющей волновых форм, полученных в п. Карымшина, в диапазоне частот до 1 кГц, показаны на рис. 2а, 2б, 2в. На рис. 2г приведен пример формы КНЧ-атмосферика из работы [Reising et al., 1999], где первый импульс связан с ударом молнии облако—земля, а второй приходит через ~56 мс, совпадает по времени со временем образования спрайта, наблюдаемого в оптическом диапазоне, и является индикатором спрайта. Видно большое сходство излучений как по форме, так и по времени задержки второго импульса относительно первого, полученных в п. Карымшина и в пункте Юкка-Ридж (Yucca Ridge), США (40°40'06" N, 104°56'24" W). Некоторые различия в формах импульсов, полученных в этих пунктах, обусловлены несколькими причинами. При грозовых разрядах этими причинами являются: разница в распределении зарядов в грозовых облаках; расстояния от

облаков до земной поверхности и ионосферы; расстояния от источника излучений до пунктов регистрации; приемники излучений; применяемые электрические фильтры. Так, например, в п. Карымшина прием сигналов осуществлялся на электрическую антенну, с которой принимается электрическая составляющая электромагнитного излучения, а в п. Yucca Ridge принималась магнитная составляющая, в большей степени реагирующая на токи в грозовых источниках. Отметим, что молния, волновая форма которой показана на рис. 2а, произошла на западе Камчатки, на расстоянии 323 км от п. Карымшина, молния, приведенная на рис. 2б — на юге Камчатки, на расстоянии 175 км, а молния, показанная на рис. 2в — на западе Камчатки на расстоянии 344 км. Сигнал от молнии, зарегистрированный в Yucca Ridge (рис. 2г), получен на расстоянии ~550 км.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ОБРАБОТКИ ИЗМЕРЕНИЙ И ОБСУЖДЕНИЕ

Причиной возникновения спрайтов могут быть процессы, изложенные в работе [Гуревич и Зыбин, 2001], связанные с явлением лавинообразного размножения в веществе быстрых электронов, получившим название пробоя на убегающих электронах. Для осуществления пробоя необходимо выполнение условия превышения напряженности электрического поля критического значения, когда пространственный размер области превышения поля должен превосходить длину экспоненциального роста лавины электронов. Кроме этого, должны существовать затравочные быстрые электроны. Все эти условия выполняются в грозовой атмосфере. Критическое поле пробоя на порядок ниже порогового поля обычного пробоя, размер области превышения поля достаточен для роста лавины электронов, а роль затравочных электронов выполняют косми-

ческие лучи, плотность потока которых велика. Гуревич и Зыбин [2001] объясняют, что на больших высотах (>20 – 30 км) превышение напряженности поля критического значения в большой пространственной области возможно только в течение короткого времени после сильного положительного разряда на Землю. Однако и отрицательные разряды также могут приводить к возникновению спрайтов. В работе [São Sabbas et al., 2003] отмечается, что $\sim 27\%$ спрайтов не были связаны с положительными молниевыми разрядами, а по данным обработки атмосфериков, зарегистрированных в Якутии [Козлов и др., 2009], 76.7% положительных разрядов “облако–земля” сопровождалось КНЧ-излучением, а 23.3% событий КНЧ-импульсов были порождены отрицательными разрядами. В работе [Cummer et al., 1998] показано, что второй КНЧ-импульс обусловлен током, текущим в спрайте. Измерения, полученные в США [Reising et al., 1999], показали, что второй КНЧ-импульс может появиться после положительного разряда молнии через 50 – 70 мс. Максимумы в распределении времени задержки появления спрайта после положительного разряда находятся в диапазоне 10 – 30 мс [São Sabbas et al., 2003]. Однако анализ атмосфериков, полученных в работе [Козлов и др., 2009], показал, что после мощных разрядов в некоторых случаях может наблюдаться задержка длительностью 1 – 3 мс. Временным интервалам в 1 и 2 мс соответствует самый широкий разброс значений амплитуд атмосфериков, т.е. задержка не зависит от величины вызвавшего спрайт молниевых разряда в пределах точности 10% . Полученные в Якутии данные показывают, что наиболее вероятное значение длительности спрайта с учетом длительности КНЧ-сигнала составляет 14 мс.

4.1. Анализ результатов измерений в пункте Левая Авача

Мы подробно проанализировали данные измерений в п. Левая Авача за август 2002 г. На рис. 3 приведены графики зависимости от времени числа атмосфериков (кривая 1) и числа хвостов (кривая 2) в минуту (предварительная оценка в полуавтоматическом режиме), а также более точные данные, полученные с помощью просмотра временной формы в диапазоне до 1 кГц (кривая 3) и числа КНЧ-атмосфериков с энергией, превышающей на 7 дБ средний за минуту уровень (кривая 4). Из этого рисунка видно, что число КНЧ-атмосфериков, которые, возможно, имеют непосредственную связь со спрайтами, примерно на 3 порядка меньше общего количества атмосфериков в минуту. В верхней части рис. 3 приведены траектории двух тайфунов (<http://agora.ex.nii.ac.jp/digital-typhoon/summary/wnp/s/200212.html.en>) и (<http://agora.ex.nii.ac.jp/digital-typhoon/summary/wnp/s/200213.html.en>), действовавших в августе 2002 г.

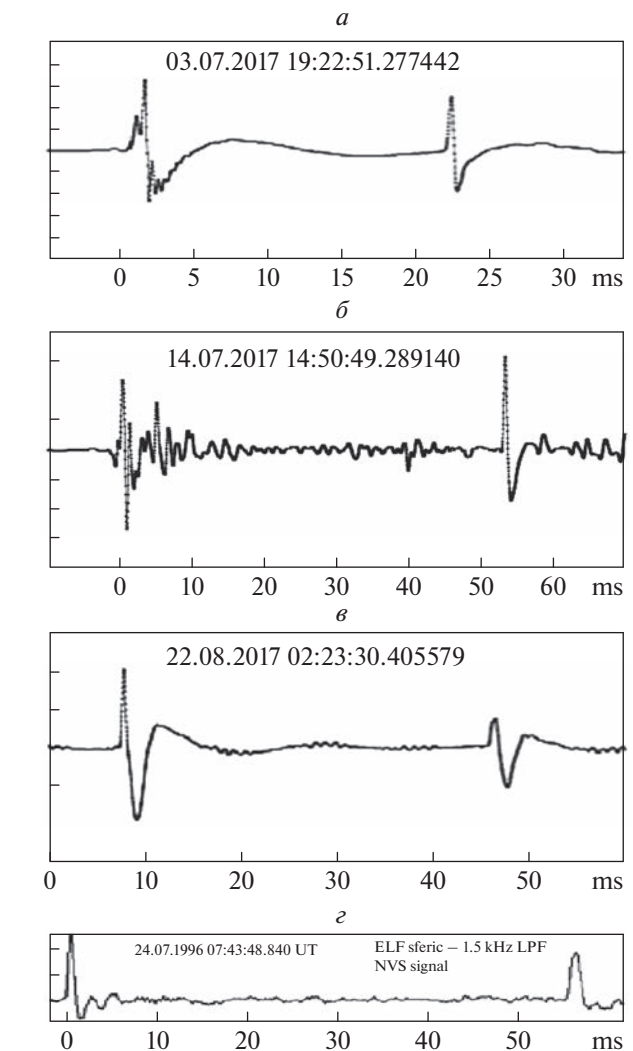


Рис. 2. Примеры электромагнитных излучений от гроз, произошедших на Камчатке 3 июля (а), 14 июля (б) и 22 августа (в) 2017 г в диапазоне частот до 1 кГц. Волновая форма сигнала в диапазоне частот <1.5 кГц, полученная в США 24 июля 1996 г. (г) при проведении экспериментов по изучению спрайтов [Reising et al., 1999].

в северо-западной части Тихого океана, грозовая активность которых проявилась в этот промежуток времени в записи КНЧ/ОНЧ-излучений в пункте Левая Авача. Кривая 5 на рис. 3 показывает давление в центре тайфуна (шкала справа). Следует отметить, что в августе 2002 г. максимальные значения количества ОНЧ-атмосфериков в минуту (до 6000), а также хвостов (до 700) и положительных импульсов, показанных на рис. 3 (кривая 4) (до 4), имеют место во время прохождения тайфуна PHANFONE на стадии депрессии. Спектральный анализ выделенных КНЧ-импульсов показал, что наиболее часто максимум имеет место на частотах $f = 120$ – 220 Гц, что соответству-

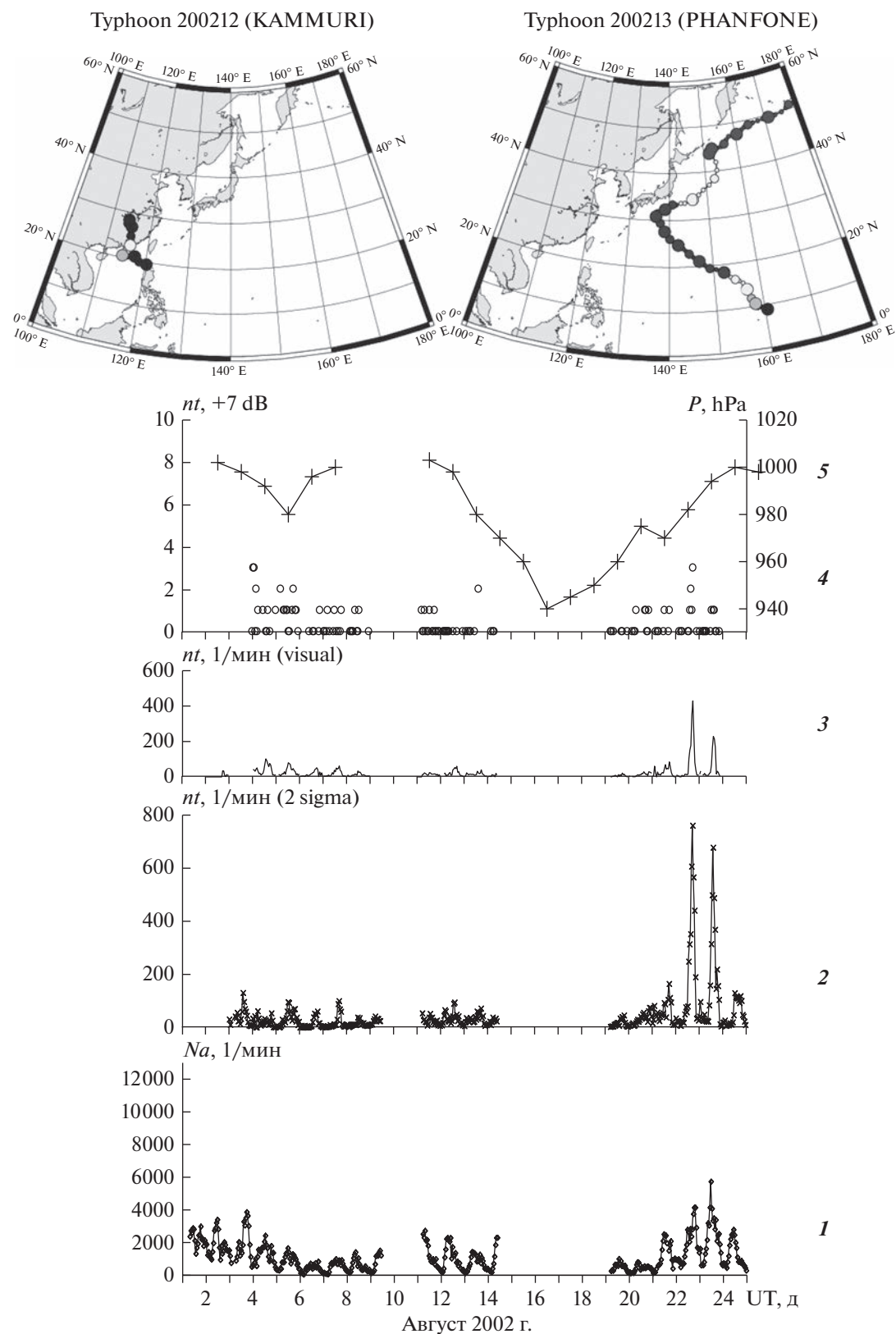


Рис. 3. Результаты регистрации атмосфериков в п. Левая Авача в августе 2002 г., а также траектории тайфунов в этот же период времени, движущихся с юга в северном направлении: **1** — число атмосфериков в минуту, Na ; **2** — число хвостов в минуту, nt (предварительная оценка), **3** — число хвостов в минуту, nt (уточняется визуально), **4** — число хвостов в минуту, nt (уровень энергии которых превышает средний за минуту на 7 дБ); **5** — давление в центре тайфуна. В начале и конце траектории черные точки соответствуют моментам прохождения тайфунов на стадии депрессии.

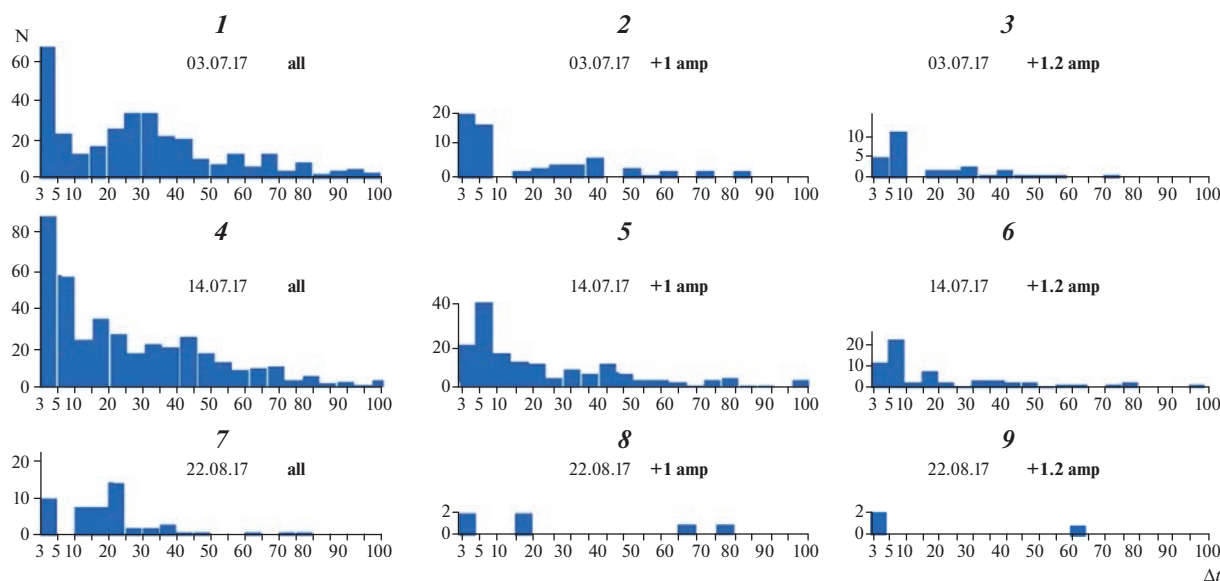


Рис. 4. Гистограммы зависимости количества КНЧ-импульсов N от времени задержки второго импульса относительно первого Δt (мс), построенные по результатам регистрации гроз 17 июля 2017 г. (1, 2, 3), 3 июля 2017 г. (4, 5, 6) и 22 августа 2017 г. (7, 8, 9).

1, 4, 7 — всех зарегистрированных положительных и отрицательных импульсов;
2, 5, 6 — первых положительных и вторых положительных и отрицательных импульсов;
3, 6, 9 — первых положительных и вторых положительных импульсов.

В обозначениях указано, что регистрировались амплитуды:

all — всех положительных и отрицательных импульсов;

+1 amp — положительных первых импульсов;

+1, 2 amp — положительных первых и вторых импульсов.

ет длительности 4–8 мс двух полупериодов КНЧ-атмосферика. В работах [Михайлов и др., 2005, 2006] подробно обсуждается грозовая деятельность, связанная с тайфунами, и показано, что атмосферерики наиболее часто наблюдаются именно на стадии депрессии.

В табл. 1 представлено количество положительных и отрицательных первых полупериодов КНЧ-сфериков в минуту, наблюдаемых 2 и с 20 по 24 августа 2002 г. Следует отметить, что количество положительных первых полупериодов чаще всего в 2 раза меньше, чем отрицательных. Проанализирована задержка КНЧ-сфериков (223 случая) по отношению к ОНЧ за 20–21 августа 2002 г. Получены следующие величины: 28 (0 мс), 49 (0.5 мс), 116 (1 мс), 16 (1.5 мс), 13 (2 мс), 1 (5 мс). Наиболее вероятным оказывается значение 1 мс. В работе [Козлов и др., 2009] это значение оценено в 1–2 мс.

В результате анализа данных регистрации атмосфериков в пункте Левая Авача было получено, что число КНЧ-атмосфериков, которые возможно имеют непосредственную связь со спрайтами, примерно на 3 порядка меньше общего количества атмосфериков в минуту, т.е. $\sim 0.1\%$. Похожие результаты приведены в работе [São Sabbas et al., 2003], где количество спрайтов в июле 1996 г. составляло от 0.1–3% от общего количества наблюдаемых грозовых разрядов.

4.2. Анализ результатов измерений в пункте Карымшина

По данным измерений, полученных в пункте Карымшина, построены гистограммы зависимости количества КНЧ-импульсов N от времени задержки второго импульса Δt относительно первого импульса (рис. 4). Мы ограничились временным интервалом от 3 мс до 100 мс, поскольку до

Таблица 1. Количество положительных и отрицательных первых квазиполупериодов КНЧ-атмосфериков в минуту, наблюдаемых в августе 2002 г.

Дата (время, UT)	2 (7–9)	20 (16–23)	21 (00–19)	22 (00–23)	23 (00–23)	24 (00–21)	20–24
+	33	27	91	169	540	277	1104
–	90	37	99	500	1164	820	2625

Таблица 2. Количество молниевых разрядов, наблюдаемых на Камчатке в июле–августе 2017 г.

Дата	Количество всех разрядов	Количество 1-х положит. разрядов	Количество 1-х и 2-х положит. разрядов	Процент 1-х положит. разрядов к общему количеству	Процент 1-х и 2-х положит. разрядов к общему количеству	Место положение гроз
03.07.2017	338	78	30	23	9	Запад, суша, море
14.07.2017	429	173	75	40	17	Юг, суша, море
22.08.2017	49	6	3	12	6	Запад, суша

3 мс наблюдался переходный процесс первого импульса, а второй импульс очень редко появлялся после 100 мс. Выбор для анализа первого и второго КНЧ-импульсов обусловлен тем, что второй импульс может являться индикатором спрайта. Из рис. 4 (1, 4, 7) видно, что наиболее вероятное значение задержки Δt наблюдалось в диапазоне от 3 до 5 мс. Наблюдается также второй, меньший максимум N в диапазоне 25–35 мс (1). При первых положительных и вторых положительных и отрицательных импульсах (2, 5, 8) максимумы N несколько смещены относительно приведенных на (1, 4, 7), но характерное убывание N от Δt сохранилось. На панелях (3, 6) максимум наблюдался в диапазоне 5–10 мс, а на (9) – 3–5 мс, но при малом количестве импульсов.

Отметим, что задержки Δt , полученные в п. Карымшина, относятся к задержкам между первым и вторым КНЧ-импульсом, а в пункте Левая Авача и в работе [Козлов и др., 2009] – к задержкам между началами всплесков ОНЧ- и КНЧ-излучений, хотя во многих случаях эти задержки могут совпадать. Отметим также, что только небольшая часть временных задержек всех зарегистрированных положительных и отрицательных импульсов, представленных на рис. 4 (1, 4, 7), относится к задержкам между ударом молнии на землю и появлением спрайта, поскольку учитываются задержки всех зарегистрированных молниевых разрядов. В то же время при первых положительных и вторых положительных и отрицательных импульсах (2, 5, 8) некоторая часть регистрируемых молний связана со спрайтами. И времена задержек больше согласуются с полученными в работе [São Sabbas et al., 2003] (10–30 мс). При первых положительных и вторых положительных импульсах рис. 4 (3, 6, 9), вероятнее всего, второй импульс полностью связан с возникновением спрайта, поскольку в работе [Reising et al., 1999] утверждается, что при положительных грозовых разрядах возникновение второго КНЧ-импульса, превышающего определенный порог, обусловлено возникновением спрайта, который одновременно регистрируется в оптическом и КНЧ-диапазонах. При этом время задержки между первым

и вторым положительными импульсами достигает 50–70 мс.

В табл. 2 приведены параметры грозовых разрядов. Видно, что процент положительных молниевых разрядов на землю (наличие первого положительного импульса) составлял от 23% до 40% от общего количества разрядов, а процент положительных разрядов, когда наблюдался сначала первый положительный импульс, затем второй положительный, составлял от 6% до 17% от общего количества разрядов. В этом случае должны наблюдаться спрайты. Более высокий процент предполагаемых спрайтов (6–17%), по сравнению с приведенными в работе [São Sabbas et al., 2003] и полученными нами в п. Левая Авача, по нашему мнению, обусловлен тем, что отбор грозовых разрядов осуществлялся сетью WWLLN, пункты которой находятся на больших расстояниях от источников гроз на Камчатке и регистрируют только самые мощные излучения [Дружин и др., 2011]. Возникновение второго положительного импульса после положительного первого связано со многими причинами, в том числе и с рельефом местности возникновения гроз. В нашем случае процент возникновения первого положительного импульса на западном побережье Камчатки (суша, море) был больше, чем над сушей (23% и 12%). И процент последовательно произошедших двух положительных импульсов относительно общего их количества на границе суша/море также был больше, чем над сушей (9% и 6%). На юге Камчатского п-ова наблюдалось большее в процентном отношении количество положительных разрядов, чем на западе.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Проведена цифровая запись атмосфериков, зарегистрированных с применением передвижной аппаратуры ИЗМИРАН в экспедиционном пункте Левая Авача в сентябре, октябре 2002 г. а и в августе, ноябре 2004 г. на Камчатке, в России.

2. Анализ данных показал, что полученные статистические характеристики КНЧ-атмосфериков, а именно: соотношение положительных и

отрицательных первых полупериодов, их задержка по отношению к ОНЧ, а также процентное отношение КНЧ к ОНЧ в основном согласуются с результатами цитированных публикаций.

3. Регистрация грозовых разрядов, возникших на территории, прилегающей к п-ову Камчатка, выполнена в июле и августе 2017 г. с применением аппаратуры ИКИР ДВО РАН, в стационарном п. Карымшина.

4. Приведены волновые формы электромагнитных молниевых излучений в диапазоне частот до 1 кГц. Показано, что волновые формы низкочастотных излучений КНЧ-атмосфериков, полученные в п. Карымшина, по своей форме и времени задержки второго импульса во многом совпадают с волновыми формами КНЧ-атмосфериков, зарегистрированных вблизи ст. Коллинз, штат Колорадо, США, где показано, что второй КНЧ-импульс после положительного разряда молнии возникает за счет токов спрайта.

5. Процентное количество положительных разрядов, зарегистрированных на западном побережье Камчатки, было больше вдоль побережья суша/море, чем над сушей. На южном побережье наблюдалось большее процентное количество положительных разрядов по сравнению с западным. Количество разрядов, предположительно связанных со спрайтами, составило от 6% до 17% от общего количества наблюдаемых грозовых разрядов.

6. Полученные на Камчатке результаты исследований КНЧ/ОНЧ атмосфериков, связанных со спрайтами, не противоречат результатам, полученными другими авторами при исследованиях аналогичных излучений в Западном Канзасе, США, и в Якутии.

В дальнейшем предполагается проанализировать и сопоставить характеристики наземных КНЧ/ОНЧ-данных, связанных со спрайтами, с данными, зарегистрированными на спутнике.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят Т.А. Вострикову и В.К. Михайлову за первичную обработку данных регистрации. Огромная благодарность Г.А. Михайловой за постановку задачи об индикаторах спрайтов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственных заданий “Физические процессы в системе ближнего космоса и геосфер при солнечных и литосферных воздействиях”, регистрационный номер: АААА-А21-121011290003-0, а также “Исследование структуры и динамики ионосферы и условий распространения радиоволн”, ГР № 01201356396.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- *Белянский Г.В., Михайлова Г.А.* Об исследованиях свойств атмосфериков на сверхнизких частотах (ниже 1 кГц) // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 1. № 3. С. 379–386. 1961.
- *Гуревич А.В., Зыбин К.П.* Пробой на убегающих электронах и электрические разряды во время грозы // УФН. Т. 171. № 11. С. 1177–1199. 2001.
- *Дружин Г.И., Пухов В.М., Санников Д.В., Малкин Е.И., Стасий И.Е.* ОНЧ-Регистратор для исследования естественных радиоизлучений // Вестник КРАУНЦ. Физико-математические науки Т. 27(2). С. 105–116. 2019.
- *Дружин Г.И., Чернева Н.В., Мельников А.Н.* Гроза в районе полуострова Камчатка по данным наблюдений за ОНЧ-излучением // Метеорология и гидрология. № 7. С. 32–39. 2011.
- *Козлов В.И., Муллаяров В.А., Тарабукина Л.Д., Торопов А.А.* Временной интервал между ОНЧ- и КНЧ-радиоимпульсами разрядовой молнии // Вестник ЯГУ. Т. 6. № 3. 2009.
- *Михайлов Ю.М., Дружин Г.И., Михайлова Г.А., Капустина О.В.* Динамика грозовой активности во время тропических циклонов // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 46. № 6. С. 825–839. 2006.
- *Михайлов Ю.М., Михайлова Г.А., Капустина О.В., Дружин Г.И., Чернева Н.В.* Возможные атмосферные эффекты в нижней ионосфере по наблюдениям атмосферных радиошумов на Камчатке во время тропических циклонов // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 45. № 6. С. 824–839. 2005.
- *Михайлов Ю.М., Рожков В.Б., Капустина О.В.* Полевой автономный ОНЧ-приемник / V-я Международная конференция ИКИР ДВО РАН. С. Паратунка, Камчатской край, 2–7 августа. Сбор. труд. С. 150–151. 2010.
- *Михайлова Г.А.* О спектрах атмосфериков и фазовой скорости электромагнитных волн на сверхнизких частотах // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 2. № 2. С. 257–266. 1962.
- *Михайлова Г.А.* Функция распространения и средняя фазовая скорость электромагнитных волн на сверхнизких частотах // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 5. № 1. С. 183–185. 1965.
- *Михайлова Г.А.* Спектры атмосфериков на сверхнизких частотах в ночное время // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 7. № 2. С. 357–359. 1967.
- *Михайлова Г.А.* Энергетические спектры молниевых разрядов на сверхнизких частотах по данным гармонического анализа атмосфериков // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 9. № 2. С. 357. 1969.
- *Cummer S.A., Inan U.S., Bell T.F., Barrington-Leigh C.P.* ELF radiation produced by electrical currents in sprites. C, I, B, B // Geophys. Res. Lett. V. 25. № 8. P. 1281–1284. 1998.
- *Franz-R.C., Nemzek R.J., Winckler J.R.* Television Image of a Large Upward Electrical Discharge above a Thunderstorm System // Science. 249. (4964): 48–51. Bibcode: 1990 Sci. 249..48F. PMID 17787625. S2CID 9343018. 1990.
<https://doi.org/10.1126/science.249.4964.48>

- *Hepburn F.* Atmospheric waveforms with very low-frequency components below 1 kc/s known as slow tails // *J. Atmos. Terr. Phys.* V. 10. № 5. P. 266–287. 1957.
- *Lyons W.A.* Sprite observations above the U.S. High Plains in relation to their parent thunderstorm systems // *J. Geophys. Res.* 101. 29,641. 1996.
- *Pasko V.P., Inan U.S., Bell T.F., Reising S.C.* Mechanism of ELF radiation from sprites // *Geophys. Res. Lett.* V. 25. № 18. P. 3483–3496. 1998a.
- *Pasko V.P., Inan U.S., Reising S.C.* Mechanism of ELF radiation from sprites / *Geology* / Corpus ID: 10907173. 1998b. <https://doi.org/10.1029/98GL02631>
- *Pasko V.P., Inan U.S., Bell T.F., Taranenko Y.N.* Sprites produced by quasi-electrostatic heating and ionization in the lower ionosphere // *J. Geophys. Res.*, 102, 4529. 1997.
- *Reising S.C., Inan U.S., Bell T.F.* ELF sferic energy as a proxy indicator for sprite occurrence // *Geophys. Res. Lett.* V. 26. № 7. P. 987–990. 1999.
- *Reising S.C., Inan U.S., Bell T.F., Lyons W.A.* Evidence for continuing current in sprite-producing cloud-to-ground lightning // *Geophys. Res. Lett.* V. 23. № 24. P. 3639–3642. 1996.
- *São Sabbas F.T., Sentman D.D., Wescott E.M., Osmar Pinto Jr., Odim Mendes Jr., Taylor M.J.* Statistical analysis of space–time relationships between sprites and lightning // *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* V. 65. P. 525–535. 2003.
- *Sentman D.D., Wæcott E.M., Osborne D.L., Hampton D.L., Heavner M.J.* Preliminary results from the Sprites94 aircraft campaign: 1. Red Sprites // *Geophys. Res. Lett.* V. 22. 1205, 1995.
- *Tepley L.R.* A comparison of sferics as observed in the VLF and ELF bands // *J. Geophys. Res.* V. 64. № 12. P. 2315–2329. 1959.
- *Winckler J.R., Lyons W.A., Nelson T.E., Nemzek R.J.* New high-resolution ground-based studies of sprites // *J. Geophys. Res.* 101, 6997, 1996.

УДК 550.38

ГЛУБИНЫ ЗАЛЕГАНИЯ ЛИТОСФЕРНЫХ МАГНИТНЫХ ИСТОЧНИКОВ ПОД БАЛТИЙСКИМ ЩИТОМ

© 2023 г. А. И. Филиппова^{1, 2, *}, С. В. Филиппов^{1, **}

¹Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН (ИЗМИРАН), Москва, Троицк, Россия

²Институт динамики геосфер им. акад. М.А. Садовского РАН, Москва, Россия

*e-mail: aleirk@mail.ru

**e-mail: sfilip@izmiran.ru

Поступила в редакцию 30.01.2023 г.

После доработки 28.03.2023 г.

Принята к публикации 25.05.2023 г.

В работе представлены результаты исследования глубин залегания литосферных магнитных источников под Балтийским щитом и прилегающими к нему территориями Русской плиты и Скандинавских каледонид. Расчеты глубин проведены с помощью метода центроида по глобальной модели аномального геомагнитного поля EMAG2v3. Минимальные значения глубины нижней границы магнитоактивного слоя литосферы (30–35 км) получены под обрамлением Балтийского щита – Русской плитой, северной и южной частями Скандинавских каледонид, максимальные (>45 км) – под Скандинавским полуостровом – на западе Свекофеннского орогена и кратоном Норрботтен. Остальная территория Балтийского щита характеризуется промежуточными значениями глубин (38–45 км). Из сопоставления полученных нами оценок глубины нижней границы литосферных магнитных источников с имеющимися в настоящий момент моделями распределения глубины Мох под исследуемой территорией видно, что для большей части Балтийского щита магнитоактивный слой литосферы расположен в пределах земной коры, за исключением двух областей под Свекофеннским орогеном и восточной частью Кольского полуострова, что свидетельствует в пользу гипотезы о том, что верхняя мантия обладает магнитными свойствами в регионах, где наблюдаются положительные длинноволновые аномалии геомагнитного поля на спутниковых высотах. Полученные результаты показывают, что западная и восточная части Кольского полуострова могут различаться не только по скоростному строению коры и верхней мантии, что было установлено ранее различными сейсмологическими методами, но и по магнитным свойствам слоя верхней мантии, расположенного непосредственно под корой.

Ключевые слова: аномальное геомагнитное поле, модель EMAG2v3, метод центроида, Балтийский щит

DOI: 10.31857/S0016794023600059, **EDN:** KTRYOG

1. ВВЕДЕНИЕ

Балтийский щит занимает восточную часть Скандинавского полуострова, Кольский полуостров и Карелию и представляет собой наиболее крупный и стабильный на протяжении позднедокембрийско-фанерозойской истории выступ кристаллического фундамента Восточно-Европейской платформы (рис. 1) [Слабунов и др., 2021]. На северо-западе он граничит со складчатыми сооружениями Скандинавских каледонид, а на юго-востоке полого погружается под рифейские и более молодые отложения Русской плиты. Структура щита в основном была сформирована в результате свекокарельского тектогенеза 1900–1700 млн лет назад [Хаин, 2001]. Формирование восточной части Балтийского щита было завершено в позднем архее, а в ее состав вошли четыре

крупных сегмента континентальной коры: Карельская гранит-зеленокаменная провинция, Беломорская провинция, Кольская гранулитогнейсовая провинция и Мурманский кратон [Козлов и др., 2006]. На северо-западе к ним примыкает кратон Норрботтен, также сложенный корой архейского возраста. Центральное положение в структуре щита занимает палеопротерозойский Свекофеннский ороген, а на его юго-западной окраине расположен Свекофеннский ороген, сформировавшийся в конце палеопротерозоя и в мезопротерозое [Минц, 2017].

Результаты исследований строения земной коры и мантии Балтийского щита по сейсмическим данным свидетельствуют о том, что большая часть рассматриваемой территории характеризуется мощной корой (40–60 км), достигающей своей

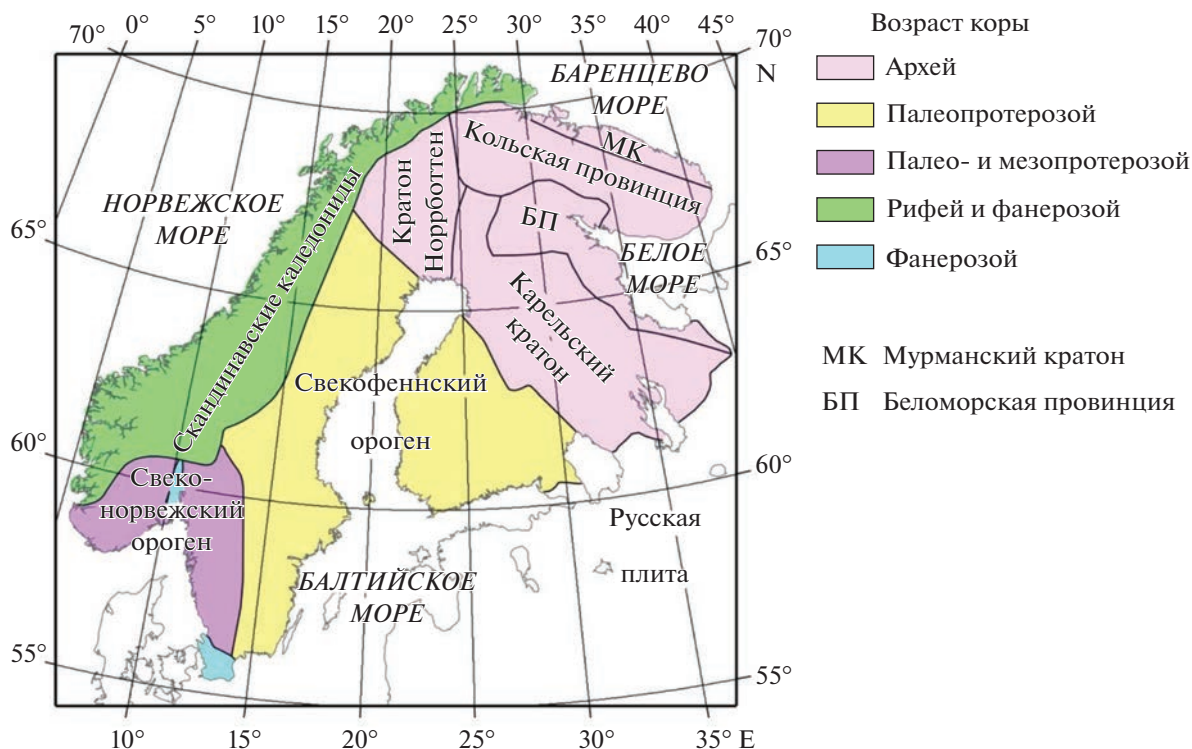


Рис. 1. Тектоническая схема исследуемой территории по [Слабунов и др., 2021].

максимальной толщины на востоке Свеккофеннского орогена [Artemieva and Thybo, 2013; Гоев и др., 2021; Шаров и Лебедев, 2022; и др.]. Скорости сейсмических волн в верхней мантии под щитом в целом повышенные, а литосфера — мощная (до 200 км и более по различным оценкам), при этом наблюдается увеличение скоростей и мощности литосферы в восточном направлении [Levshin et al., 2007; Pedersen et al., 2013; Lebedev et al., 2017; Artemieva, 2019; Priestley et al., 2019; Seredkina, 2019; Филиппова и Соловей, 2022; и др.].

Результаты региональных исследований магнитных аномалий под Балтийским щитом, выполненные с использованием различных методов и данных, демонстрируют большой разброс значений глубин залегания литосферных магнитных источников. Минимальные глубины их нижней границы (менее 10 км, верхняя кора), противоречащие пониженным значениям поверхностного теплового потока под рассматриваемой территорией [Fuchs et al., 2021 a] (см. далее), были получены путем анализа отдельных аномалий геомагнитного поля на юге Карельского кратона [Булина, 1976]. Согласно более поздним исследованиям источники региональных магнитных аномалий над Балтийским щитом и отдельными его частями сосредоточены в средней части коры [Крутиховская и др., 1986] или распределены практически по всему ее объему [Пашкевич и др., 1990,

2015; Федорова, 1997; Глазнев, 2003; Шаров и др., 2004, 2020; Нилов и др., 2021; Середкина и Филиппов, 2021]. Также существенно противоречат друг другу наиболее актуальные на текущий момент глобальные модели распределения нижней границы магнитоактивного слоя литосферы [Gard and Hasterok, 2021; Li et al., 2017] и региональная модель для всей Арктики [Lu et al., 2022]. Согласно [Li et al., 2017; Lu et al., 2022] под щитом глубина нижней границы изменяется от 10 до 30 км, в то время как результаты [Gard and Hasterok, 2021] свидетельствуют о ее более глубоком положении — 30–50 км.

В связи с противоречивостью имеющихся оценок в данной работе была поставлена задача: основываясь на современных данных, выполнить с высоким пространственным разрешением расчеты глубин залегания литосферных магнитных источников под Балтийским щитом и граничащими с ним складчатыми сооружениями Скандинавских каледонид (рис. 1) и провести анализ полученных результатов. При этом предполагалось, что основным магнитным минералом в литосфере является магнетит, т.е. полученное распределение глубины нижней границы литосферных магнитных источников может быть отождествлено с глубиной изотермы 578°C (температура точки Кюри магнетита [Langel and Hinze, 1998]).

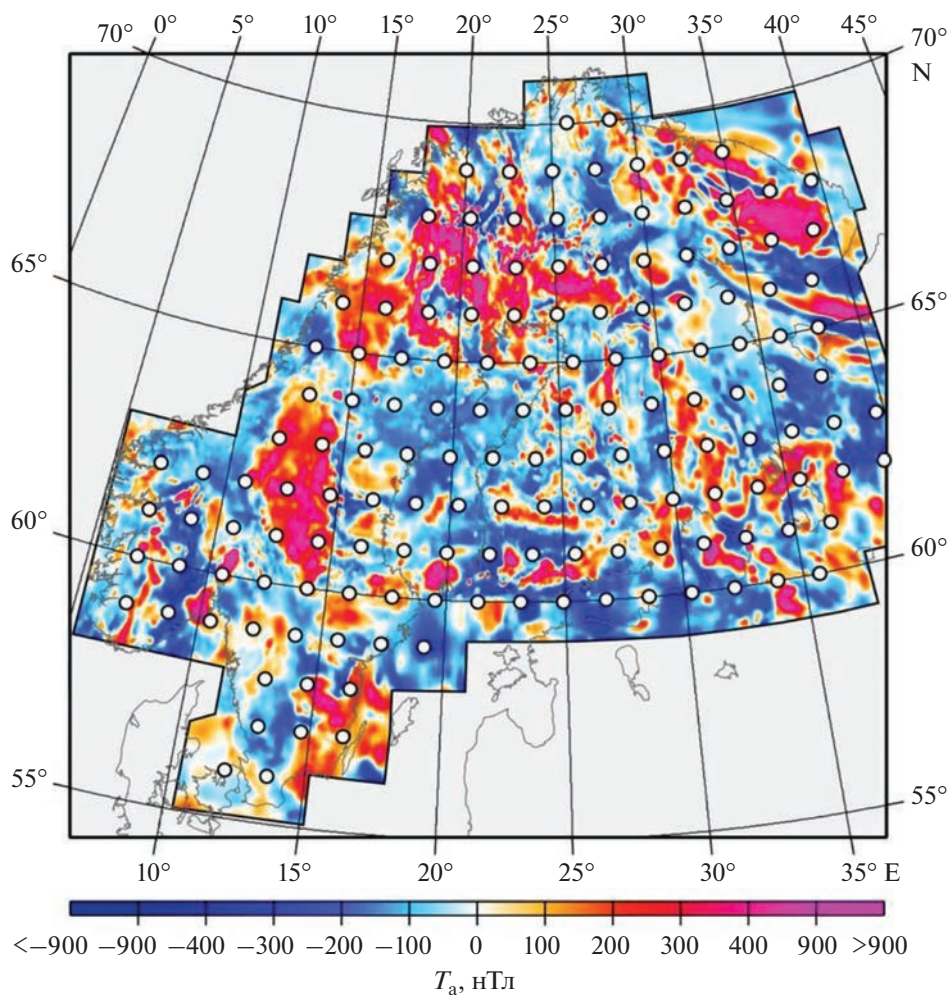


Рис. 2. Аномальное геомагнитное поле на высоте 4 км согласно модели EMAG2v3 [Meyer et al., 2017] в пределах исследуемой территории. T_a (нТл) — модуль полного вектора аномального геомагнитного поля. Белыми точками обозначены центральные точки блоков 200×200 км, для которых вычислялись азимутально-усредненные Фурье-спектры мощности аномального геомагнитного поля.

2. ДАННЫЕ И МЕТОДЫ

В качестве исходного материала для расчетов использовалась наиболее актуальная на текущий момент времени глобальная модель аномального магнитного поля Земли EMAG2v3 [Meyer et al., 2017]. Модель основана на данных разновысотных магнитных съемок, приведена к высоте 4 км над уровнем моря и имеет горизонтальное разрешение 2 угловые минуты (рис. 2). Одним из ее несомненных достоинств является использование спутниковых наблюдений (данные спутника CHAMP), благодаря которым обеспечивается более надежное выделение нижней границы литосферных магнитных источников [Wen et al., 2019]. Согласно EMAG2v3 в пределах рассматриваемой территории модуль полного вектора аномального геомагнитного поля (T_a) изменяется примерно от -890 до $+2500$ нТл, а области, где

данные ненадежны или их нет, отсутствуют (рис. 2). Распределение положительных и отрицательных аномалий геомагнитного поля не имеет строго упорядоченного характера, что соответствует предположению о случайном по горизонтали распределении намагниченности в магнитоактивном слое, принятом в используемом нами методе центроида [Tanaka et al., 1999].

Подготовка данных была выполнена аналогично нашим предыдущим исследованиям Восточно-Сибирского моря [Филиппова и Филиппов, 2022a] и северо-восточного фланга Байкальского рифта [Filippova et al., 2021]: данные выбирались в квадратных блоках 200×200 км, перекрывающихся между собой по долготе на 100 км и по широте на 1° (рис. 2). Размер блоков был задан с учетом того, что он должен от 3 до 10 раз превышать глубину нижней границы магнитных источников [Hussein et al., 2013; Ravat et al., 2007]. Затем для

Таблица 1. Результаты расчетов глубины нижней границы литосферных магнитных источников в зависимости от размеров блоков, в пределах которых выполняются оценки

Размер блока, км	Координаты центральных точек		
	60° N, 15.9° E	65° N, 17.2° E	67° N, 34.3° E
	$Z_b \pm \epsilon$, км		
300 × 300	55.8 ± 2.4	50.1 ± 3.0	43.1 ± 3.2
250 × 250	55.4 ± 2.0	50.0 ± 2.5	43.2 ± 3.2
200 × 200	54.1 ± 2.5	49.5 ± 3.3	43.1 ± 3.5
150 × 150	41.5 ± 2.4	45.1 ± 2.9	40.5 ± 3.5

Примечание. ϵ — погрешность оценки глубины.

каждого из блоков были вычислены азимутально-усредненные Фурье-спектры мощности аномального геомагнитного поля с помощью программы Fourpot 1.3b [Pirttijärvi, 2015]. По полученным спектрам в соответствии с методом центроида [Okubo et al., 1985; Tanaka et al., 1999], в котором принимается, что намагниченность в бесконечном в горизонтальных направлениях слое является случайной функцией горизонтальных координат и не зависит от глубины, рассчитывались искомые значения глубин: центра масс (Z_0), верхней (Z_t) и нижней границ (Z_b) литосферных магнитных источников. Отметим, что в случае, если распределение намагниченности будет отличаться от указанной выше модели (например, при увеличении намагниченности с глубиной или ее фрактальном распределении), оценки, полученные с помощью используемого метода, очевидно, будут искажены. Корректность применения метода центроида для рассматриваемой территории показана в работе [Филиппова и Филиппов, 2022б].

Согласно методу центроида глубина верхней границы литосферных магнитных источников (Z_t) в коротковолновом приближении связана с азимутально-усредненным Фурье-спектром мощности аномалий геомагнитного поля ($\Phi_{\Delta T}$) следующим соотношением [Tanaka et al., 1999]:

$$\ln[\Phi_{\Delta T}(|k|)^{1/2}] = \ln A - |k| Z_t, \quad (1)$$

где $|k| = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$ — модуль волнового числа; A — const.

Учитывая результаты синтетических тестов [Núñez Demarco et al., 2021], глубины Z_t вычислялись в интервале волновых чисел примерно от 0.25 до 0.5 рад/км.

Глубина центра масс магнитных источников (Z_0) определяется из спектра в длинноволновом приближении (от максимума спектра до 0.04–0.05 рад/км [Núñez Demarco et al., 2021]):

$$\ln[\Phi_{\Delta T}(|k|)^{1/2}/|k|] = \ln B - |k| Z_0, \quad (2)$$

где B — const.

Линейная аппроксимация спектров проводилась методом наименьших квадратов. Глубины нижней границы вычислялись по полученным значениям Z_0 и Z_t с помощью соотношения [Tanaka et al., 1999]:

$$Z_b = 2Z_0 - Z_t. \quad (3)$$

Погрешности определения глубин (ϵ) оценивались с помощью соотношения [Okubo and Matsunaga, 1994; Salazar et al., 2017]:

$$\epsilon = \frac{\sigma}{|k_2| - |k_1|}, \quad (4)$$

где σ — среднеквадратичное отклонение линейной аппроксимации от наблюдаемого спектра; $|k_2|$ и $|k_1|$ — верхняя и нижняя граница диапазона волновых чисел, в котором определялись искомые параметры.

Отметим, что соотношение (4) не учитывает погрешности исходных данных, которые согласно используемой модели EMAG2v3 [Meyer et al., 2017] могут достигать до ± 96 нТл южнее 60° N и до ± 167 нТл севернее 60° N. При этом проведенные ранее синтетические тесты показывают, что добавление случайно шума с амплитудой ± 167 нТл практически не влияет на определяемые значения глубин центра масс и нижней границы магнитных источников, но могут существенно (до 1–2 км) исказить оценки глубины верхней границы [Середкина и Филиппов, 2021].

Поскольку при использовании метода центроида оценки глубин зависят от выбора размеров блоков, в пределах которых выполняется спектральный анализ [Ravat et al., 2007], для демонстрации устойчивости полученных результатов для трех различных точек в пределах исследуемого региона были проведены дополнительные расчеты для блоков с размерами 150 × 150, 250 × 250 и 300 × 300 км (табл. 1). Из табл. 1 видно, что при увеличении размеров блоков от 200 × 200 до 300 × 300 км значения глубины нижней границы литосферных магнитных источников меняются незначительно с учетом ее погрешности. При этом в случае, если $Z_b > 50$ км, уменьшение размеров до

150 × 150 км приводит к существенному занижению рассчитываемой глубины. Как показано в [Oliveira et al., 2021] такие размеры блоков могут использоваться, если значения Z_b составляют около 34 км. Таким образом, выбранные нами размеры блоков 200 × 200 км являются достаточными для выявления областей с глубоким залеганием Z_b и оптимальными в плане горизонтального разрешения.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

В результате проведенных расчетов было получено, что глубина верхней границы литосферных магнитных источников (Z_t) под исследуемым регионом составляет 0.1–3.1 км, причем под большей частью она близка к своему среднему значению 1.2 км. Определенных закономерностей в распределении этой глубины не прослеживается, что может быть связано с высокими погрешностями ее определения (0.1–1.2 км). Принимая во внимание, что глубина Z_t может рассматриваться как нижняя граница осадочного слоя [Яновский, 1978], полученные результаты с учетом их погрешностей хорошо согласуются с другими независимыми геофизическими данными. В частности, согласно глобальной модели строения коры CRUST 1.0 [Laske et al., 2013] и модели строения коры для территории Европы EUNASEI [Artemieva and Thybo, 2013], основанных на сейсмологических данных, осадки на большей части рассматриваемой территории отсутствуют или их мощность не превышает 1–2 км. Для Кольского полуострова отсутствие осадков также подтверждается результатами гравиметрических исследований [Gramberg et al., 1999].

Глубины центра масс (Z_0) и нижней границы (Z_b) изменяются в диапазонах 15.5–27.6 км и 30.4–54.3 км соответственно и имеют схожий характер распределения. Последнее ранее уже отмечалось нами для Восточно-Сибирского моря [Филиппова и Филиппов, 2022а] и является прямым следствием того, что в соотношении (3) $Z_0 \gg Z_t$. Погрешности определения глубин Z_0 и Z_b имеют случайный характер, а их средние значения составляют 1.8 км для Z_0 и 3.0 км для Z_b . Поскольку основной интерес для интерпретации представляет глубина нижней границы литосферных магнитных источников, далее рассмотрим основные особенности ее распределения (рис. 3).

Минимальные значения глубины нижней границы магнитоактивного слоя литосферы под рассматриваемой территорией (30–35 км) наблюдаются под обрамлением Балтийского щита — Русской плитой, северной и южной частями Скандинавских каледонид (рис. 1, 3). При этом в центральной части каледонид значения глубин Z_b составляют 42–48 км. Для Свеконорвежского оро-

гена характерно увеличение глубины Z_b в восточном направлении примерно от 30 до 40 км. Наибольшие вариации глубины нижней границы прослеживаются под Свеккофеннским орогеном. Под западной частью орогена, расположенной на Скандинавском полуострове, Z_b везде превышает 45 км и достигает своего максимума (примерно 54 км) для всей исследуемой территории. Под восточной частью орогена глубины Z_b существенно меньше (38–42 км), что подтверждает нашу предыдущую среднюю оценку [Середкина и Филиппов, 2021] и комплексные геофизические модели из работы [Глазнев, 2003]. Близкими значениями глубины нижней границы литосферных магнитных источников характеризуются Карельский и Мурманский кратоны, а также Беломорская провинция Балтийского щита. Под Кольской провинцией значения Z_b несколько глубже — около 45 км. Следует отметить, что для Мурманского кратона, имеющего поперечный размер менее 200 км, полученные оценки искажены влиянием соседних структур — Кольской провинции и Баренцева моря. Под кратоном Норрботтен Z_b изменяется примерно от 42 до 51 км.

Полученное нами распределение глубины нижней границы магнитоактивного слоя литосферы (рис. 3) свидетельствует о существенном занижении глубин в моделях [Li et al., 2017; Lu et al., 2022]. При этом оно в общих чертах согласуется с глобальной моделью [Gard and Hasterok, 2021]. Отметим, что в обеих моделях максимум глубины Z_b (>50 км) наблюдается под западной частью Свеккофеннского орогена (Скандинавский полуостров). С одной стороны, выявленные несоответствия между распределениями глубины нижней границы могут быть следствием использования различных исходных данных. Так, в [Li et al., 2017] аномальное геомагнитное поле задавалось моделью EMAG2v2 [Maus et al., 2009], в [Gard and Hasterok, 2021] для этого брались сферические гармоники 16–100 степени модели LCS-1 [Olsen et al., 2017], а распределение [Lu et al., 2022] построено на основе компиляции данных геомагнитных съемок для Арктики из работы [Gaina et al., 2011]. С другой стороны, такие расхождения могут быть связаны с применением различных методов инверсии, а именно с использованием единого фиксированного значения фрактального параметра β , существенно зависящего от геологического строения исследуемой области [Bouligand et al., 2009], в моделях, учитывающих фрактальный характер распределения намагниченности в магнитоактивном слое [Li et al., 2017; Lu et al., 2022].

Глубокое положение глубины нижней границы литосферных магнитных источников под Балтийским щитом, полученное в данной работе подтверждается результатами независимых геофи-

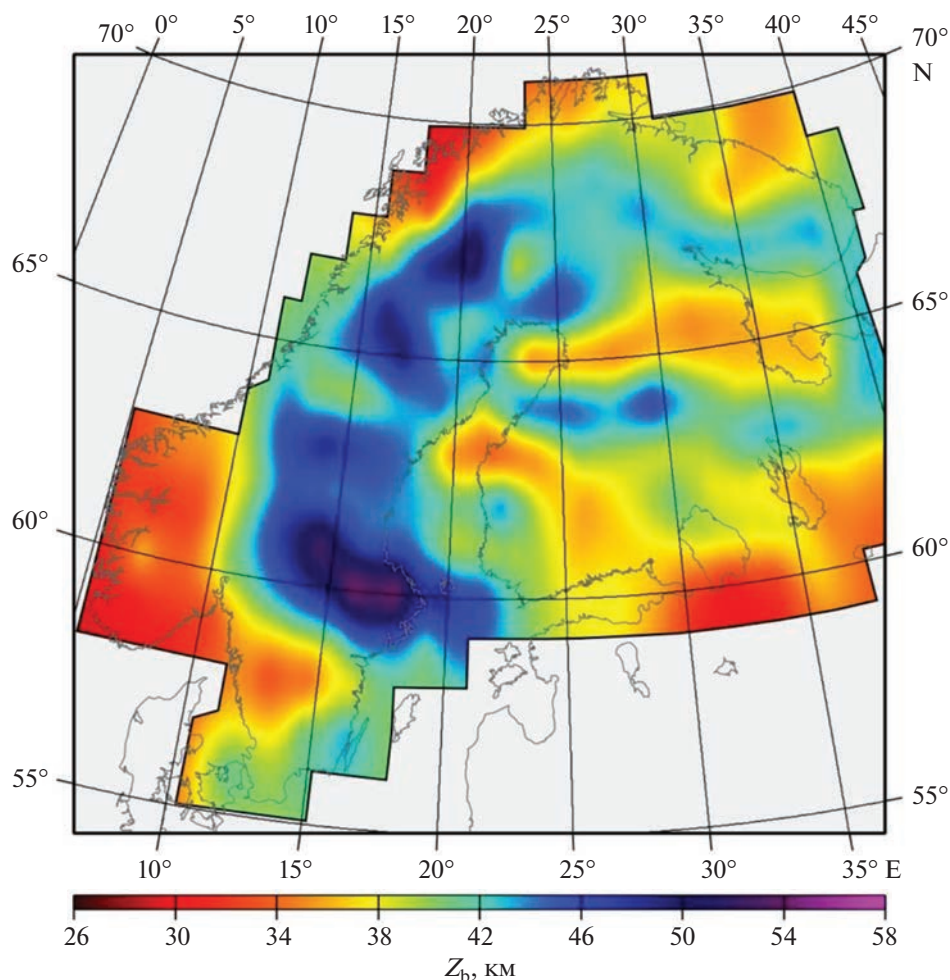


Рис. 3. Глубина залегания нижней границы литосферных магнитных источников (Z_b , км).

зических исследований. Согласно наиболее актуальной на текущий момент глобальной базе данных [Fuchs et al., 2021a, b] рассматриваемая территория характеризуется низкими поверхностными тепловыми потоками (рис. 4). Так, примерно в половине пунктов измерений значения потока не превышают 40 мВт/м^2 . Некоторое увеличение теплового потока наблюдается под восточной частью Свекофеннского орогена и на юго-востоке Скандинавского полуострова, что согласуется с менее глубоким залеганием под ними нижней границы литосферных магнитных источников (рис. 3). При этом пониженные значения потока под Карельским кратоном и юго-западной частью Скандинавского полуострова, напротив, противоречат полученному нами относительно неглубокому положению Z_b . С одной стороны, это может быть связано с качеством имеющихся оценок поверхностного теплового потока, погрешности которых во многих случаях неизвестны [Fuchs et al., 2021a]. При этом разброс значений потока в близких пунктах измерений

может достигать 60 мВт/м^2 (рис. 4). С другой стороны, выявленное несоответствие может быть связано с влиянием вечной мерзлоты на измеряемые значения потока, что ранее отмечалось нами для Сибирской платформы [Filippova et al., 2021].

Согласно глобальным температурным моделям, основанным на данных сейсмической томографии [Cammarrano and Guerri, 2017; Priestley et al., 2019] температура в верхней мантии под исследуемой территорией плавно уменьшается в восточном направлении. Однако результаты региональных томографических исследований [Lebedev et al., 2017], характеризующихся более высоким горизонтальным разрешением, свидетельствуют о более сложном распределении температуры под Балтийским щитом. Так, средние температуры в интервале глубин $80\text{--}150 \text{ км}$ составляют $1200\text{--}1300^\circ\text{C}$ на юге Скандинавских каледонид и не превышают $900\text{--}1100^\circ\text{C}$ в их северной части. Это подтверждается результатами данной работы (рис. 3) и пониженными значениями мощности термической литосферы, нижняя граница кото-

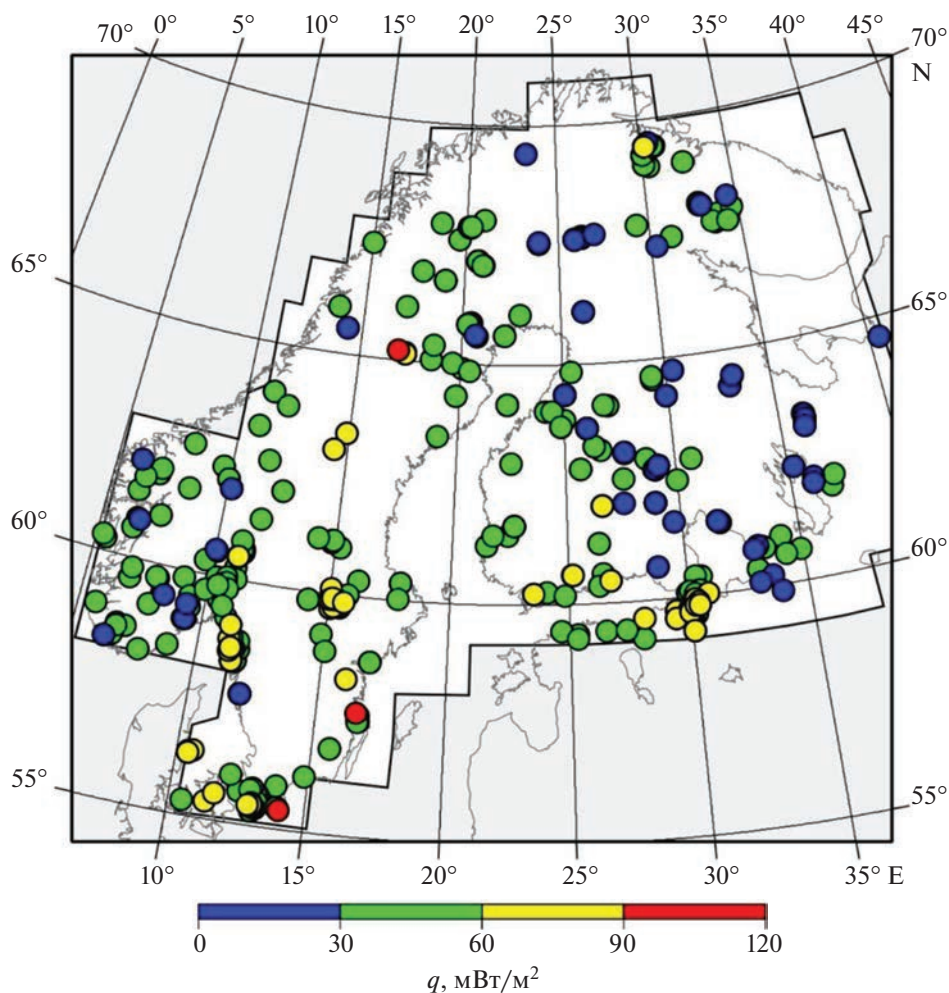


Рис. 4. Поверхностный тепловой поток (q , мВт/м²) по [Fuchs et al., 2021a].

рой примерно соответствует изотерме 1300°C (рис. 5) [Artemieva, 2019]. Температурные минимумы ($T = 700\text{--}800^\circ\text{C}$) наблюдаются на западе Свекофеннского орогена (Скандинавский полуостров) и кратоном Норботтен [Lebedev et al., 2017], что в целом согласуется с увеличением глубины нижней границы литосферных магнитных источников (рис. 3) и моделью [Artemieva, 2019]. Локальный максимум температуры ($T = 900\text{--}1100^\circ\text{C}$) на востоке Свекофеннского орогена также сопровождается уменьшением глубины Z_b (рис. 3) и некоторым повышением значений поверхностного теплового потока (рис. 4) [Fuchs et al., 2021a]. При этом оценки мощности термической литосферы для этой территории, достигающие 300 км (рис. 5) [Artemieva, 2019], выглядят несколько завышенными. Например, в модели [Priestley et al., 2019] они не превышают 200 км.

Для востока исследуемой территории — Кольского полуострова и примыкающих к нему частей Беломорской провинции Балтийского щита и

Карельского кратона — имеющиеся данные о распределении глубинных температур более противоречивы. В модели [Artemieva, 2019] здесь наблюдается существенное утонение термической литосферы (рис. 5). За исключением Кольского полуострова, для большей части которого глубина Z_b превышает 40 км (рис. 3), это подтверждается результатами проведенных нами расчетов. Однако по данным [Lebedev et al., 2017] вся эта территория характеризуется пониженными значениями средних температур в литосфере ($T = 600\text{--}800^\circ\text{C}$). При этом оценить относительную степень прогрева литосферы исходя из поверхностного теплового потока для обсуждаемого региона практически невозможно из-за малого количества наблюдений (рис. 4) [Fuchs et al., 2021a].

В настоящее время остается дискуссионным вопрос о том, обладает ли верхняя мантия магнитными свойствами или нет (для обзора см. работу [Ferré et al., 2014] и ссылки в ней). В результате анализа аномалий геомагнитного поля было

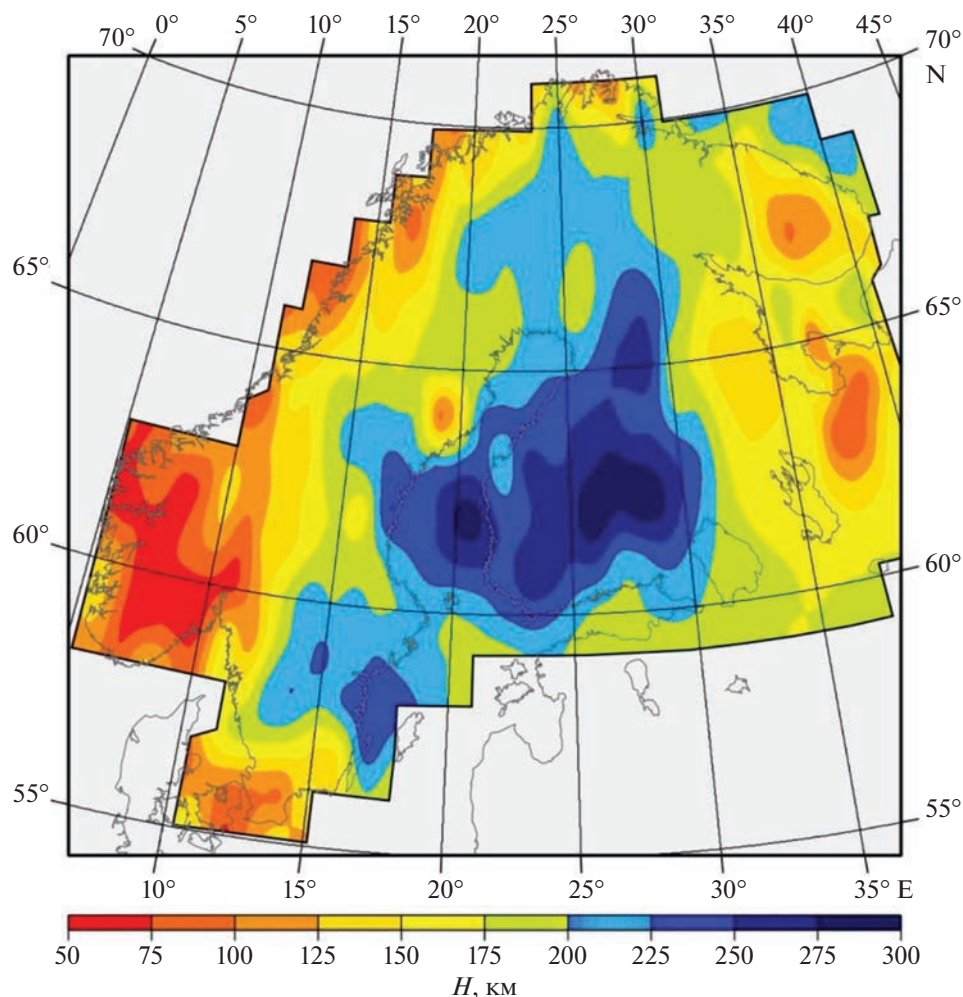


Рис. 5. Термическая мощность литосферы (H , км) по [Artemieva, 2019].

установлено, что в некоторых регионах Земли магнитоактивный слой литосферы полностью расположен в пределах земной коры [Bansal et al., 2013; Salem et al., 2014], в других — затрагивает верхнюю часть мантии [Andrés et al., 2018; Filippova et al., 2021; Kumar et al., 2021; Oliveira et al., 2021]. Рассмотрим вопрос о соотношении между глубинами Мохо и нижней границы литосферных магнитных источников для рассматриваемой территории. Для такого сопоставления использовались две различные модели земной коры: CRUST 1.0 [Laske et al., 2013] и EUNaseis [Artemieva and Thybo, 2013]. В качестве надежно выделенных областей, где верхняя мантия обладает магнитными свойствами, принимались только те области, для которых Z_b расположена ниже Мохо более чем на 3 км для обеих рассматриваемых моделей коры.

В результате было установлено, что для большей части Балтийского щита магнитоактивный слой литосферы расположен в пределах земной коры, за исключением двух областей под Свек-

фенским орогеном (61° N , 14° E и 66° N , 16° E) и восточной части Кольского полуострова (67° N , 38° E) (рис. 6). Кроме того верхняя мантия, вероятно, обладает магнитными свойствами за пределами щита, в районе 56° N , 12° E , находящемся на северной окраине Центрально-Европейской пространственно-временной магнитной аномалии с источником в верхней мантии, обсуждаемой в работе [Пашкевич и др., 2020]. На то, что в пределах этих областей, литосферные магнитные источники могут быть расположены в верхней мантии, также указывает глобальная модель [Gard and Hasterok, 2021], построенная методом эквивалентных источников магнитных диполей. Все выявленные области характеризуются положительными значениями аномалий геомагнитного поля на спутниковых высотах, в то время как регионы, где граница Мохо лежит ниже Z_b , — отрицательными (рис. 7). Интересно, что в обзоре [Ferré et al., 2014] была высказана гипотеза, что в регионах, в которых наблюдаются положитель-

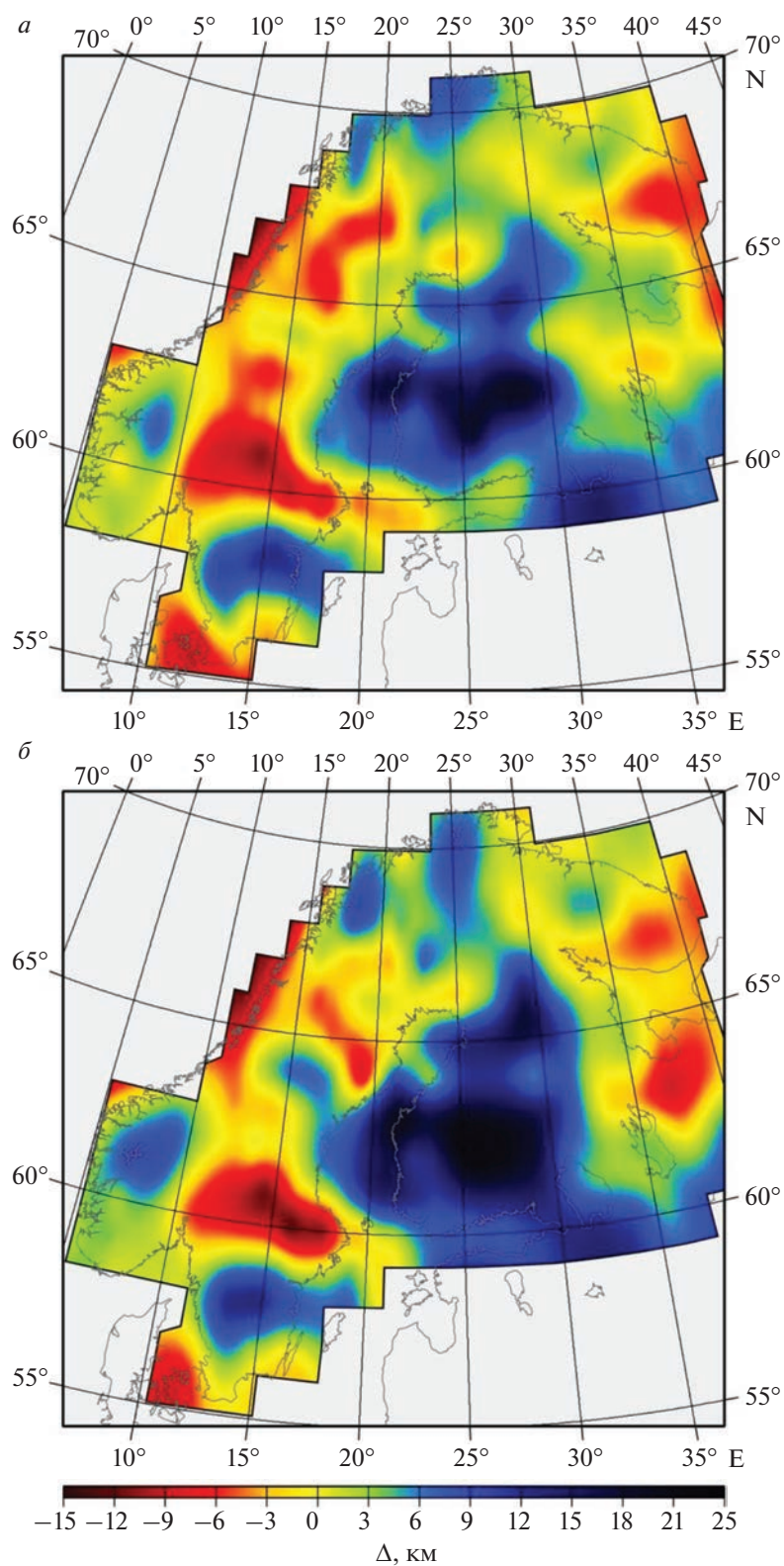


Рис. 6. Разница между глубинами Мохо и нижней границы литосферных магнитных источников (Δ , км) для моделей CRUST 1.0 [Laske et al., 2013] (a) и EUNaseis [Artemieva and Thybo, 2013] (б).

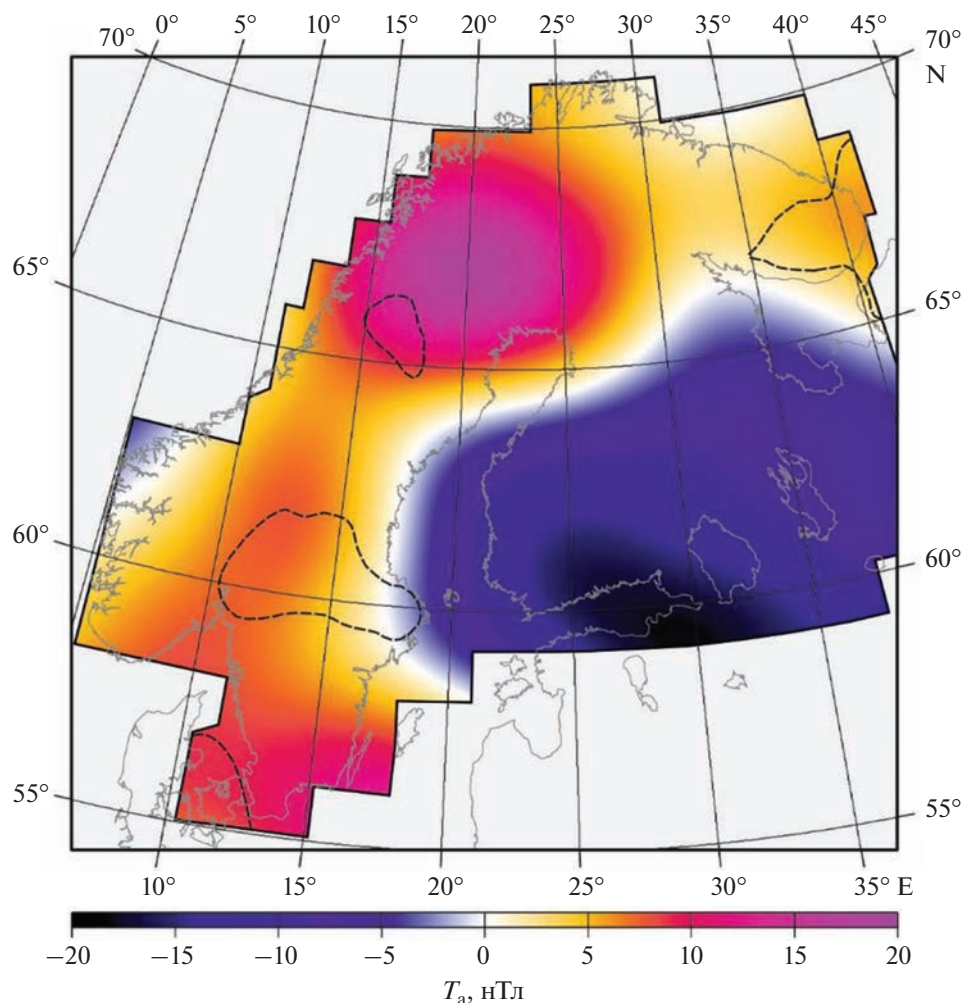


Рис. 7. Аномальное геомагнитное поле на высоте 350 км согласно глобальной модели MF6 [Maus et al., 2008]. T_a (нТл) — модуль полного вектора аномального геомагнитного поля. Пунктиром показаны границы областей, в пределах которых по полученным нами данным глубина нижней границы литосферных магнитных источников лежит ниже (>3 км) границы Мохо, заданной моделями CRUST 1.0 [Laske et al., 2013] и EUNASEIS [Artemieva and Thybo, 2013].

ные длинноволновые аномалии геомагнитного поля на спутниковых высотах, верхняя мантия, наиболее вероятно, является намагниченной. Сравнивая аномальное геомагнитное поле на высоте 350 км, заданное моделью MF6 [Maus et al., 2008] (рис. 7), с полученным соотношением между глубинами Мохо и Z_b (рис. 6), можно увидеть, что наши результаты свидетельствуют в пользу гипотезы [Ferré et al., 2014]: все выявленные в данной работе регионы, в которых Z_b лежит ниже границы Мохо, приурочены к областям с положительными значениями аномалий геомагнитного поля на спутниковых высотах. Отметим также, что они указывают на возможное различие западной и восточной частей Кольского полуострова не только в строении коры и величине радиальной анизотропии в верхней мантии, как это было отмечено ранее в работах [Адушкин и др.,

2021; Филиппова и Соловей, 2022], но и в магнитных свойствах слоя верхней мантии, расположенного непосредственно под корой.

4. ВЫВОДЫ

В данной работе для Балтийского щита и прилегающих к нему территорий Русской плиты и Скандинавских каледонид выполнен спектральный анализ аномального геомагнитного поля, заданного глобальной моделью EMAG2v3. Оценки глубин центра масс, верхней и нижней границ литосферных магнитных источников проводились с помощью метода центроида, в котором принимается, что намагниченность в бесконечном в горизонтальных направлениях слое является случайной функцией горизонтальных координат и не зависит от глубины. Полученные результаты позволяют сделать следующие выводы.

1. Минимальные значения глубины нижней границы магнитоактивного слоя литосферы (30–35 км) наблюдаются под обрамлением Балтийского щита – Русской плитой, северной и южной частями Скандинавских каледонид, а максимальные (>45 км) – под Скандинавским полуостровом – на западе Свекофеннского орогена и кратоном Норрботтен. Остальная территория Балтийского щита характеризуется промежуточными значениями глубины нижней границы (38–45 км).

2. Сопоставление полученных нами оценок глубины нижней границы литосферных магнитных источников с моделями распределения глубины Мохо под исследуемой территорией (CRUST 1.0 и EUNASEIS) показывает, что для большей части Балтийского щита магнитоактивный слой литосферы расположен в пределах земной коры, за исключением двух областей под Свекофенским орогеном и восточной частью Кольского полуострова, где верхняя мантия обладает магнитными свойствами. Эти области характеризуются положительными значениями аномалий геомагнитного поля на высоте 350 км, в то время как регионы, где граница Мохо лежит ниже Z_b , – отрицательными, что свидетельствует в пользу гипотезы из работы [Ferre et al., 2014] о том, что верхняя мантия обладает магнитными свойствами в регионах, где наблюдаются положительные длинноволновые аномалии геомагнитного поля на спутниковых высотах.

3. Показано, что западная и восточная части Кольского полуострова могут различаться не только по скоростному строению коры и верхней мантии, что было установлено ранее различными сейсмологическими методами, но и по магнитным свойствам слоя верхней мантии, расположенного непосредственно под корой.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование глубин залегания литосферных магнитных источников под Кольским полуостровом выполнено за счет гранта Российского научного фонда, грант № 21-17-00161, под остальной территорией Балтийского щита – по государственному заданию ИЗМИРАН.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

ДОСТУПНОСТЬ ДАННЫХ

Полученное распределение глубины нижней границы литосферных магнитных источников доступно по запросу aleirk@mail.ru.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Адушкин В.В., Гоев А.Г., Санина И.А., Федоров А.В. Особенности глубинного скоростного строения центральной части Кольского полуострова методом функций приемника // Докл. РАН. Науки о Земле. Т. 501. № 2. С. 180–183. 2021.
<https://doi.org/10.31857/S268673972112001X>
- Булина Л.В. Характерные черты распределения нижних кромок для территории СССР / Магнитные аномалии земных глубин. Ред. С.И. Субботин. Киев: Наукова думка, С. 137–151. 1976.
- Глазнев Н.В. Комплексные геофизические модели литосферы Фенноскандии. КазМ: Апатиты, 244 с. 2003.
- Гоев А.Г., Санина И.А., Орешин С.И., Резниченко Р.А., Тарасов С.А., Федоров А.В. Скоростное строение литосферы Хибинского и Ловозерского массивов (северо-восточная часть Балтийского щита) методом функции приемника // Физика Земли. № 5. С. 30–40. 2021.
<https://doi.org/10.31857/S0002333721050069>
- Козлов Н.Е., Сорохтин Н.О., Глазнев В.Н., Козлова Н.Е., Иванов А.А., Кудряшов Н.М., Мартынов Е.В., Тюрменов В.А., Матюшкин А.В., Осипенко Л.Г. Геология архея Балтийского щита. СПб. Наука, 345 с. 2006.
- Крутиховская З.А., Негруца В.З., Елисеева С.В. Историко-геологические предпосылки возникновения региональных магнитных аномалий восточной части Балтийского щита // Геофизический журнал. Т. 8. № 5. С. 67–78. 1986.
- Минц М.В. Мезонеопротерозойский Гренвилл-Свеконорвежский внутриконтинентальный ороген: история, тектоника, геодинамика // Геодинамика и тектонофизика. Т. 8. № 3. С. 619–642. 2017.
<https://doi.org/10.5800/GT-2017-8-3-0309>
- Нилов М.Ю., Бакунович Л.И., Шаров Н.В., Белашев Б.З. 3D магнитная модель земной коры Белого моря и прилегающих территорий // Арктика: экология и экономика. Т. 11. № 3. С. 375–385. 2021.
<https://doi.org/10.25283/2223-4594-2021-3-375-385>
- Пашкевич И.К., Марковский В.С., Орлюк М.И., Елисеева С.В., Мозговой А.П., Таращан С.А. Магнитная модель литосферы Европы / Ред. Г.И. Каратаев. Киев: Наукова думка, 166 с. 1990.
- Пашкевич И.К., Савченко А.С., Старостенко В.И., Шаров Н.В. Трехмерная геофизическая модель земной коры центральной части Карельского кратона // Доклады Академии Наук. Геофизика. Т. 463. № 4. С. 1–5. 2015.
<https://doi.org/10.7868/S086956521522020X>
- Пашкевич И.К., Орлюк М.И., Марченко А.В., Романец А.А., Цветкова А.А., Бугаенко И.В. О возможной мантийной природе длинноволновой Центрально-Европейской магнитной аномалии // Геофизический журнал. Т. 42. № 6. С. 100–130. 2020.
<https://doi.org/10.028/gzh.0203-3100.v42i6.2020.222288>
- Середкина А.И., Филиппов С.В. Глубины залегания магнитных источников в Арктике и их связь с параметрами литосферы // Геология и геофизика. Т. 62. № 7. С. 902–916. 2021.
<https://doi.org/10.15372/GiG2020162>
- Слабунов А.И., Балаганский В.В., Щипанский А.А. Мезозархей-палеопротерозойская эволюция земной коры

- Беломорской провинции Фенноскандинавского щита и тектоническая позиция эколитов // Геология и геофизика. Т. 62. № 5. С. 650–677. 2021.
<https://doi.org/10.15372/GiG2021116>
- Федорова Н.В. Источники спутниковых магнитных аномалий над Северной Евразией // Физика Земли. № 8. С. 13–19. 1997.
- Филиппова А.И., Соловей О.А. Поверхностно-волновая томография Кольского полуострова и сопредельных территорий по данным групповых скоростей волн Рэлея и Лява // Доклады РАН. Науки о Земле. Т. 504. № 2. С. 61–66. 2022.
<https://doi.org/10.31857/S2686739722060068>
- Филиппова А.И., Филиппов С.В. Глубины залегания литосферных магнитных источников и тепловой режим литосферы под Восточно-Сибирским морем // Физика Земли. № 4. С. 71–84. 2022а.
<https://doi.org/10.31857/S0002333722040032>
- Филиппова А.И., Филиппов С.В. Глубины залегания литосферных магнитных источников вдоль профиля “Ковдор – ГСЗ-76” (Балтийский щит–Баренцево море) // Геомагнетизм и Аэрономия. Т. 62. № 6. С. 781–792. 2022б.
<https://doi.org/10.31857/S0016794022060049>
- Хаин В.Е. Тектоника континентов и океанов (год 2000). М.: Мир, 604 с. 2001.
- Шаров Н.В., Адушкин В.В., Андриященко Ю.Н., Ассиновская Б.А., Бекетова Е.Б., Берзин Р.Г., Вагин С.А., Варданыц И.Л., Виноградов О.В., Жданова Л.А. и др. Глубинное строение и сейсмичность Карельского региона и его обрамления / Ред. Н.В. Шаров. КарНЦ РАН: Петрозаводск, 353 с. 2004.
- Шаров Н.В., Бакунович Л.И., Белашев Б.З., Журавлев В.А., Нилов М.Ю. Геолого-геофизические модели земной коры Беломорья // Геодинамика и тектонофизика. Т. 11. № 3. С. 566–582. 2020.
<https://doi.org/10.5800/GT-2020-11-3-0491>
- Шаров Н.В., Лебедев А.А. Неоднородное строение литосферы Фенноскандинавского щита по сейсмическим данным // Геодинамика и тектонофизика. Т. 13. № 1. 0569. 2022.
<https://doi.org/10.5800/GT-2022-13-1-0569>
- Яновский Б.М. Земной магнетизм. Л.: Ленинградский университет, 592 с. 1978.
- Andrés J., Marzán I., Ayarza P., Martí D., Palomeras I., Torné M., Campbell S., Carbonell R. Curie point depth of the Iberian Peninsula and surrounding margins. A thermal and tectonic perspective of its evolution // J. Geophys. Res. Solid Earth. V. 123. P. 2049–2068. 2018.
<https://doi.org/10.1002/2017JB014994>
- Artemieva I.M. Lithosphere structure in Europe from thermal isostasy // Earth-Sci. Rev. V. 188. P. 454–468. 2019.
<https://doi.org/10.1016/j.earscirev.2018.11.004>
- Artemieva I.M., Thybo H. EUNASEIS: a seismic model for Moho and crustal structure in Europe, Greenland, and the North Atlantic region // Tectonophysics. V. 609. P. 97–153. 2013.
<https://doi.org/10.1016/j.tecto.2013.08.004>
- Bansal A.R., Anand S.P., Rajaram M., Rao V.K., Dimri V.P. Depth to the bottom of magnetic sources (DBMS) from aeromagnetic data of Central India using modified centroid method for fractal distribution of sources // Tectonophysics. V. 603. P. 155–161. 2013.
<https://doi.org/10.1016/j.tecto.2013.05.024>
- Bouligand C., Glen J.M.G., Blakely J. Mapping Curie temperature depth in the western United States with a fractal model for crustal magnetization // J. Geophys. Res. V. 114. B11104. 2009.
<https://doi.org/10.1029/2009JB006494>
- Cammarano F., Guerri M. Global thermal models of the lithosphere // Geophys. J. Int. V. 210. P. 56–72. 2017.
<https://doi.org/10.1093/gji/ggx144>
- Ferré, E.C., Friedman S.A., Martín-Hernández F., Feinberg J.M., Till J.L., Ionov D.A., Conder J.A. Eight good reasons why the uppermost mantle could be magnetic // Tectonophysics. V. 624–625. P. 3–14. 2014.
<https://doi.org/10.1016/j.tecto.2014.01.004>
- Filippova A.I., Golubev V.A., Filippov S.V. Curie point depth and thermal state of the lithosphere beneath the northeastern flank of the Baikal rift zone and adjacent areas // Surv. Geophys. V. 42. № 5. P. 1143–1170. 2021.
<https://doi.org/10.1007/s10712-021-09651-7>
- Fuchs S., Norden B., Artemieva I. et al. The Global Heat Flow Data-base: Release 2021. GFZ Data Services. 2021a.
<https://doi.org/10.5880/figeo.2021.014>
- Fuchs S., Beardsmore G., Chiozzi P. et al. A new database structure for the IHFC Global Heat Flow Database // International J. Terrestrial Heat Flow and Applied Geothermics. V. 4. № 1. P. 1–14. 2021b.
<https://doi.org/10.31214/ijthfa.v4i1.62>
- Gaina C., Werner S.C., Saltus R. et al. Circum-Arctic mapping project: new magnetic and gravity anomaly maps of the Arctic // Geol. Soc. Lond. Mem. V. 35. P. 39–48. 2011.
<https://doi.org/10.1144/M35.3>
- Gard M., Hasterok D. A global Curie depth model utilizing the equivalent source magnetic dipole method // Phys. Earth Planet. Inter. V. 313. 106672. 2021.
<https://doi.org/10.1016/j.pepi.2021.106672>
- Gramberg I.S., Verba V.V., Verba M.L., Kos’ko M.K. Sedimentary cover thickness map – sedimentary basins in the Arctic // Polarforschung. V. 69. P. 243–249. 1999.
- Hussein M., Mickus K., Serpa L.F. Curie point depth estimates from aeromagnetic data from Death Valley and surrounding regions, California // Pure Appl. Geophys. V. 170. P. 617–632. 2013.
<https://doi.org/10.1007/s00024-012-0557-6>
- Kumar R., Bansal A.R., Betts P.G., Ravat D. Re-assessment of the depth to the base of magnetic sources (DBMS) in Australia from aeromagnetic data using the defractal method // Geophys. J. Int. V. 225. № 1. P. 530–547. 2021.
<https://doi.org/10.1093/gji/ggaa601>
- Langel R.A., Hinze W.J. The magnetic field of the Earth’s lithosphere. Cambridge University, Cambridge, UK. 450 p. 1998.
- Laske G., Masters G., Ma Z., Pasyanos M. Update on CRUST1.0 – A 1-degree global model of Earth’s crust / Abstracts European Geoscience Union General Assembly. Vienna, Austria, 7–12 April, 2013. № EGU2013-2658. 2013.
- Lebedev S., Schaeffer A.J., Fullea J., Pease V. Seismic tomography of the Arctic region: inferences for the thermal structure and evolution of the lithosphere / Circum-Arctic lithosphere evolution / Geological Society, London, UK,

- Special Publications. V. 460. P. 419–440. 2017.
<https://doi.org/10.1144/SP460.10>
- *Levshin A.L., Schweitzer J., Weidle C., Shapiro N.M., Ritzwoller, M.H.* Surface wave tomography of the Barents Sea and surrounding regions // *Geophys. J. Int.* V. 170. P. 441–459. 2007.
<https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.2006.03285.x>
- *Li C.-F., Lu Y., Wang J.* A global reference model of Curie-point depths based on EMAG2 // *Sci. Rep.* V. 7. 45129. 2017.
<https://doi.org/10.1038/srep45129>
- *Lu Y., Li C.-F., Wang J., Wan X.* Arctic geothermal structures inferred from Curie-point depths and their geodynamic implications // *Tectonophysics*. V. 822. 229158. 2022.
<https://doi.org/10.1016/j.tecto.2021.229158>
- *Maus S., Barckhausen U., Berkenbosch H. et al.* EMAG2: A 2-arc-minute resolution Earth Magnetic Anomaly Grid compiled from satellite, airborne and marine magnetic measurements // *Geochem. Geophys. Geosyst.* V. 10. Q08005. 2009.
<https://doi.org/10.1029/2009GC002471>
- *Maus S., Yin F., Lühr H., Manoj C., Rother M., Rauberg J., Michaelis I., Stolle C., Müller R.D.* Resolution of direction of oceanic magnetic lineations by the sixth-generation lithospheric magnetic field model from CHAMP satellite magnetic measurements // *Geochem. Geophys. Geosyst.* V. 9. № 7. Q07021. 2008.
<https://doi.org/10.1029/2008GC001949>
- *Meyer B., Chulliat A., Saltus R.* Derivation and error analysis of the earth magnetic anomaly grid at 2 arc min resolution version 3 (EMAG2v3) // *Geochem. Geophys. Geosyst.* V. 18. P. 4522–4537. 2017.
<https://doi.org/10.1002/2017GC007280>
- *Núñez Demarco P., Prezzi C., Sánchez Bettucci L.* Review of Curie point depth determination through different spectral methods applied to magnetic data // *Geophys. J. Int.* V. 224. № 1. P. 17–39. 2021.
<https://doi.org/10.1093/gji/ggaa361>
- *Okubo Y., Graf R.J., Hansen R.O., Ogawa K., Tsu H.* Curie point depths of the island of Kyushu and surrounding areas, Japan // *Geophysics*. V. 50. P. 481–494. 1985.
- *Okubo Y., Matsunaga T.* Curie point depth in northeast Japan and its correlation with regional thermal structure and seismicity // *J. Geophys. Res.* V. 99. № B11. P. 22363–22371. 1994.
- *Oliveira J.T.C., Barbosa J.A., de Castro D.L., de Barros Correia P., Magalhães J.R.C., Filho O.J.C., Buarque B.V.* Precambrian tectonic inheritance control of the NE Brazilian continental margin revealed by Curie point depth estimation // *Annals. Geophys.* V. 64. № 2. GT213. 2021.
<https://doi.org/10.4401/ag-8424>
- *Olsen N., Ravat D., Finlay C.C., Kother L.K.* LCS-1: a high-resolution global model of the lithospheric magnetic field derived from CHAMP and Swarm satellite observations // *Geophys. J. Int.* V. 211. P. 1461–1477. 2017.
<https://doi.org/10.1093/gji/ggx381>
- *Pedersen H.A., Debayle E., Maupin V. et al.* Strong lateral variations of lithospheric mantle beneath cratons – example from the Baltic Shield // *Earth Planet. Sci. Lett.* V. 383. P. 164–172. 2013.
<https://doi.org/10.1016/j.epsl.2013.09.024>
- *Pirttijärvi M.* 2D Fourier domain operations, FOURPOT program. 2015. <https://wiki.oulu.fi/x/0oU7AQ/>
- *Priestley K., McKenzie D., Ho T.* A lithosphere-asthenosphere boundary – a global model derived from multimode surface-wave tomography and petrology / *Lithospheric Discontinuities* (eds. H. Yuan and B. Romanowicz) / AGU, Geophysical Monograph Series. Chapter 6. P. 111–123. 2019.
<https://doi.org/10.1002/9781119249740.ch6>
- *Ravat D., Pignatelli A., Nicolosi I., Chiappini M.* A study of spectral methods of estimating the depth to the bottom of magnetic sources from near-surface magnetic anomaly data // *Geophys. J. Int.* V. 169. P. 421–434. 2007.
<https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.2007.03305.x>
- *Salazar J.M., Vargas C.A., Leon H.* Curie point depth in the SW Caribbean using the radially averaged spectra of magnetic anomalies // *Tectonophysics*. V. 694. P. 400–413. 2017.
<https://doi.org/10.1016/j.tecto.2016.11.023>
- *Salem A., Green C., Ravat D., Singh K.H., East P., Fairhead J.D., Morgen S., Biegert E.* Depth to Curie temperature across the central Red Sea from magnetic data using the defractal method // *Tectonophysics*. V. 624–625. P. 75–86. 2014.
<https://doi.org/10.1016/j.tecto.2014.04.027>
- *Seredkina A.* S-wave velocity structure of the upper mantle beneath the Arctic region from Rayleigh wave dispersion data // *Phys. Earth Planet. Inter.* V. 290. P. 76–86. 2019.
<https://doi.org/10.1016/j.pepi.2019.03.007>
- *Tanaka A., Okubo Y., Matsubayashi O.* Curie point depth based on spectrum analysis of the magnetic anomaly data in East and Southeast Asia // *Tectonophysics*. V. 306. P. 461–470. 1999.
- *Wen L., Kang G., Bai C., Gao G.* Studies on the relationships of the Curie surface with heat flow and crustal structures in Yunnan Province, China, and its adjacent areas // *Earth Planets Space*. V. 71. 85. 2019.
<https://doi.org/10.1186/s40623-019-1063-1>

НЕКРОЛОГ

АНАТОЛИЙ СЕРГЕЕВИЧ ЛЕОНОВИЧ
(18.07.1957–22.04.2023)

DOI: 10.31857/S0016794023600618, EDN: VSRXSG



Отечественная и мировая наука потеряла одного из своих замечательных представителей. 22 апреля 2023 г. после продолжительной болезни ушел из жизни ведущий научный сотрудник Института солнечно-земной физики СО РАН, видный специалист в области физики магнитосферы Анатолий Сергеевич Леонович.

Основные научные достижения Анатолия Сергеевича связаны с развитием теории гидромагнитных волн в магнитосфере Земли. А.С. Леонович внес важный вклад в разработку теории таких волн в реалистических моделях магнитосферы, учитывающих неоднородность плазмы и магнитного поля по всем трем координатам, в том числе неоднородную кривизну силовых линий. Его ра-

боты по исследованию структуры поперечно-мелкомасштабных альвеновских волн в магнитосферной плазме, выполненные совместно с В.А. Мазуром, по праву считаются классическими. А.С. Леоновичем получены важные результаты в физике магнитогидродинамических неустойчивостей магнитосферной плазмы, играющих важную роль в передаче энергии солнечного ветра земной магнитосфере и развитии эруптивных процессов в околоземной плазме. Обширные циклы работ А.С. Леоновича посвящены изучению взаимодействия гидромагнитных волн с земной ионосферой, а также их роли в авроральных процессах. Список его работ, опубликованных в самых престижных научных изданиях, составляет более сотни наименований.

Нельзя не отметить и человеческие качества Анатолия Сергеевича. Коллеги считали его эталоном научной и человеческой порядочности, настоящим другом, на которого всегда можно положиться в трудную минуту. Он активно интересовался историей, искусством, любил ходить в туристические походы, хорошо знал природу родного края. Анатолий Сергеевич был настоящим патриотом в истинном понимании этого слова, видящим одну из основных своих задач в развитии научного потенциала Отечества.

Все мы остро чувствуем боль утраты. Эту потерю нельзя будет восполнить ничем. Наилучшей памятью Анатолию Сергеевичу будет продолжение и развитие его научной школы. Выражаем искренние соболезнования его родным и близким. Память о нем останется с нами навсегда.

*Редколлегия журнала
“Геомагнетизм и аэрономия”*

Коллеги и друзья