



ГЕОМАГНЕТИЗМ И АЭРОНОМИЯ

Проблемы солнечно-земной физики



НАУКА
— 1727 —

СОДЕРЖАНИЕ

Том 64, номер 1, 2024

Параметры корональных диммингов и их вариации в течение
24-го солнечного цикла

*А. А. Вахрушева, Ю. С. Шугай, К. Б. Капорцева,
В. Е. Еремеев, В. В. Калегаяев*

3

Влияние геометрической формы протуберанца и структуры коронального
магнитного поля на вероятность эрупции, развития вспышки
и коронального выброса

Б. П. Филиппов

13

Моделирование спектральных наблюдений эруптивного протуберанца

Ю. А. Купряков, К. В. Бычков, О. М. Белова, А. Б. Горшков, П. Котрч

23

Основные временные характеристики вариаций космических лучей
и сопутствующих параметров в магнитных облаках

*М. А. Абунина, А. В. Белов, Н. С. Шлык, А. А. Абунин,
А. А. Мелкумян, И. И. Прямушкина, В. А. Оленева, В. Г. Янке*

29

Форбуш-понижения и геомагнитные возмущения:
2. Сравнение солнечных циклов 23—24 и событий
с внезапным и постепенным началом

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

39

Спектры и анизотропия космических лучей в период GLE64

И. И. Ковалев, М. В. Кравцова, С. В. Олемской, В. Е. Сдобнов

55

Использование Q-статистики для исследования пульсирующих сияний

А. А. Чернышов, Б. В. Козелов, М. М. Могилевский

60

Сценарий формирования вихреобразных структур в предсуббуревой
дуге с учетом изменения высоты дуги в процессе ее эволюции

В. В. Сафаргалеев, Т. И. Сергиенко, А. Л. Котиков, А. В. Сафаргалеев

74

Зависимость годовой асимметрии в $NmF2$ от местного времени

В. Н. Шубин, В. И. Бадин, М. Г. Деминов, Р. Г. Деминов

93

Многолетний тренд температуры в области мезопаузы
по наблюдениям гидроксильного излучения в Звенигороде

*В. И. Перминов, Н. Н. Перцев, П. А. Далин, В. А. Семенов,
В. А. Суходоев, Ю. А. Железнов, М. Д. Орехов*

101

Отклик нижней и верхней ионосферы после извержения
вулкана Шивелуч 10.04.2023 г.

С. А. Рябова, С. Л. Шалимов

113

Исследование задержанного пампинг-эффекта в подземной лаборатории методом корреляционного анализа концентраций радона и аэроионов

*Л. Б. Безруков, И. С. Карпиков, В. В. Казалов, А. К. Межох,
С. В. Ингерман, В. В. Синёв, Н. Ю. Агафонова, Е. А. Добрынина,
Р. И. Еникеев, И. Р. Шакирьянова, В. Ф. Якушев,
Ю. Н. Ерошенко, Н. А. Филимонова*

122

Построение пространственно-временной модели главного геомагнитного поля по спутниковым данным на эпоху 2015—2020 гг.

В. Г. Петров, Т. Н. Бондарь

133

Эксперимент по долгосрочному прогнозированию геомагнитной активности на основе нелокальных корреляций

*С. М. Кортаев, В. О. Сердюк, И. В. Попова, Ю. В. Горохов,
Е. О. Киктенко, Д. А. Орехова*

141

Глубина нижней границы литосферных магнитных источников северо-востока Евразии: тепловой режим литосферы и связь с сейсмичностью

А. И. Филиппова, С. В. Филиппов

149

УДК 523.9

ПАРАМЕТРЫ КОРОНАЛЬНЫХ ДИММИНГОВ И ИХ ВАРИАЦИИ В ТЕЧЕНИЕ 24-ГО СОЛНЕЧНОГО ЦИКЛА

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

¹ Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына

Московского государственного университета

им. М. В. Ломоносова (НИИЯФ МГУ), Москва, Россия

² Физический факультет Московского государственного

университета им. М. В. Ломоносова (МГУ), Москва, Россия

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

Поступила в редакцию 16.03.2023 г.

После доработки 20.07.2023 г.

Принята к публикации 28.09.2023 г.

Исследованы параметры диммингов и их связь с корональными выбросами массы для определения расположения возможных источников выбросов на диске Солнца в ходе 24-го солнечного цикла. Использована база данных Solar Demon, в которой содержится информация по вспышкам и диммингам, полученная путем обработки изображений с космической обсерватории SDO/AIA. Из всех проанализированных диммингов 16% соотносены с корональными выбросами массы из базы данных SACTus по данным коронографа SOHO/LASCO за 2010–2018 гг. По распределению параметров установлено, что димминги, связанные с корональными выбросами массы, в среднем являются событиями с большими абсолютными величинами параметров. Между центральным углом димминга и центральным углом соотношенного с ним коронального выброса массы коэффициент корреляции равен 0.96. Для диммингов, наблюдаемых в центральной части диска Солнца, были получены коэффициенты корреляции между скоростью коронального выброса массы и параметрами димминга, близкие к 0.5. Полученные результаты могут быть использованы для моделирования распространения корональных выбросов массы и уточнения вероятности их прихода на околоземную орбиту.

DOI: 10.31857/S0016794024010017, EDN: GRSFFB

1. ВВЕДЕНИЕ

Корональный димминг наблюдается как кратковременное понижение яркости части изображения Солнца в жестком ультрафиолетовом и мягком рентгеновском излучении [Hudson et al., 1996; Kraaikamp and Verbeec, 2015]. Характерные значения времени жизни димминга составляют 50–60 мин [Dissauer et al., 2018; Chikunova et al., 2020]. Появление димминга обусловлено понижением плотности в нижней короне Солнца [Gopalswamy et al., 1999; Harrison et al., 2003], вызванным различными физическими процессами [Hudson and Webb, 1997]. Основными причинами такого понижения являются:

1) расширение корональных структур [Hudson and Webb, 1997];

2) истечение вещества, вызванное корональным выбросом массы (КВМ) [Harra and Sterling, 2001; Черток и Гречнев, 2003];

3) перераспределение плазмы вследствие прохождения ударной волны — более мелкомасштабные и короткоживущие потемнения [Harra and Sterling, 2001; Muhr et al., 2011; Veronig et al., 2018; Podladchikova et al., 2019].

Существуют также предположения о том, что понижения яркости связаны с изменениями температуры плазмы [Kraaikamp and Verbeec, 2015]. В работах [Vanninathan et al., 2018; Reinard and Biesecker, 2008] было показано, что это не может являться основной причиной появления димминга. Но тем не менее изменения температуры могут быть существенными при развитии

димминга [Черток и Гречнев, 2004]. В некоторых случаях димминги, вызываемые КВМ, могут наблюдаться по всему солнечному диску, что говорит о вовлечении крупномасштабных структур в процесс эрупции [Черток и Гречнев, 2004].

С 1974 г. в публикациях [Hansen et al., 1974; Rust and Hildner, 1976; Hudson et al., 1996] сообщалось о наблюдениях понижений плотности вещества в нижней короне и о возможной связи таких понижений с КВМ и вспышками. Более подробный анализ и расчет параметров диммингов были выполнены в работах [Reinard and Biesecker [2008], Dissauer et al. [2018, 2019], Chikunova et al. [2020], López et al. [2019]. Для исследования диммингов и вычисления их численных параметров используются разностные изображения Солнца. Фиксированные разностные изображения (*base difference images*) получают в результате вычитания начального изображения из текущего; текущие разностные изображения (*running difference images*) получают в результате вычитания предыдущего изображения из текущего [Черток и Гречнев, 2003; Kraaikamp and Verbeeck, 2015]. В работе Chertok and Grechnev [2005] показано, что для исследования диммингов надежнее использовать фиксированные разностные изображения, а не текущие разностные изображения, так как последние отражают изменения наблюдаемых структур, а не сами структуры. Исследования в разных длинах волн показали, что лучше всего димминги наблюдаются в фильтрах 211 Å, 193 Å, 171 Å, 195 Å [Dissauer et al., 2018; Chertok and Grechnev, 2003].

В пространственной структуре димминга можно выделить два типа областей по данным [Vanninathan et al., [2018], Dissauer et al., [2018].

1) ядро, первичный димминг (*core dimming*) — области оснований эруптивного магнитного жгута. Причинами таких диммингов являются расширение магнитного жгута и истощение плазмы вследствие выброса [Sterling and Hudson, 1997; Webb et al., 2000]. В этих областях содержится около 20% общего магнитного потока, но они покрывают лишь 5% площади димминга. Эти области темнее по сравнению со всем диммингом;

2) вторичный (*secondary*) димминг — область пониженного излучения, вызванная расширением соседних корональных структур и перераспределением плазмы из-за распространения возмущений, вызванных эрупцией. Это более протяженная в пространстве и менее интенсивная часть димминга.

Физическая природа диммингов, а также наблюдения их эволюции позволяют связать дим-

минги с такими явлениями, как вспышки и КВМ. Считается, что вспышечные процессы или выбросы протуберанцев и КВМ представляют собой проявления на разных высотах в солнечной короне одного и того же физического процесса [Compagnino et al., 2017]. Будучи одним из проявлений эруптивного процесса, явление димминга может дать информацию о ранней фазе развития КВМ. Связь между КВМ и диммингами во времени и пространстве подтверждается в работе [Dissauer et al., 2019]. Если КВМ связан с корональным источником на видимой нам стороне Солнца, то возможно появление димминга на фоне солнечного диска. Если же источник КВМ находится на обратной стороне Солнца, то в лучшем случае димминг, который мы сможем соотнести с КВМ во времени и пространстве, будет наблюдаться над лимбом Солнца.

В работах [Dissauer et al. [2018, 2019] были исследованы корреляции между параметрами димминга и параметрами соотнесенных с ними вспышек и КВМ. Коэффициенты корреляции для зависимостей максимальной скорости КВМ от скорости изменения площади димминга, средней яркости димминга, скорости изменения магнитного потока в области димминга были равны 0.6–0.7. Наблюдения выборки диммингов над лимбом с другого ракурса с космического аппарата STEREO, по данным [Chikunova et al. [2020] (выборка пересекается с выборкой [Dissauer et al. [2019]), дают примерно такие же коэффициенты корреляции, но в этой работе показано, что максимальная скорость КВМ лучше коррелирует со скоростью изменения площади димминга и со скоростью изменения яркости димминга.

Целью данной работы является исследование параметров диммингов в ходе солнечного цикла и их соотношения с КВМ для определения расположения возможных источников КВМ на диске Солнца. Данную информацию предполагается в дальнейшем использовать для моделирования КВМ в режиме, близком к реальному времени, и для оценки вероятности прихода КВМ на околоземную орбиту. Для этого мы использовали и анализировали существующие базы данных диммингов и КВМ, пополняемые в режиме, близком к реальному времени, за период с 2010 по 2018 гг. (24-й солнечный цикл).

2. ДАННЫЕ

В нашем исследовании мы использовали данные из базы Solar Demon [Kraaikamp and Verbeeck, 2015], в которой рассчитываются и сохраняются

параметры вспышек и диммингов с мая 2010 г. и до настоящего времени (<https://www.sidc.be/solardemon/>). Обновление каталога происходит в режиме, близком к реальному времени (с задержкой в 15 мин). Димминги выявляются при обработке изображений Солнца, получаемых с космической обсерватории SDO/AIA [Hurlburt et al., 2012] на длине волны 211 \AA , а солнечных вспышек — на длине волны 94 \AA . Параметры событий рассчитываются с частотой раз в 2 мин. Обнаружение димминга происходит с использованием текущих разностных изображений, а расчет его параметров — с использованием базовых разностных изображений. Для анализа были выбраны следующие параметры диммингов: продолжительность димминга (разность времени окончания и времени начала димминга), минимум полной яркости в $DN/s \cdot 10^3$ (где DN/s — цифровые отсчеты в секунду; полная яркость рассчитывается как разность в яркости между ее значением в данный момент времени и начальным значением по всем пикселям, в которых в данный момент наблюдается потемнение), максимальный скачок полной яркости за минуту в DN/s^2 , координаты геометрического центра димминга на диске Солнца, широта и долгота центра димминга, максимальная площадь в $\text{км}^2 \cdot 10^9$, скорость роста площади в $\text{км}^2/\text{с} \cdot 10^9$. Параметры рассчитываются автоматически в базе данных. Мы рассчитываем средние и максимальные значения с момента, когда начинает определяться данный параметр, и до конца времени димминга. Скорости изменения параметров рассчитываются с момента, когда начинает определяться данный параметр, и до момента, когда он достигает своего максимального значения. Для яркости начальным моментом мы считаем момент, когда яркость падает ниже $0.5 DN/s \cdot 10^3$.

Данные о КВМ были получены из базы данных системы автоматического детектирования SACTus — Computer Aided CME Tracking (<https://www.sidc.be/cactus>), [Robbrecht and Berghmans, 2009]. В системе рассчитаны следующие параметры КВМ: время начала t_0 , позиционный угол pa , угловая ширина da КВМ в коронографе, средняя скорость v выброса в плоскости изображения с коронографа. Позиционный угол — угол, отсчитываемый против часовой стрелки от направления на север до основного направления распространения КВМ (середины его углового профиля).

По данным [Robbrecht et al. [2009], Yashiro et al. [2008], в каталоге SACTus приведено значительное количество узких КВМ, и часть их являются ложными. Поэтому события из базы

данных SACTus нами дополнительно обрабатывались [Shugay et al., 2022]. Чтобы снизить вероятность учета одного и того же КВМ как нескольких, все события, начинающиеся в одно и то же время в пределах 50 мин и с перекрывающимися углами, объединяются. Если один из КВМ является гало или частичным гало, то выбираются параметры этого КВМ. В другом случае угловой растров результата объединения рассчитывается по крайним точкам общего углового профиля, а позиционный угол КВМ рассчитывается как середина этого углового профиля. После слияния из анализа исключаются узкие события: экваториальные КВМ с углом раствора менее 30° и полярные КВМ с углом раствора менее 60° . Событие считается экваториальным, если позиционный угол КВМ находится в промежутке от 60° до 120° или от 240° до 300° , если нет, то событие считается полярным. Этот отбор направлен на то, чтобы по возможности выбрать такие КВМ, которые с большей вероятностью придут к Земле.

КВМ считался соответствующим диммингу, если он зарегистрирован позже него, но не позднее двух часов. Также для установления соответствия была проведена проверка по местоположению КВМ и димминга. КВМ наблюдается на коронографе, а димминг — на диске Солнца. В качестве пространственного параметра, позволяющего связать два события, мы выбрали позиционный угол (рис. 1). Для КВМ угол рассчитывается автоматически системой SACTus. Для димминга угол рассчитывается между радиус-вектором из центра Солнца к геометрическому центру димминга на диске Солнца и направлением на север против часовой стрелки. КВМ считается связанным с диммингом, если различие их позиционных углов не превышает 90° . Если угловой растров КВМ более 180° либо димминг находился близко к центру диска (расстояние от геометрического центра димминга менее 0.25 радиусов Солнца), то димминги и КВМ считались связанными без этой проверки и события сразу попадали в базу [Shugay et al., 2022].

Для исследования были выбраны данные за 2010–2018 гг. Из анализа нами были исключены димминги, которые фиксируются в Solar Demon только над лимбом, то есть их площадь на диске Солнца равна нулю, слабые события, то есть димминги с яркостью менее $0.5 DN/s \cdot 10^3$, события с медленно меняющимися яркостью и площадью (нулевыми производными) или с продолжительностью менее 10 мин. Всего в Solar Demon зарегистрировано 7094 димминга за 2010–2018 гг., 25% этих событий находится за

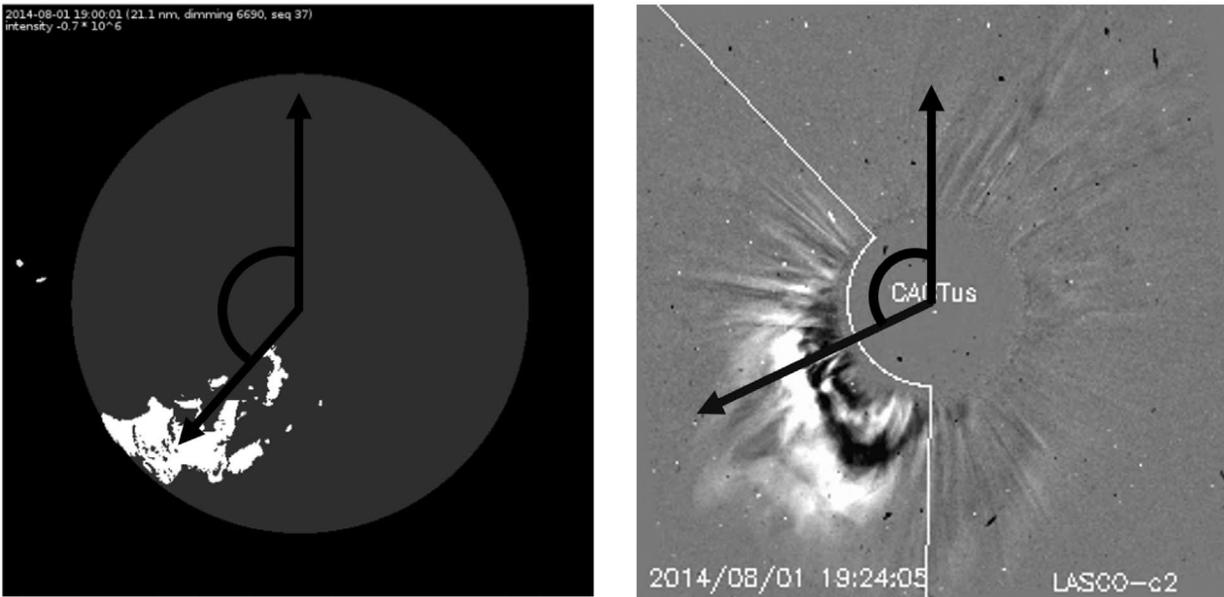


Рис. 1. Расчет позиционного угла для димминга (слева) и КВМ (справа).

лимбом Солнца. По нашим критериям было отобрано 3696 диммингов, из них 605 (16%) соотнесены с отобранными КВМ (по описанному выше алгоритму).

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

Были проанализированы статистические распределения параметров диммингов. Распределения яркости и параметров, связанных с производной яркости, площади и ее производной, продолжительности димминга, хорошо аппроксимируются плотностью логнормального распределения $f(x)$:

$$f(x) = \frac{1}{x\sqrt{2\pi\sigma^2}} \exp\left(-\frac{(\ln x - \mu)^2}{2\sigma^2}\right),$$

где μ и σ^2 — величины, характеризующие среднее и стандартное отклонения, выражаются следующими формулами:

$$\mu = \ln \frac{\overline{X_n}^2}{\sqrt{\overline{X_n}^2 + s_n^2}}; \quad \sigma^2 = \ln \left(\frac{s_n^2}{\overline{X_n}^2} + 1 \right),$$

и получены из оценок среднего значения $\overline{X_n}$ и исправленной дисперсии s_n^2 .

Почти для всех логнормально распределенных параметров значения максимумов распределения для диммингов, соотнесенных с КВМ, сдвинуты в сторону больших абсолютных значений, чем для всей выборки за эти же годы (рис. 2). Пик распределения продолжительности

димминга находится на значении 31.5 ± 0.5 мин для всей выборки и 44.7 ± 0.6 мин для диммингов, связанных с КВМ. В среднем КВМ соответствуют более мощным диммингам по совокупности всех параметров.

В максимуме солнечной активности наблюдается больше событий, чем в минимуме. За 2012–2014 гг. зарегистрировано 2309 диммингов (62% от общего числа), за 2017–2018 гг. — всего 47 диммингов (чуть более 1%). Количество диммингов резко падает на спаде солнечной активности: в 2016 г. диммингов наблюдалось почти в 8 раз меньше, чем в 2014 г. При этом количество всплесков падает так же быстро, тогда как количество КВМ уменьшается медленнее: за 2016 г. наблюдалось в 3 раза меньше КВМ, чем за 2014 г. (рис. 3). В максимуме солнечной активности увеличиваются амплитуды параметров. Яркость диммингов может достигать значений порядка $7000 \text{ DN/s} \cdot 10^3$ в максимуме цикла (в минимуме цикла минимальное достигнутое значение — порядка $300 \text{ DN/s} \cdot 10^3$), площади $700 \text{ km}^2 \cdot 10^9$, продолжительности до 8 ч. Распределение диммингов по широте в зависимости от хода солнечного цикла показало, что в большинстве своем они происходят на типичных широтах активных областей, причем в течение цикла области диммингов сдвигаются ближе к экватору (рис. 4) — аналог диаграммы Маундера [Ternullo, 2007].

Чтобы понять, можно ли рассматривать разные параметры димминга как независимые, мы исследовали корреляционные зависимости между ними. Так как параметры распределены лог-

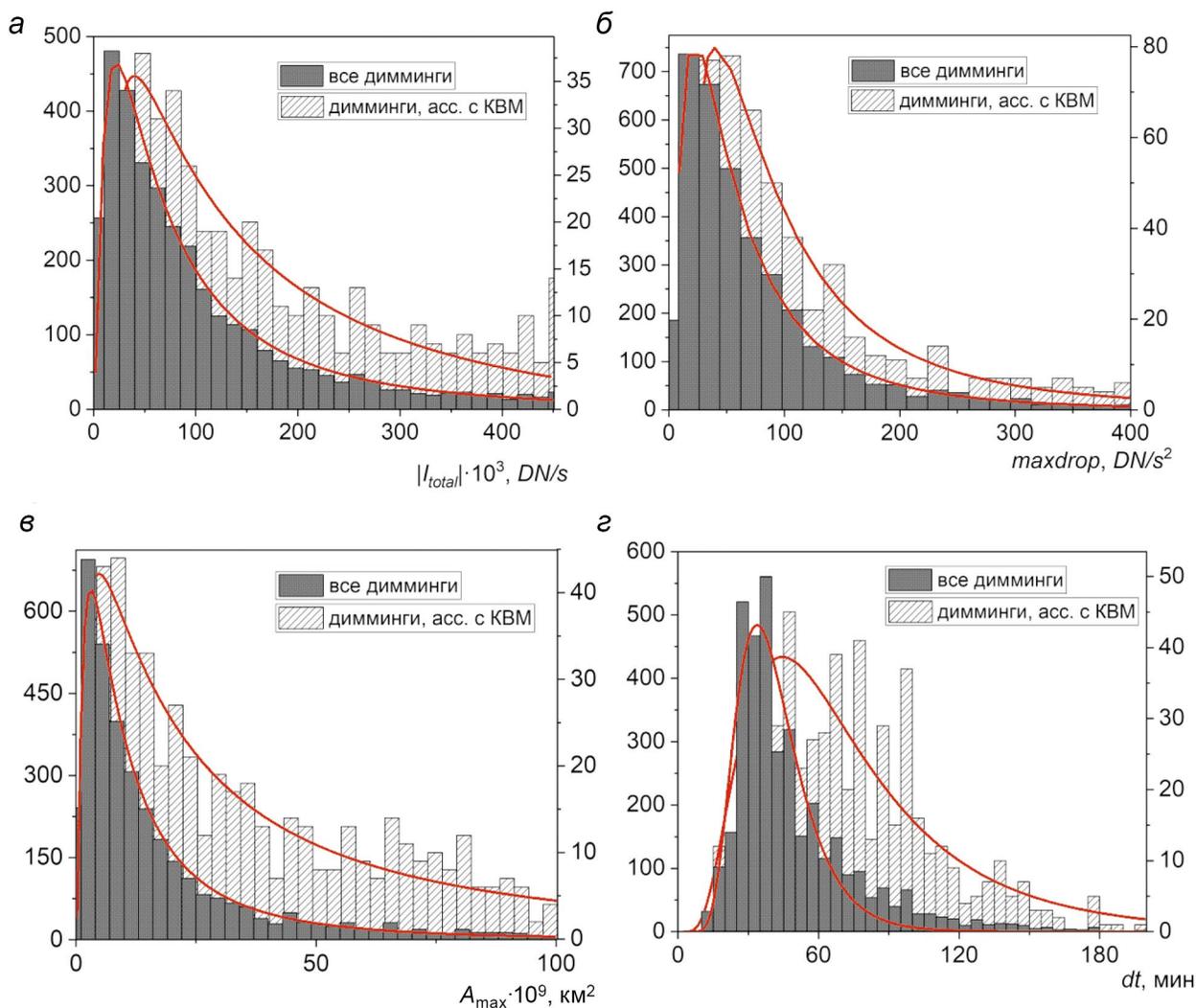


Рис. 2. Гистограммы распределения параметров димминга: (а) – максимального значения модуля полной яркости; (б) – максимального скачка яркости; (в) – максимальной площади; (г) – продолжительности димминга. По оси Y слева отложено количество событий для всех диммингов (черные столбцы), справа – количество событий для диммингов, соотнесенных с КВМ (заштрихованные столбцы). Кривые обозначают аппроксимацию плотностью логнормального распределения.

нормально, был рассчитан ранговый коэффициент корреляции Спирмена. Также были исследованы линейные зависимости в логарифмическом пространстве: $\lg y = k \lg x + m$ – и рассчитан коэффициент корреляции Пирсона для логарифмов параметров. Многие параметры димминга оказались связаны между собой: производная площади и максимальная площадь, максимальный скачок яркости и полная яркость, максимальная площадь и полная яркость, продолжительность и полная яркость. Для этих параметров рассчитанные коэффициенты корреляции Спирмена и Пирсона превышали значение 0.7.

Исходя из предположений о связи диммингов и КВМ, мы провели сопоставление скорости КВМ и параметров димминга в целях обнаружения корреляционных зависимостей. В качестве параметра скорости было выбрано значение средней скорости, определяемое в коронографе по данным SACTus. Построены зависимости скорости КВМ от максимальной площади димминга, полной яркости димминга (рис. 5), максимального скачка яркости и т.д. Однако не было обнаружено значимой корреляции между исследуемыми параметрами из выбранных баз данных по всей выборке (коэффициент корреляции

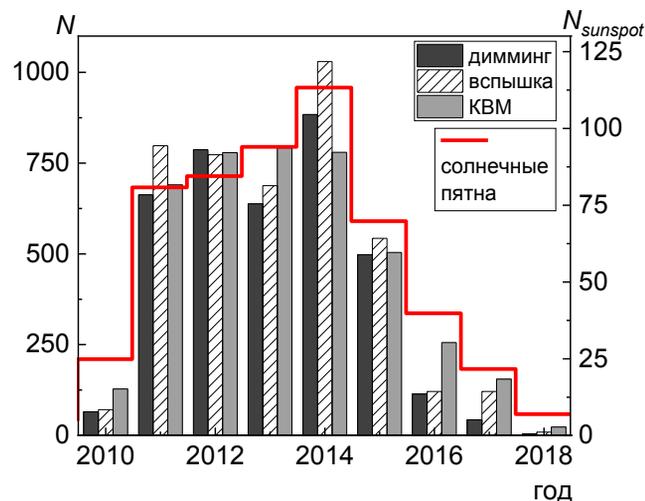


Рис. 3. Вариации событий солнечной активности по годам. По оси Y слева отложено количество событий (диммингов, вспышек, КВМ), справа – усредненное за год число солнечных пятен по данным WDC-SILSO (<https://www.sidc.be/silso/datafiles>).

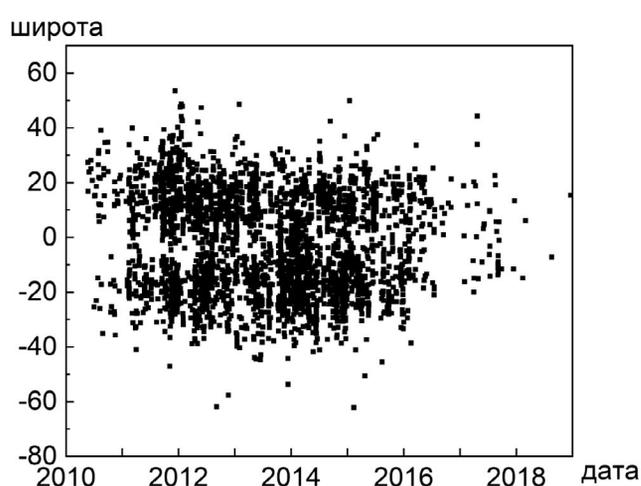


Рис. 4. Зависимость средней широты димминга от времени за 2010–2018 гг.

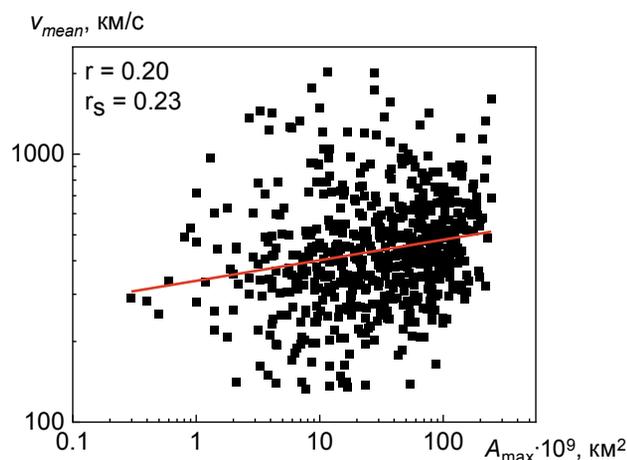


Рис. 5. Зависимость средней скорости КВМ в коронографе от максимальной площади димминга для всех соответствующих КВМ и диммингов. Прямая обозначает линейную зависимость логарифмов параметров.

Спирмена достигает лишь 0.3). В работах, в которых проводились аналогичные исследования на других данных [Dissauer et al., 2019; Chikunova et al., 2020], выборка была ограничена, например, по местоположению димминга на диске Солнца.

Если ограничить нашу выборку событий только центральной частью диска Солнца от -10° до 10° долготы и от -15° до 15° широты, останется 45 событий диммингов, соотнесенных

с КВМ. Для этих событий коэффициент корреляции Спирмена между средней скоростью КВМ и полной яркостью димминга составляет 0.54. Также наблюдаются корреляции между средней скоростью КВМ и максимальным скачком яркости димминга: коэффициент корреляции Спирмена 0.56; и между средней скоростью КВМ и максимальной площадью димминга: коэффициент корреляции Спирмена составляет 0.57. Коэффициенты корреляции Пирсона между логарифмами параметров, приведенных выше, составляют примерно 0.5 (рис. 6).

Для исследования пространственной связи димминга и КВМ были выбраны такие параметры, как угол направления на центр димминга и позиционный угол КВМ. Коэффициент корреляции Пирсона между углами димминга и КВМ составляет 0.96 (рис. 7). Так как угол периодичен, некоторые точки сдвинуты на 360° . Полученный результат связан с алгоритмом отбора — при сопоставлении событий КВМ и диммингов проводится проверка по углу, разность должна быть не более 90° . Следует отметить, что у большинства событий (72%) различие углов лежит в пределах 45° .

4. ОБСУЖДЕНИЕ

Как отмечалось выше, на фазе спада солнечного цикла в 2016–2018 гг. наблюдается значительное снижение числа диммингов, тогда как количество КВМ уменьшается не так быстро (рис. 3). Сравнение годового количества вспышек по каталогам GOES и Solar Demon показало, что падение количества событий в минимуме

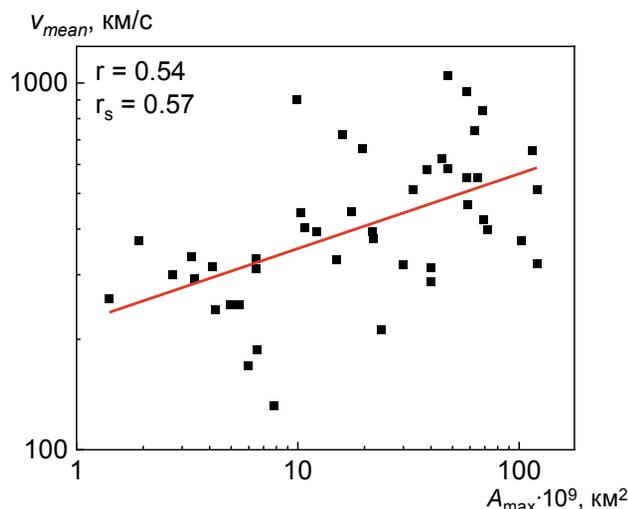


Рис. 6. Зависимость средней скорости КВМ в коронографе от максимальной площади димминга. Расчет сделан для выборки диммингов из центральной области диска Солнца. Прямая обозначает линейную зависимость логарифмов параметров.

происходит почти так же сильно, как и для диммингов: количество вспышек снижается в 2016 г. по сравнению с 2014 г. в 6 раз по GOES и в 8 раз по Solar Demon. Аналогично было проведено сравнение годового количества КВМ по данным каталогов SACTus и CDAW (Coordinated Data Analysis Workshop). Сравнивались КВМ после объединения событий из SACTus по нашему алгоритму и без событий с угловой шириной менее 20° в обоих каталогах. Количество КВМ за 2016 г. по сравнению с 2014 г. падает в 3 раза по SACTus и в 2.3 раза по CDAW. Количество событий на спаде солнечной активности в базе CDAW значительно больше, чем в SACTus. Похожие результаты для спада количества вспышек и КВМ в минимуме цикла были получены в работах [Comagnano et al. [2017], Rodkin et al. [2018], Lamu et al. [2019]]. Количество эруптивных протуберанцев — одного из возможных источников КВМ — резко снижается к минимуму солнечного цикла, как показано на данных за 23-й цикл в работе [Gopalswamy et al., 2012]. Одной из причин сильного падения количества вспышек на спаде солнечной активности может являться снижение яркости вспышек и связанная с этим сложность их наблюдения.

Возможно, причина малого количества диммингов связана с критериями регистрации диммингов, которые сложнее выделить на фоне сниженной яркости солнечного диска в период спада и минимума солнечного цикла на длине вол-

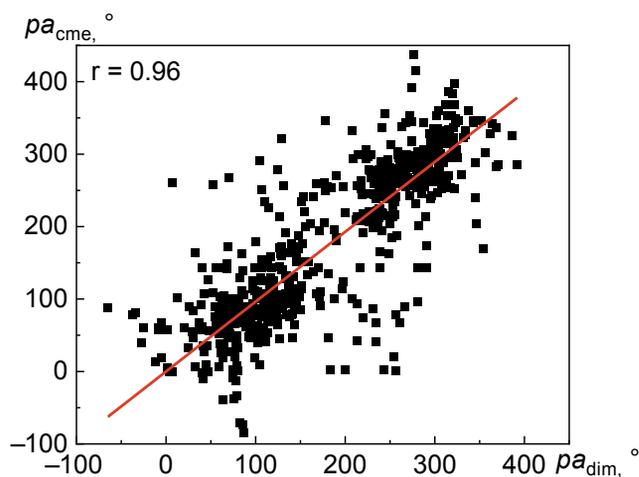


Рис. 7. Зависимость позиционного угла КВМ от позиционного угла димминга. Прямая обозначает линейную зависимость параметров.

ны 211 \AA . В работе [Shugai [2021]] обсуждается улучшение качества определения границ корональных дыр (объектов пониженной интенсивности) при изменении параметров порогового алгоритма с учетом сильного снижения яркости изображения солнечного диска, получаемого с SDO/AIA на длине волны 211 \AA , ближе к минимуму солнечного цикла. В отличие от вспышек и диммингов слабые КВМ, скорее всего, продолжают хорошо определяться в коронографе на фоне более спокойной солнечной короны в минимуме солнечного цикла.

Как отмечалось выше, для всей выборки корреляций между скоростью КВМ и параметрами димминга обнаружено не было (пример — см. рис. 5, коэффициент корреляции Спирмена 0.3, коэффициент корреляции Пирсона между логарифмами параметров 0.24). Приведенные в работах [Dissauer et al. [2019], Chikunova et al. [2020]] корреляции были получены на других данных. В работе [Dissauer et al. [2019]] авторы использовали наблюдения из двух точек за период времени с мая 2010 г. до сентября 2012 г.: данные SDO для анализа диммингов на диске Солнца и данные STEREO для анализа КВМ. В работе [Chikunova et al. [2020]] данные STEREO за тот же период времени используются для анализа и диммингов, и КВМ. Также авторы использовали собственные методы обработки изображений и расчета параметров. В работе [Dissauer et al. [2018]] описан более жесткий алгоритм отбора: в выборку попадают только димминги, сопоставленные с КВМ типа гало и EUV-волнами, лежащие в пре-

делах 40° от центрального меридиана. Как параметр, характеризующий скорость КВМ, в этих работах была выбрана максимальная скорость КВМ.

[Dissauer et al. [2019], Mason et al. [2016], Jin et al. [2022] получили, что скорость КВМ хорошо коррелирует не с параметрами 1-го порядка — яркостью и площадью, а с параметрами 2-го порядка: скоростью падения яркости, скоростью увеличения площади. При этом [Dissauer et al. [2019] получили, что скорость КВМ лучше коррелирует с яркостью димминга (коэффициент корреляции Пирсона между логарифмами параметров — 0.68). В нашей работе (для выборки диммингов из центральной области диска Солнца) коэффициенты корреляции Спирмена между скоростью и яркостью и между скоростью и максимальным скачком яркости не сильно отличаются: они равны 0.54 и 0.56 соответственно. Коэффициенты корреляции Пирсона между логарифмами параметров равны 0.5. Примерная оценка скорости КВМ, по данным каталога Solar Demon, возможна только для диммингов, расположенных в центральных областях диска Солнца. Такая оценка может быть полезна, так как не все КВМ с источниками в центре диска видно в коронографе. Для таких КВМ сложно установить соответствие с другими проявлениями солнечной активности: вспышками, протуберанцами, радиоизлучением [Lamy et al., 2019]. Возможно, полученные корреляции между параметрами диммингов, расположенных в центральных областях Солнца, и КВМ можно будет использовать для моделирования некоторых КВМ, которые не наблюдаются в коронографе, по параметрам димминга. В дальнейших исследованиях предполагается проанализировать такие события.

Метод ассоциации диммингов и КВМ по их угловому местоположению на диске и в короне Солнца позволяет достичь того, что для большинства событий (72%) различие углов лежит в пределах 45° . Этот результат планируется использовать для уточнения направления распространения КВМ в гелиосфере при прогнозировании вероятности и времени прихода КВМ к Земле. Например, при моделировании КВМ с использованием модели конуса [Xie et al., 2004] координаты димминга можно использовать для определения координат коронального источника КВМ.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе исследованы вариации количества и параметров диммингов в 24-м цикле солнечной активности. Всего за период с 2010 по 2018 г. наблюдалось и было отобрано для исследования

3696 диммингов. Это составило 52% общего числа зарегистрированных диммингов в базе данных Solar Demon. Для 605 событий была установлена взаимосвязь между КВМ и диммингами.

1. Вариации диммингов и КВМ в ходе солнечного цикла сильнее различаются ближе к минимуму: количество диммингов падает почти в 8 раз в 2016 г. по сравнению с 2014 г., а КВМ — в 3 раза. Таким образом, к установлению соответствия между диммингами и КВМ для выявления направленных в сторону Земли КВМ надо подходить аккуратно в минимуме солнечной активности.

2. Анализ распределений параметров показывает, что димминги, соотнесенные с КВМ, в среднем являются событиями с большими абсолютными значениями параметров, т.е. более мощными и более продолжительными по времени.

3. Для диммингов, наблюдаемых в центральной области солнечного диска (от -10° до 10° долготы и от -15° до 15° широты) получено, что коэффициент корреляции Спирмена между средней скоростью КВМ и полной яркостью димминга составляет 0.54, между средней скоростью КВМ и максимальным скачком яркости димминга — 0.56, между средней скоростью КВМ и максимальной площадью димминга — 0.57. Выявленные корреляции можно будет в дальнейшем использовать для приблизительной оценки скорости КВМ по параметрам диммингов, наблюдаемых в центральной части диска Солнца.

4. Коэффициент корреляции Пирсона между позиционным углом димминга и позиционным углом КВМ составляет 0.96. Пространственная связь димминга и КВМ может быть использована для моделирования распространения КВМ, так как дает информацию о предположительных координатах источника КВМ на диске Солнца.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят рецензентов за ценные советы и предложения. Авторы выражают благодарность коллективам проектов SDO/AIA, SOHO/LASCO, GOES, а также составителям каталогов Solar Demon и CACTus (SIDC, Royal Observatory of Belgium, Brussels), Sunspot number data (WDC-SILSO, Royal Observatory of Belgium, Brussels), CDAW CME catalog (CDAW Data Center, NASA and The Catholic University of America in cooperation with the Naval Research Laboratory) за предоставление доступа к данным.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

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

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- *Чертюк И.М., Гречнев В.В.* Крупномасштабные “димминги”, вызываемые корональными выбросами массы на Солнце, по данным SOHO/EIT в четырех линиях крайнего УФ-диапазона // *Астрон. журн.* Т. 80. № 11. С. 1013–1025. 2003.
- *Чертюк И.М., Гречнев В.В.* Некоторые проявления крупномасштабной активности на солнечном диске в связи с корональными выбросами массы // *Солнечно-земная физика.* Т. 6. С. 101–103. 2004.
- *Chertok I.M., Grechnev V.V.* Manifestations of CME-associated dimmings at four EUV wavelengths of SOHO/EIT // *International Solar Cycle Studies Symposium 2003 “Solar Variability as an Input to the Earth’s Environment”, Tatranská Lomnica, Slovakia, 23–28 June 2003.* Ed. A. Wilson. ESA SP-535
- *Chertok I.M., Grechnev V.V.* Large-scale activity in the Bastille Day 2000 solar event // *Sol. Phys.* V. 229. P. 95–114. 2005.
DOI: 10.1007/s11207-005-3654-1
- *Chikunova G., Dissauer K., Podladchikova T., Veronig A.M.* Coronal dimmings associated with coronal mass ejections on the solar limb // *Astrophys. J.* V. 896. P. 17–33. 2020.
DOI: 10.3847/1538-4357/ab9105
- *Compagnino A., Romano P., Zucarello F.* A statistical study of CME properties and of the correlation between flares and CMEs over solar cycles 23 and 24 // *Sol. Phys.* V. 292. A5. 2017.
DOI: 10.1007/s11207-016-1029-4
- *Dissauer K., Veronig A.M., Temmer M., Podladchikova T., Vanninathan K.* Statistics of coronal dimmings associated with coronal mass ejections. I. Characteristic dimming properties and flare association // *Astrophys. J.* V. 863. P. 169–188. 2018.
DOI: 10.3847/1538-4357/aad3c6
- *Dissauer K., Veronig A.M., Temmer M., Podladchikova T.* Statistics of coronal dimmings associated with coronal mass ejections. II. Relationship between coronal dimmings and their associated CMEs // *Astrophys. J.* V. 874. P. 123–137. 2019.
DOI: 10.3847/1538-4357/ab0962
- *Gopalswamy N., Kaiser M.L., MacDowall R.J., Reiner M.J., Thompson B.J., St. Cyr O.C.* Dynamical phenomena associated with a coronal mass ejection // *AIP Conference Proceedings.* V. 471. P. 641–644. 1999.
- *Gopalswamy N., Yashiro S., Mäkelä P., Michalek G., Shibasaki K., Hathaway D.H.* Behavior of solar cycles 23 and 24 revealed by microwave observations // *Astrophys. J. Lett.* V. 750. L42. 2012.
DOI: 10.1088/2041-8205/750/2/L42
- *Hansen R.T., Garcia C.J., Hansen S.F., Yasukawa E.* Abrupt depletions of the inner corona // *Pub. Astron. Soc. Pacific.* V. 86. P. 500–515. 1974.
DOI: 10.1086/129638
- *Harra L.K., Sterling A.C.* Material outflows from coronal intensity “dimming regions” during coronal mass ejection onset // *Astrophys. J. Lett.* V. 561 L215–L218. 2001.
DOI: 10.1086/324767
- *Harrison R.A., Bryans P., Simnett G.M., Lyons M.* Coronal dimming and the coronal mass ejection onset // *Astron. Astrophys.* V. 400. P. 1071–1083. 2003.
DOI: 10.1051/0004-6361:20030088
- *Hudson H.S., Acton L.W., Freeland S.L.* A long-duration solar flare with mass ejection and global consequences // *Astrophys. J.* V. 470 P. 629–635. 1996.
DOI: 10.1086/177894
- *Hudson H.S., Webb D.F.* Soft X-ray signatures of coronal ejections // *Geophys. Monogr. Ser.* V. 99. Eds. N. Crooker, J. A. Joselyn, J. Feynman. P. 27–38. Washington, AGU. 1997.
DOI: 10.1029/GM099p0027
- *Hurlburt N., Cheung M., Schrijver C., et al.* Heliophysics event knowledgebase for the Solar Dynamics Observatory (SDO) and beyond // *Sol. Phys.* V. 275 P. 67–78. 2012.
DOI: 10.1007/s11207-010-9624-2
- *Jin M., Cheung M.C.M., DeRosa M.L., Nitta N.V., Schrijver C.J.* Coronal mass ejections and dimmings: a comparative study using MHD simulations and SDO observations // *Astrophys. J.* V. 928. № 2. P. 154–165. 2022.
DOI: 10.3847/1538-4357/ac589b
- *Kraaikamp E., Verbeeck C.* Solar Demon — an approach to detecting flares, dimmings and EUV waves on SDO/AIA images // *J. Space Weather Spac.* V. 5 A18. 2015.
DOI: 10.1051/swsc/2015019
- *Lamy P.L., Floyd O., Boclet B., Wójcik J., Gilardy H., Barlyaeva T.* Coronal mass ejections over solar cycles 23 and 24 // *Space Sci. Rev.* V. 215. A39. 2019.
DOI: 10.1007/s11214-019-0605-y
- *López F.M., Cremades H., Balmaceda L.A., Nuevo F.A., Vásquez A.M.* Estimating the mass of CMEs from the analysis of EUV dimmings // *Astron. Astrophys.* V. 627 A8. 2019.
DOI: 10.1051/0004-6361/201834163
- *Mason J.P., Woods T.N., Webb D.F., Thompson B.J., Colaninno R.C., Vourlidas A.* Relationship of EUV irradiance coronal dimming slope and depth to coronal mass ejection speed and mass // *Astrophys. J.* V. 830. № 1. P. 20–31. 2016.
DOI: 10.3847/0004-637X/830/1/20
- *Muhr N., Veronig A.M., Kienreich I.W., Temmer M., Vršnak B.* Analysis of characteristic parameters of large-scale coronal waves by the Solar-Terrestrial Relations Observatory / Extreme Ultraviolet Imager // *Astrophys. J.* V. 739. № 2. A. 89. 2011.
DOI: 10.1088/0004-637X/739/2/89
- *NASA Interactive Multi-Instrument Database of Solar Flares* <https://data.nas.nasa.gov/helio/portals/solarflares/>
- *NASA SOHO LASCO CME CATALOG — CDAW DATA CENTER.* https://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/
- *Podladchikova T., Veronig A.M., Dissauer K., Temmer M., Podladchikova O.* Three-dimensional reconstructions of extreme-ultraviolet wave front heights and their influence on wave kinematics // *Astrophys. J.* V. 877. № 2. A. 68. 2019.
DOI: 10.3847/1538-4357/ab1b3a

- *Reinard A.A., Biesecker D.A.* Coronal mass ejection — associated coronal dimmings // *Astrophys. J.* V. 674. P. 576–585. 2008.
DOI: 10.1086/525269
- *Robbrecht E., Berghmans D., Van der Linden R.A.M.* Automated LASCO CME catalog for solar cycle 23: are CMEs scale invariant? // *Astrophys. J.* V. 691. № 2. P. 1222–1234. 2009.
DOI: 10.1088/0004-637X/691/2/1222
- *Rodkin D., Slemzin V., Zhukov A.N., Goryaev F., Shugay Y., Veselovsky I.* Single ICMEs and complex transient structures in the solar wind in 2010–2011 // *Sol. Phys.* V. 293. A. 78. 2018.
DOI: 10.1007/s11207-018-1295-4
- *Rust D.M., Hildner E.* Expansion of an X-ray coronal arch into the outer corona // *Sol. Phys.* V. 48. P. 381–387. 1976.
DOI: 10.1007/BF00152003
- *Shugai Y.S.* Analysis of quasistationary solar wind stream forecasts for 2010–2019 // *Russian Meteorology and Hydrology.* V. 46. P. 172–178. 2021.
DOI: 10.3103/s1068373921030055
- *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. № 11. P. 565–585. 2022.
DOI: 10.3390/universe8110565
- *Solar Influences Data Analysis Center (Royal Observatory of Belgium) Solar Demon — Flares, Dimmings and EUV waves event detection.*
<https://www.sidc.be/solardemon/>
- *Solar Influences Data Analysis Center (Royal Observatory of Belgium) CACTus CME Homepage.*
<https://www.sidc.be/cactus/>
- *Solar Influences Data Analysis Center (Royal Observatory of Belgium) Sunspot Number | SILSO* <https://www.sidc.be/silso/datafiles>
- *Sterling A.C., Hudson H.S.* Yohkoh SXT observations of X-ray “dimming” associated with a halo coronal mass ejection // *Astrophys. J.* V. 491. № 1. P. L55–L58. 1997.
DOI: 10.1086/311043
- *Ternullo M.* Looking inside the butterfly diagram // *Astronomische Nachrichten.* V. 328. № 10. P. 1023–1026. 2007.
DOI: 10.1002/asna.200710868
- *Vanninathan K., Veronig A.M., Dissauer K., Temmer M.* Plasma diagnostics of coronal dimming events // *Astrophys. J.* V. 857. P. 62–83. 2018.
DOI: 10.3847/1538-4357/aab09a
- *Veronig A.M., Podladchikova T., Dissauer K., Temmer M., Seaton D.B., Long D., Guo J., Vršnak B., Harra L., Kliem B.* Genesis and impulsive evolution of the 2017 September 10 coronal mass ejection // *Astrophys. J.* V. 868. № 2. A. 107. 2018.
DOI: 10.3847/1538-4357/aaeac5
- *Webb D.F., Lepping R.P., Burlaga L.F., DeForest C.E., Larson D.E., Martin S.F., Plunkett S.P., Rust D.M.* The origin and development of the May 1997 magnetic cloud // *J. Geophys. Res.* V. 105. № A12. P. 27251–27260. 2000.
DOI: 10.1029/2000JA000021
- *Xie H., Ofman L., Lawrence G.* Cone model for halo CMEs: application to space weather forecasting // *J. Geophys. Res.* V. 109. A03109. 2004. doi 10.1029/2003JA010226
- *Yashiro S., Michalek G., Gopalswamy N.* A comparison of coronal mass ejections identified by manual and automatic methods // *Ann. Geophysicae.* V. 26. № 10. P. 3103–3112. 2008.
DOI: 10.5194/angeo-26-3103-2008

Coronal dimming parameters and their variations in the 24th solar cycle

A. A. Vakhrusheva^{1,2,*}, Yu. S. Shugay¹, K. B. Kaportseva^{1,2},
V. E. Ereemeev¹, V. V. Kalegaev^{1,2}

¹Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics Lomonosov Moscow State University (SINP MSU), Moscow, Russia

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

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

We analyzed coronal dimming parameters and their relation to coronal mass ejections to determine the location of possible ejections sources on the solar disk in the 24th solar cycle. We used Solar Demon database that contains flares and dimmings parameters obtained from SDO/AIA image. Coronal mass ejections from the CACTus database were associated with 16% of all the dimmings for the period 2010–2018. On average, dimmings associated with coronal mass ejections are events with large absolute parameter values. Correlation coefficient between dimming position angle and associated coronal mass ejection position angle is 0.96. Correlation coefficients between the coronal mass ejection speed and dimming parameters are close to 0.5 for dimmings in the central region of the solar disk. Obtained results can be used to model coronal mass ejections propagation and to define the probability of their arrival in near-Earth space.

ВЛИЯНИЕ ГЕОМЕТРИЧЕСКОЙ ФОРМЫ ПРОТУБЕРАНЦА И СТРУКТУРЫ КОРОНАЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ВЕРОЯТНОСТЬ ЭРУПЦИИ, РАЗВИТИЯ ВСПЫШКИ И КОРОНАЛЬНОГО ВЫБРОСА

© 2024 г. Б. П. Филиппов

*Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н. В. Пушкова РАН (ИЗМИРАН), Москва, Троицк, Россия
e-mail: bfilip@izmiran.ru*

Поступила в редакцию 17.07.2023 г.
После доработки 23.08.2023 г.
Принята к публикации 28.09.2023 г.

Условия равновесия магнитного жгута, в котором содержится протуберанец, зависят от свойств окружающего магнитного поля короны и геометрии самого жгута. Эрупция протуберанца обычно связывается с потерей устойчивости во внешнем поле при достижении высоты, выше которой индекс убывания поля превышает критическое значение развития эруптивной неустойчивости. Для жгутов с осью в виде прямой линии или окружности критическое значение индекса убывания поля лежит в пределах 1.0–1.5. На основании экстраполяции магнитного поля в короне по данным измерений поля в фотосфере можно было бы строить прогноз вероятности эрупции конкретного протуберанца. Однако учет того, что концы магнитного жгута укоренены в фотосфере и остаются зафиксированными вследствие вмороженности в фотосферную плазму, существенно влияет на критическое значение индекса и усложняет задачу прогноза. Если магнитный жгут сохраняет форму сегмента тора в процессе эволюции, то критическое значение индекса убывания поля для его вершины зависит от того, какую часть тора он составляет, будучи минимальным для примерно половинки тора и имея значение при этом, существенно меньшее единицы. Как будет развиваться эрупция жгута после потери равновесия, тоже зависит от того, какую часть полного тора он составляет в момент начала эрупции. Более короткие жгуты ускоряются очень энергично, но кратковременно, генерируя более сильные электрические индукционные поля, инициирующие вспышечные процессы. Однако конечная скорость, которую может набрать короткий жгут в процессе ускорения, меньше, чем у более длинных жгутов, ускоряющихся менее интенсивно, но более длительно. Индукционные эффекты у последних менее выражены, так что они способны произвести только слабые вспышечноподобные проявления. Таким образом, эрупция короткого протуберанца, который набрал сравнительно небольшую скорость, может быть остановлена на некоторой высоте в короне, не породив корональный выброс. Но такая “несостоявшаяся эрупция” способствует развитию вспышечных явлений. Напротив, эрупции длинных протуберанцев чаще ведут к образованию корональных выбросов и слабым вспышечным проявлениям.

DOI: 10.31857/S0016794024010028, EDN: GRGGJX

1. ВВЕДЕНИЕ

Как известно, самые сильные возмущения космической погоды вызываются корональными выбросами и солнечными вспышками [Gosling, 1993; Schwenn, 2006; Temmer, 2014]. Во время наиболее сильных событий обычно наблюдается и то и другое проявление солнечной активности, но в более слабых случаях выбросы и вспышки часто не проявляются одновременно [Yashiro et al., 2005]. Хотя история наблюдений

вспышек насчитывает более полутора столетий и в последнюю сотню лет они изучались весьма активно, их прогноз основывается главным образом на статистических, феноменологических закономерностях [Martin and Ramsay, 1972; Lemmon, 1972; Ishkov, 2003; Barnes and Leka, 2008; Georgoulis, 2012]. Множество теорий и моделей вспышек, к сожалению, мало что могут предложить для улучшения реального прогноза явления. В последние годы машинное обучение

становится все более популярным подходом во многих исследованиях прогнозирования солнечных вспышек [Song et al., 2009; Ahmed et al., 2013; Nishizuka et al., 2017]. Машинное обучение является более мощным, чем традиционные статистические методы, поскольку оно может работать с более сложными моделями, основанными на нелинейных отношениях. Однако функции, лежащие в основе большинства этих моделей, часто разрабатываются вручную на основе физических данных. В другом подходе из данных изображения извлекаются относительно простые и общие признаки, и алгоритму обучения разрешается выбирать наиболее полезные из них. Получение этих функций обычно включает в себя свертку, пороговое значение и субдискретизацию данных изображения с использованием различных фильтров [Florios et al., 2018; Jonas et al., 2018].

Корональные выбросы были открыты значительно позже, и методам их прогнозирования не было уделено столько внимания, как вспышкам, хотя именно выбросы вызывают самые сильные геомагнитные бури. С другой стороны, их физическая природа кажется более понятной. Наблюдения на Солнце и в межпланетном пространстве довольно определенно установили, что корональные выбросы представляют собой плазменные структуры, имеющие вид магнитных жгутов, которые внезапно теряют равновесие в солнечной короне и ускоряются до скоростей в сотни и тысячи километров в секунду [Forbes, 2000].

Магнитный жгут присутствует в современной так называемой “стандартной модели” вспышки [Carmichael, 1964; Sturrock, 1966; Hirayama, 1974; Kopp and Pneuman, 1976], но основное внимание при этом уделяется процессам, протекающим под ним, несмотря на то что именно эрупция жгута создает необходимую магнитную конфигурацию, в которой развиваются все вспышечные явления. Поэтому с точки зрения прогнозирования именно причинам эрупции, вероятно, следует уделять первостепенное внимание.

Начальная стадия развития коронального выброса проявляется, как правило, в виде эрупции протуберанца (или волокна, если оно наблюдается на диске) [Gopalswamy et al., 2003]. Волокно на солнечном диске обычно присутствует немало, даже в минимуме цикла солнечной активности, и каждое волокно может представлять потенциальную угрозу порождения коронального выброса. Задача, таким образом, в анализе устойчивости состояния волокон, точнее магнитных жгутов, образующих их магнитный каркас.

В данной работе рассматриваются факторы, которые влияют на порог наступления эруптивной неустойчивости магнитных жгутов в магнитном поле короны и сценарий развития эрупции. Показано, что длина магнитного жгута перед началом эрупции, т. е. расстояние между его основаниями, замороженными в фотосферную плазму, влияет на величину критического индекса убывания коронального магнитного поля, при котором наступает неустойчивость, и перспективу превращения эруптивного протуберанца в корональный выброс, а также интенсивность сопутствующих вспышечных явлений. Конечная скорость эруптивного магнитного жгута зависит как от его начальной длины, так и от структуры магнитного поля в короне на больших высотах.

2. ЗАВИСИМОСТЬ КРИТИЧЕСКОГО ЗНАЧЕНИЯ ИНДЕКСА УБЫВАНИЯ КОРОНАЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ ОТ ФОРМЫ МАГНИТНОГО ЖГУТА

Уже в одной из самых первых работ, предлагавшей магнитный жгут в качестве структуры, поддерживающей вещество протуберанца в короне, была отмечена возможность его неустойчивости в корональном магнитном поле B , убывающем с высотой достаточно быстро [van Tend and Kuipers, 1978]. Позже это свойство поля стали описывать с помощью так называемого индекса убывания поля (*Decay Index*):

$$n = -\frac{\partial \ln B}{\partial \ln h}, \quad (1)$$

где h — высота над фотосферой [Осовец, 1958; Bateman, 1978; Filippov and Den, 2001; Kliem and Török, 2006]. Критическое значение этого индекса n_c , при котором возникает неустойчивость, для прямого жгута равно единице. Для тонкого токового кольца значение равно 1.5. Поскольку модель тороидального магнитного жгута, перенесенная из физики лабораторной плазмы, довольно популярна в физике Солнца, за неустойчивостью укрепилось название “тороидальная неустойчивость” (*Torus Instability*). В случае не слишком тонкого жгута, поперечное сечение которого к тому же увеличивается при эрупции, критическое значение близко к единице [Démoulin and Aulanier, 2010]. Индекс убывания поля мал вблизи фотосферы и, как правило, растет с высотой, стремясь к $n = 3$, что характерно для дипольного поля. Высота, на которой достигается критическое значение индекса n_c , является критической высотой устойчивости равновесия

жгута, по достижении которой произойдет эрупция.

Сравнение высоты спокойных и эруптивных протуберанцев со значением критической высоты для $n_c = 1$, рассчитанной с помощью потенциальной экстраполяции фотосферного магнитного поля в корону, показывает, что это действительно порог устойчивости [Filippov and Den, 2001; Filippov and Zagnetko, 2008; Zuccarello et al., 2014; Aggarwal et al., 2018]. Среднее значение индекса убывания на высоте начала быстрого ускорения более чем для сотни эруптивных протуберанцев, изученных [McCauley et al. [2015], составило 1.1. Казалось бы, проблема предсказания эрупции решается довольно просто (по крайней мере, понятно, как): надо следить за высотой волокна и изменениями критической высоты эруптивной неустойчивости. Когда они сравниваются — высока вероятность эрупции в самое ближайшее время. Однако есть детали, значительно усложняющие практическое решение.

Во-первых, магнитное поле в фотосфере надежно измеряется только в центре солнечного диска, где поверхность перпендикулярна лучу зрения, а высоту волокна на диске измерить не просто, хотя имеются способы ее косвенной оценки с приемлемой точностью [d’Azambuja and d’Azambuja, 1948; Vrsnak et al., 1999; Загнетко и др., 2005; Филиппов, 2016]. На лимбе магнитное поле под протуберанцем вообще не доступно измерениям из-за того, что луч зрения касателен поверхности. Это был счастливый для данной проблемы период, когда аппараты STEREO (*Solar Terrestrial Relations Observatory*) находились сбоку от линии Солнце — Земля и можно было иметь одновременно оба типа данных для анализа эрупций на диске. В другие периоды данные о поле под протуберанцами, наблюдаемыми с Земли, можно иметь только с опозданием или опережением в несколько дней.

Во-вторых, точное значение критического индекса убывания зависит от модели, используемой для его расчета. Выше говорилось о прямом жгуте или о свободно расширяющемся торе. В действительности эруптивные протуберанцы имеют вид расширяющейся петли с “привязанными” к поверхности концами. Модели жгутов с закрепленными концами рассматривались многими исследователями. С учетом этого условия (и сохранения формы жгута в виде растущего сегмента окружности) критическое значение индекса становится зависимым от величины этого сегмента или отношения высоты апекса дуги к расстоянию между ее концами [Filippov, 2021a].

Вертикальная устойчивость магнитного жгута во внешнем поле определяется линейризованной частью уравнения движения в вертикальном направлении:

$$M \frac{d^2 h}{dt^2} = F = F_R + F_I + F_B, \quad (2)$$

где M — масса жгута (в основном масса содержащегося в нем протуберанца), F_R — сила, растягивающая токовое кольцо радиуса R с поперечным сечением $2r$ действием силы Лоренца, создаваемой самим током кольца I [Шафранов, 1963]:

$$F_R = \frac{I^2}{c^2 R} \left[\ln \left(\frac{8R}{r} \right) - 1 \right], \quad (3)$$

F_I — сила отталкивания жгута от фотосферы из-за ее диамагнитных свойств [Kuperus and Raadu, 1974]:

$$F_I = \frac{I^2}{c^2 h}, \quad (4)$$

F_B — сила взаимодействия тока жгута с внешним магнитным полем короны B_e :

$$F_B = \frac{I}{c} B_e. \quad (5)$$

Обозначим множитель, входящий в уравнение движения (2), который зависит только от геометрической формы жгута, как f_R :

$$f_R = \frac{1}{R} \left[\ln \left(\frac{8R}{r} \right) - 1 \right] + \frac{1}{h}. \quad (6)$$

Тогда условие равновесия приобретает вид

$$F(h_0) = \frac{I^2}{c^2} f_R + \frac{I}{c} B_e = 0. \quad (7)$$

С учетом этого условия критическое значение индекса убывания внешнего поля n_c определяется уравнением

$$n_c = -\frac{\partial \ln f_R}{\partial \ln h} + \left(1 + \frac{1}{R f_R} \right) \frac{d \ln L_e}{d \ln h} - \left(f_R + \frac{1}{R} \right) \frac{1}{B_e L_e} \frac{d \Phi_s}{d \ln h}, \quad (8)$$

где L_e — внешняя самоиндукция дуги магнитного жгута; Φ_s — магнитный поток между жгутом и фотосферой, который предполагается сохраняющимся при эволюции жгута.

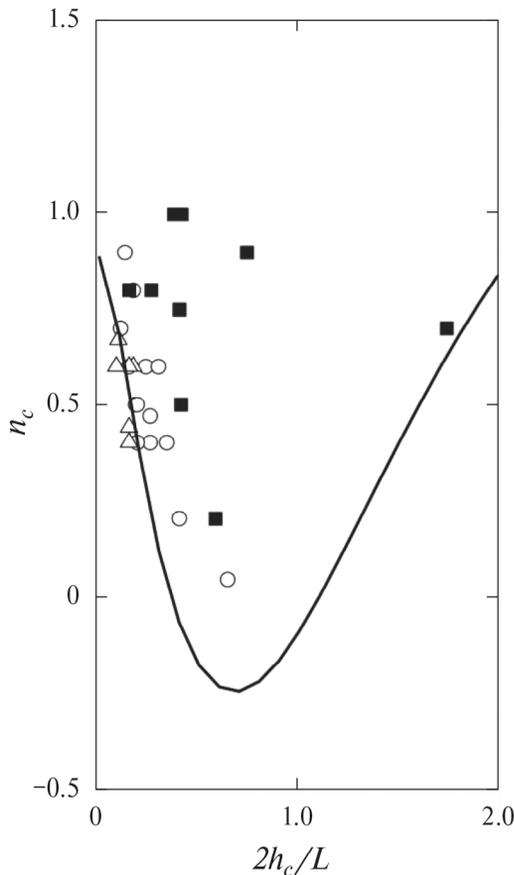


Рис. 1. Теоретическая зависимость критического значения индекса убывания магнитного поля n_c от отношения критической высоты начала эрупции к расстоянию между основаниями эруптивного волокна $2h_c/L$ (сплошная кривая) и наблюдаемые значения индекса (символы). Сплошные квадратики — по данным работы [Филиппов, 2022], пустые кружки и треугольники соответствуют несостоявшимся и успешным эрупциям, по данным работы [Filippov, 2021b].

Даже в предположении зависимости внешнего поля B_c только от высоты конечное выражение имеет довольно громоздкий вид [Filippov, 2021a]. На рис. 1 сплошной линией показана расчетная кривая зависимости критического значения индекса убывания магнитного поля n_c от удвоенного отношения критической высоты начала эрупции h_c к расстоянию между основаниями эруптивного волокна L . При малых значениях отношения критический индекс близок к единице, как у прямых жгутов, так как кривизна оси жгута в модели очень мала в этом случае. С увеличением отношения критическое значение индекса быстро падает, достигая очень малых величин и даже отрицательных значений.

Затем происходит рост до значений, характерных для тонкого токового кольца (на рис. 1 крайняя правая часть кривой не показана, так как такая геометрия малореализуема на Солнце). Измерения высоты начала эрупции протуберанцев довольно неплохо соответствуют расчетной кривой. Конечно, надо иметь в виду определенные погрешности измерений и очевидный факт, что эрупция становится заметной, когда процесс уже в развитии, что должно давать завышенное значение индекса, поскольку в солнечной короне он растет с высотой. С другой стороны, [Zuccarello et al. [2016] приводят доводы в пользу того, что значения индекса убывания, рассчитанные на высоте вершины хребта протуберанца, могут быть занижены, поскольку слабо скрученные изогнутые жгуты вблизи их оси уже не имеют прогибов силовых линий, в которых может накапливаться вещество протуберанца.

3. ВЛИЯНИЕ НАЧАЛЬНОЙ ДЛИНЫ ЖГУТА НА РАЗВИТИЕ ЭРУПЦИИ

От длины жгута зависит также результат неустойчивости. В той же модели жгута с закрепленными основаниями в начале эрупции короткого жгута растягивающая его сила быстро растет, так как радиус кривизны, от которого она зависит обратно пропорционально, быстро уменьшается. У длинных жгутов зависимость гораздо более пологая, но она и не падает так стремительно, как у коротких жгутов. Поэтому кинематика этих двух типов существенно различается. Короткие — интенсивно ускоряются, но процесс быстро заканчивается, так что конечная скорость — меньше, чем у медленно, но продолжительно ускоряющихся длинных жгутов. На рис. 2а показана зависимость максимальной скорости, достигаемой магнитным жгутом при эрупции, от расстояния между его основаниями, вмороженными в фотосферную плазму в рамках модели, предложенной в работе [Filippov, 2022a]. Индукционное электрическое поле, которое генерируется на нулевой линии под поднимающимся жгутом, тоже существенно выше при эрупции короткого жгута, что способствует ускорению частиц и вспышечным явлениям. Наконец, при наличии диссипации, например за счет ионной вязкости [Zaitsev and Stepanov, 2018] или аэродинамического торможения в короне [Chen, 1989; Borgazzi et al., 2012; Subramanian et al., 2012], короткие жгуты могут остановиться, совершив несостоявшуюся эрупцию, а длинные, которые приобретают большую скорость, способны преодолеть сопротивление и покинуть Солнце, превратившись в корональный выброс

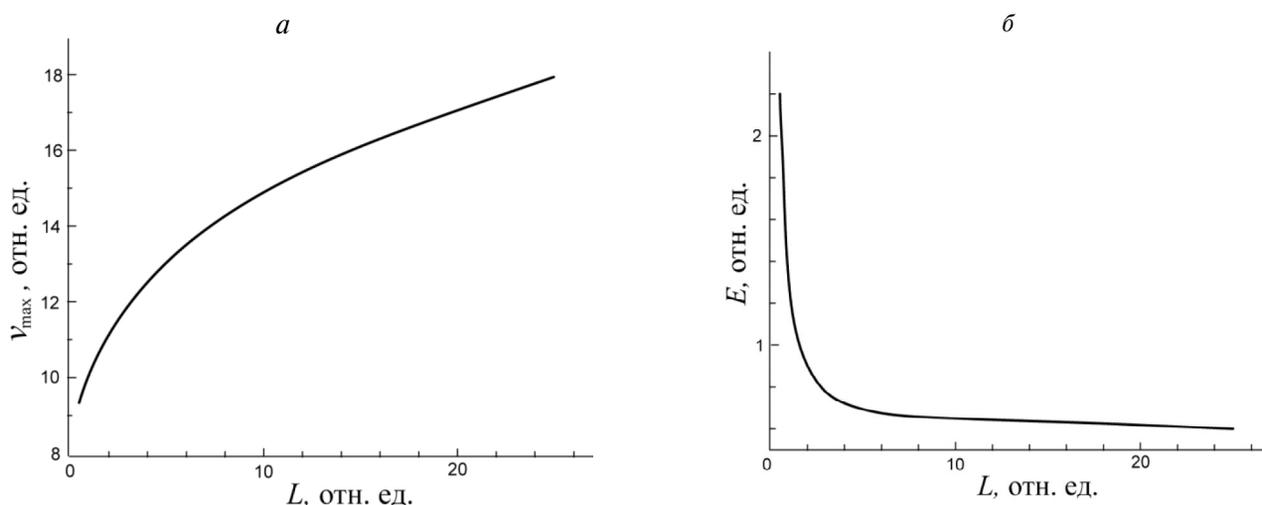


Рис. 2. Зависимость максимальной скорости, достигаемой магнитным жгутом при эрупции v_{\max} (а), и величины индукционного электрического поля в нулевой точке E (б) от расстояния L между его основаниями, вмороженными в фотосферную плазму.

[Филиппов, 2022]. Вопрос о природе торможения эруптивного жгута в короне остается неясным. Значения коэффициентов, необходимых для подавления слабозатухающих осцилляций жгута в верхнем положении равновесия, значительно превышают оценки коэффициентов, следующих из параметров корональной плазмы [Zaitsev and Stepanov, 2018; Filippov, 2021b].

Анализ наблюдений множества эруптивных событий [Sinha et al., 2019; Filippov, 2020] показывает, что, действительно, эрупции волокон, сопровождающиеся только корональными выбросами, имеют наибольшую длину, а сопровождающиеся только вспышками — наименьшую. Эрупции волокон промежуточной длины связаны и со вспышками, и с выбросами.

4. ЗАВИСИМОСТЬ КОНЕЧНОЙ СКОРОСТИ ЖГУТА ОТ СТРУКТУРЫ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В КОРОНЕ

Конечный результат эрупции протуберанцев — корональные выбросы — могут иметь существенно различающиеся характеристики, несмотря на то что исходные протуберанцы кажутся весьма похожими друг на друга. В работе [Filippov, 2019] приведен пример эрупции двух крупных спокойных волокон (29 сентября 2013 г. — обозначим его F1, и 26 января 2016 г. — обозначим его F2) примерно одинаковой длины (~400 и 300 мм соответственно), находящихся вне активных областей (рис. 3). Эрупция волокна F1 привела к образованию быстрого коронального

выброса, двигавшегося на удалении в $20 R_{\odot}$ со скоростью около 1200 км с^{-1} , а эрупция F2 произвела гораздо более медленный выброс, достигший скорости только около 400 км с^{-1} . Сравнение условий начала эрупции не дает никаких оснований предполагать более энергичную эрупцию F1. Оценка токов, протекающих в волокнах в равновесном состоянии, дает довольно близкие значения с несколько большей величиной в F2 ($5.7 \cdot 10^{11} \text{ А}$ и $7.2 \cdot 10^{11} \text{ А}$ соответственно). Следовательно, запас магнитной энергии в этом волокне, казалось бы, тоже больше, чем в F1. Тем не менее корональный выброс, порожденный эрупцией волокна F1, оказался гораздо более быстрым.

Существенное различие в условиях развития эрупций заключается в крупномасштабной структуре магнитного поля над волокнами. Расчеты потенциального магнитного поля показывают, что магнитное поле над волокном F2 имеет дипольный характер вплоть до больших высот. Это поле, которое на малых высотах удерживало магнитный жгут, содержащий волокно, в равновесии, продолжает препятствовать его ускорению в высоких слоях короны. Поле над волокном F1 имеет квадрупольный характер: на большой высоте оно меняет знак поперечной составляющей, которая ранее также удерживала жгут в начальном равновесии, а в процессе подъема жгута начинает подталкивать его, создавая дополнительную ускоряющую силу [Filippov, 2019]. На зависимость динамики эруптивного магнитного жгута от соотношения между на-

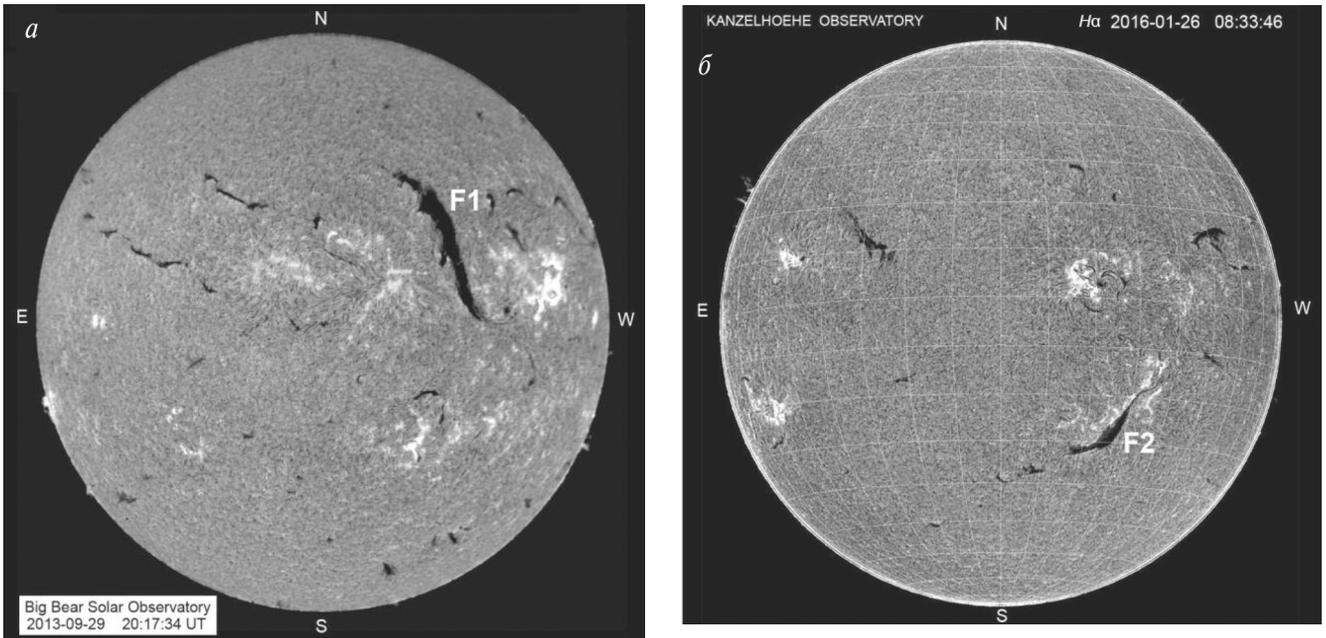


Рис. 3. Изображения полного солнечного диска в линии $H\alpha$ 29 сентября 2013 г. (а) и 26 января 2016 г. (б) с крупными спокойными волокнами F1 и F2 незадолго до начала их эрупций (б), полученные в обсерваториях Big Bear Solar Observatory и Kanzelhoehe Solar Observatory.

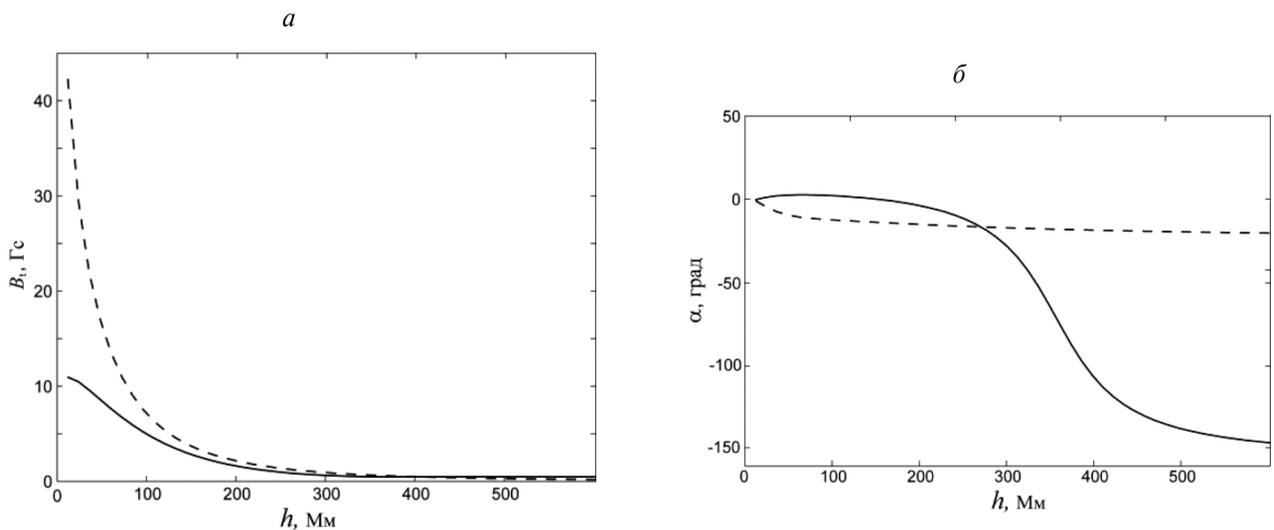


Рис. 4. Зависимость величины горизонтальной компоненты потенциального магнитного поля B_t над серединой волокна от высоты над фотосферой h (а), и изменение направления α этой компоненты с высотой (б). Сплошные линии соответствуют волокну F1, а штриховые линии — волокну F2.

правлением тока в нем и направлением магнитного поля в короне указано в работе [Zaitsev et al., 2019].

На рис. 4 показаны графики зависимости от высоты над фотосферой величины горизонталь-

ной компоненты потенциального магнитного поля над серединой волокна и изменения направления этой компоненты с высотой. Сплошные линии соответствуют волокну F1, а штриховые линии — волокну F2. Как видно на рис. 4,

магнитное поле вблизи фотосферы больше в области волокна F2, но оно быстро падает с высотой, так что на высоте начала эрупций, которая оценивалась по значению критической высоты для $n_c = 1$ и составляла 80 Мм для F1 и 60 Мм для F2, величина горизонтального поля отличалась лишь примерно на 60%. Однако направление поля над волокном F2 почти неизменно, тогда как над волокном F1 поле поворачивается на 150° .

Анализ десятка эрупций крупных волокон показал, что именно структура магнитного поля на большой высоте, проявляющаяся в изменении направления поперечного магнитного поля, отличает эрупции спокойных протуберанцев, порождающих быстрые корональные выбросы [Filipov, 2019].

5. ОБСУЖДЕНИЕ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Возмущения космической погоды в околоземном пространстве негативно влияют на орбитальные технические системы, глобальные наземные сети и биологические объекты. Самые сильные возмущения происходят обычно после прихода корональных выбросов. Хотя после обнаружения выброса в солнечной короне проходит двое-четверо суток до его столкновения с земной магнитосферой, предсказать точно начало геомагнитной бури бывает непросто из-за множества факторов, влияющих на распространение выброса в гелиосфере. Для более заблаговременного прогноза необходимо распознавать потенциальные источники зарождения корональных выбросов непосредственно в солнечной атмосфере. Магнитные жгуты, которые считаются наиболее вероятным элементом внутренней структуры выбросов, а их взаимодействие с внешним полем — движущей силой, выталкивающей вещество из короны, могут быть обнаружены по косвенным признакам задолго до эрупции, а их состояние может указывать на вероятность эрупции в скором времени (или, наоборот, на отсутствие такой опасности). Самым доступным индикатором присутствия магнитных жгутов в короне являются протуберанцы и волокна, поэтому на их эволюции должно быть обращено пристальное внимание.

Идеализированный магнитный жгут состоит из силовых линий, закрученных в цилиндрические спирали. Наличие азимутальной компоненты магнитного поля свидетельствует о протекании электрического тока вдоль оси жгута. В нижних сегментах спиральных линий имеются “ямки”, которые могут служить магнито-гравитационными ловушками для сгустков плотной плазмы.

Из таких сгустков состоят протуберанцы и волокна, висящие в короне над хромосферой.

В реальной солнечной атмосфере магнитные жгуты, конечно, имеют более сложную структуру. Во-первых, концы жгутов неизбежно связаны с хромосферой и фотосферой, которые могут замыкать электрическую цепь для токов, текущих вдоль оси. Во-вторых, отдельные пучки силовых линий, параллельных или скрученных между собой, могут укореняться в плотных слоях атмосферы в средних частях более длинного жгута. Такие сегменты иногда ведут себя достаточно самостоятельно, производя эрупцию части более крупной и длинной структуры, остающейся в слабозвмущенном состоянии.

Протуберанцы хорошо обозначают высоту магнитного жгута над фотосферой, для которой существует критическое значение наступления неустойчивости. Эта высота определяется масштабом магнитного поля в короне, но зависит также и от свойств самого жгута, в частности его длины или расстояния между его основаниями, вмороженными в фотосферную плазму. Модельные расчеты позволяют рассчитать критическую высоту, и по сравнению ее с наблюдаемой высотой протуберанца можно судить о перспективах его эрупции. Трудности и неопределенности возникают из-за недоступности данных о фотосферном поле на лимбе и оценки высоты волокна на диске. Дополнительная сложность существует и от возможности частичной эрупции длинного протуберанца, когда лишь отдельный сегмент его теряет равновесие. В таком случае оценки критической высоты должны быть выполнены для этого более короткого сегмента. Конечно, предвидеть, какой фрагмент волокна окажется наименее устойчивым и произведет частичную эрупцию, довольно сложно.

Длина жгута влияет и на успешность или прерывание эрупции. Эрупции коротких жгутов более подвержены перспективе “застрять” на некоторой высоте в короне после первоначального взлета в результате эруптивной неустойчивости. Однако их энергичное начальное ускорение способствует появлению более сильного индукционного электрического поля, которое может ускорять заряженные частицы и производить вспышечные явления.

Хотя эрупции больших спокойных протуберанцев вне активных областей чаще производят медленные корональные выбросы, особая структура коронального магнитного поля может способствовать дополнительному ускорению

эруптивного жгута с формированием быстрого выброса. Такой сценарий подтверждается анализом магнитной структуры потенциального магнитного поля над эруптивными волокнами и численными модельными расчетами [Tögök and Kliem, 2007]. Оценка возможной конечной скорости формирующегося выброса имеет большое значение для проблемы космической погоды, поскольку именно быстрые выбросы инициируют сильные геомагнитные бури.

Таким образом, механизм образования корональных выбросов в общих чертах достаточно понятен и может быть использован для оценки вероятности их появления. Однако нельзя указать какой-либо единственный параметр, определяющий основные параметры ожидающейся эрупции. Необходимы учет нескольких факторов и тщательный анализ магнитного поля в области зарождения эруптивного события.

БЛАГОДАРНОСТИ

Автор благодарен сотрудникам обсерваторий Big Bear Solar Observatory и Kanzelhöhe Solar Observatory, а также научным группам проектов SOHO и SDO за возможность доступа к материалам наблюдений. Автор признателен рецензентам за полезные замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- *Загнетко А.М., Филиппов Б.П., Ден О.Г.* Геометрия солнечных протуберанцев и структура магнитного поля в короне // *Астрон. журн.* Т. 82. № 5. С. 474–480. 2005.
- *Осовец С.М.* Плазменный виток в электромагнитном поле // *Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций.* Т. 2. Ред. М.А. Леонтович. М.: изд. АН СССР, 1958. С. 238–241.
- *Филиппов Б.П.* Определение высоты солнечных волокон на диске // *Геомагнетизм и аэрономия.* Т. 56. № 1. С. 3–10. 2016.
- *Филиппов Б.П.* Зависимость возникновения коронального выброса от исходной длины эруптивного протуберанца // *Геомагнетизм и аэрономия.* Т. 62. № 3. С. 275–282. 2022.
- *Шафранов В.Д.* Равновесие плазмы в магнитном поле // *Вопросы теории плазмы.* Вып. 2. Ред. М.А. Леонтович. М.: Госатомиздат, С. 92–131, 1963.
- *Ahmed O.W., Qahwaji R., Colak T., Higgins P.A., Gallagher P.T., Bloomfield D.S.* Solar flare prediction using advanced feature extraction, machine learning, and feature selection // *Solar Phys.* V. 283. P. 157–175. 2013.
- *Aggarwal A., Schanche N., Reeves K.K., Kempton D., An-gryk R.* Prediction of solar eruptions using filament metadata // *Astrophys. J. Suppl.* V. 236. 15. 2018.
- *Bateman G.* MHD Instabilities. Cambridge, MA: Massachusetts Institute of Technology, 270 p., 1978. — *Carmichael H.* A Process for flares // *The Physics of Solar Flares / Proceedings of the AASNASA Symposium held 28–30 October, 1963 at the Goddard Space Flight Center, Greenbelt, MD.* Ed. Hess, W.N., SP-50 of NASA Special Publications, Washington: NASA Scientific and Technical Information Division. P. 451–456. 1964.
- *Barnes G., Leka K.D.* Evaluating the performance of solar flare forecasting methods // *Astrophys. J.* V. 688. L107–L110. 2008.
- *Borgazzi, A., Lara A., Echer E., Alves M.A.* Dynamics of coronal mass ejections in the interplanetary medium // *Astron. Astrophys.* V. 498 P. 885–889. 2009.
- *Chen J.* Effects of toroidal forces in current loops embedded in a background plasma // *Astrophys. J.* V. 338. P. 453–470. 1989.
- *d’Azambuja M., d’Azambuja L.* Forme spatiale et caracteres generaux des protuberances quiescentes // *Annales de l’Observatoire d’astronomie physique de Paris sis Parc de Meudon, Meudon.* V. 6. Fasc. VII. 1948.
- *Démoulin P., Aulanier G.* Criteria for flux rope eruption: non-equilibrium versus torus instability // *Astrophys. J.* V. 718. P. 1388–1399. 2010.
- *Filippov B.P., Den O.G.* A critical height of quiescent prominences before eruption // *J. Geophys. Res.* V. 106. P. 25177–25184. 2001.
- *Filippov B., Zagnetko A.* Prominence height shows the proximity of an ejection // *J. Atmosph. Solar-Terr. Phys.* V. 70. P. 614–620. 2008.
- *Filippov B.* Difference of source regions between fast and slow coronal mass ejections. // *Publ. Astron. Soc. Australia.* V. 36. e022. 2019.
- *Filippov B.* Failed prominence eruptions near 24 cycle maximum // *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* V. 494. P. 2166–2177. 2020.
- *Filippov B.* Critical decay index for eruptions of “short” filaments // *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* V. 503. P. 3926–3930. 2021a.
- *Filippov B.* Mass of prominences experiencing failed eruptions // *Publ. Astron. Soc. Australia.* V. 38. e018. 2021b.
- *Filippov B.* Dependence of the eruptive filaments dynamics on their length // *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* V. 509. P. 5713–5720. 2022.
- *Florios K., Kontogiannis I., Park S.-H., Guerra J.A., Benvenuto B., Bloomfield D.S., Georgoulis M.G.* Forecasting solar flares using magnetogram-based predictors and machine learning // *Solar Phys.* V. 293. 28. 2018.
- *Forbes T.G.* A review on the genesis of coronal mass ejections // *J. Geophys. Res.* V. 105. P. 23153–23166. 2000.
- *Georgoulis M.K.* On our ability to predict major solar flares / *The Sun: New Challenges / Astrophysics and Space Science Proceedings;* Eds. Obridko V.N., Georgieva K., Nagovitsyn, Y.A. Berlin; Heidelberg: Springer-Verlag. P. 93–104. 2012.
- *Gopalswamy N., Shimojo M., Yashiro S., Howard R.A.* Prominence eruptions and coronal mass ejection: A statistical study using microwave observations // *Astrophys. J.* V. 586. P. 562–578. 2003.

- *Gosling J.T.* The solar flare myth // *J. Geophys. Res.* V. 98. P. 18937–18949. 1993.
- *Jonas E., Bobra M., Shankar V., Hoeksema J.T., Recht B.* Flare prediction using photospheric and coronal image data // *Solar Phys.* V. 293. 48. 2018.
- *Hirayama T.* Theoretical model of flares and prominences. I: Evaporating flare model // *Solar Phys.* V. 34. P. 323–338. 1974.
- *Ishkov V.N.* The short term forecast of solar geoeffective flare events / Solar variability as an input to the Earth's environment // *International Solar Cycle Studies (ISCS) Symposium, 23–28 June 2003, Tatranská Lomnica, Slovak Republic.* Ed. A. Wilson. ESA SP-535, Noordwijk: ESA Publications Division, P. 559–560, 2003.
- *Kliem B., Török T.* Torus instability // *Phys. Rev. Lett.* V. 96. № 25. 255002. 2006.
- *Kopp R.A., Pneuman G.W.* Magnetic reconnection in the corona and the loop prominence phenomenon // *Solar Phys.* V. 50. P. 85–98. 1976.
- *Kuperus M., Raadu M.A.* The support of prominences formed in neutral sheets // *Astron. Astrophys.* V. 31. P. 189–193. 1974.
- *Lemmon J.J.* Forecasting flares from inferred magnetic fields / *Solar Activity Observations and Predictions.* Eds. McIntosh P.S., Dryer M. // *Progress in Astronautics and Aeronautics.* V. 30. Cambridge: MIT Press, P. 421–428. 1972.
- *Martin S.F., Ramsey H.E.* Early recognition of major solar flares in H-alpha / *Solar Activity Observations and Predictions.* Eds. McIntosh, P.S., Dryer, M. // *Progress in Astronautics and Aeronautics.* V. 30. Cambridge: MIT Press. P. 371–387., 1972.
- *McCauley P.I., Su Y.N., Schanche N., Evans K.E., Su C., McKillop S., Reeves K.K.* Prominence and filament eruptions observed by the Solar Dynamics Observatory: Statistical properties, kinematics, and online catalog // *Solar Phys.* V. 290. P. 1703–1740. 2015.
- *Nishizuka N., Sugiura K., Kubo Y., Den M., Watari S., Ishii M.* Solar flare prediction model with three machine-learning algorithms using ultraviolet brightening and vector magnetograms // *Astrophys. J.* V. 835. 156. 2017.
- *Schwenn R.* Space weather: the solar perspective // *Living Rev. Solar Phys.* V. 3. 2. 2006.
- *Sinha S., Srivastava N., Nandy D.* Solar filament eruptions as precursors to flare-CME events: Establishing the temporal connection // *Astrophys. J.* V. 880. 84. 2019.
- *Song H., Tan C., Jing J., Wang H., Yurchyshyn V., Abramenko V.* Statistical assessment of photospheric magnetic features in imminent solar flare predictions // *Solar Phys.* V. 254. P. 101–125. 2009.
- *Sturrock P.A.* Model of the high-energy phase of solar flares // *Nature* V. 211. P. 695–697. 1966.
- *Temmer M.* Space weather: the solar perspective. An update to Schwenn (2006) // *Living Rev. Solar Phys.* V. 18. 4. 2014.
- *Subramanian P., Lara A., Borgazzi A.* Can solar wind viscous drag account for CME deceleration? // *Geoph. Res. Lett.* V. 39. L19107. 2012.
- *Török T., Kliem B.* Numerical simulations of fast and slow coronal mass ejections // *Astronomische Nachrichten* V. 328. P. 743–746. 2007.
- *van Tend W., Kuperus M.* The development of coronal electric current system in active regions and their relation to filaments and flares // *Solar Phys.* V. 59. P. 115–127. 1978.
- *Vrsnak B., Rosa D., Bozic H., Brajsa R., Ruzdjak V., Schroll A., Wohl H.* Height of tracers and the correction of the measured solar synodic rotation rate: demonstration of the method // *Solar Phys.* V. 185. P. 207–225. 1999.
- *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: A12S05. 2005.
- *Zaitsev V.V., Stepanov A.V.* Prominence activation by increase in electric current // *J. Atmosf. Solar-Terr. Phys.* V. 179. P. 149–143. 2018.
- *Zaitsev V.V., Stepanov A.V., Melnikov A.V.* Dynamic model of magnetic flux ropes // *Geomagnetism and Aeronomy* V. 59. Issue 7. P. 806–809. 2019.
- *Zuccarello F.P., Seaton D.B., Filippov B., Mierla M., Poedts S., Rachmeler L.A., Romano P., Zuccarello F.* Erratum: “Observational evidence of torus instability as trigger mechanism for coronal mass ejections: the 2011 August 4 filament eruption” (2014, *ApJ*, 785, 88) // *Astrophys. J.* V. 795. 175. 2014b.
- *Zuccarello F.P., Aulanier G., Gilchrist S.* The apparent critical decay index at the onset of solar prominence eruptions // *Astrophys. J.* V. 821. L23. 2016.

Influence of the geometrical shape of a prominence and the structure of the coronal magnetic field on the probability of eruption, flare and coronal mass ejection development

B. P. Filippov

*Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere, and Radio Wave Propagation,
Russian Academy of Sciences, Troitsk, Moscow, Russia*

e-mail: bfilip@izmiran.ru

The equilibrium conditions of the magnetic flux rope containing the prominence depend on the properties of the surrounding magnetic field in the corona and the geometry of the flux rope itself. The eruption of a prominence is usually associated with a loss of stability in the external magnetic field upon reaching a height above which the decay index of the field exceeds the critical value for the development of eruptive instability. For flux ropes with an axis in the form of a straight line or a circle, the critical value of the decay index of the field lies in the range of 1.0—1.5. Based on extrapolation of the magnetic field into the corona from field measurements in the photosphere, it would be possible to predict the probability of eruption of a particular prominence. However, taking into account the fact that the ends of the magnetic flux rope are rooted in the photosphere and remain fixed due to being frozen into the photospheric plasma significantly affects the critical value of the index and complicates the forecast problem. If the magnetic flux rope retains the shape a segment of a torus in the process of evolution, then the critical value of the decay index for its apex depends on what part of the torus it constitutes, being minimal for approximately half of the torus and having a value significantly less than unity. How the eruption of the flux rope will develop after the loss of equilibrium also depends on what part of the complete torus it constitutes at the moment of the onset of the eruption. Shorter flux ropes accelerate very vigorously, but only for a short time, generating stronger electric induction fields that initiate flare processes. However, the final speed that a short flux rope can achieve during acceleration is less than that of longer flux ropes that accelerate less intensely but for a longer time. The induction effects of the latter are less pronounced, so that they are capable of producing only weak flare-like manifestations. Thus, the eruption of a short prominence, which has gained a relatively low speed, can be stopped at a certain height in the corona without generating a coronal mass ejection. But such a “failed eruption” contributes to the development of flare phenomena. On the contrary, eruptions of longer prominences more often lead to the formation of coronal mass ejections and weak flare manifestations.

УДК 523.9

МОДЕЛИРОВАНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ НАБЛЮДЕНИЙ ЭРУПТИВНОГО ПРОТУБЕРАНЦА

© 2024 г. Ю. А. Купряков^{1,2,*}, К. В. Бычков^{2,**}, О. М. Белова^{2,***},
А. Б. Горшков^{2,****}, П. Котрч^{1,*****}

¹ *Астрономический институт Академии наук Чешской Республики,
Ондржейов, Чехия*

² *Государственный астрономический институт им. П. К. Штернберга
МГУ им. М. В. Ломоносова (ГАИШ МГУ), Москва, Россия*

* *e-mail: jurij.kupriakov@asu.cas.cz*

** *e-mail: bychkov@sai.msu.ru*

*** *e-mail: whitecanvas05122010@mail.ru*

**** *e-mail: gorshkov@sai.msu.ru*

***** *e-mail: pavel.kotrc@asu.cas.cz*

Поступила в редакцию 06.02.2023 г.

После доработки 20.07.2023 г.

Принята к публикации 28.09.2023 г.

В работе приведены результаты анализа наблюдений эруптивного протуберанца на спектрографах MFS и HSFA2 обсерватории Ондржейов (Астрономический институт, Чешская Республика) в линиях водорода, гелия и кальция. После обработки спектров были определены интегральные потоки излучения в линиях и произведен теоретический расчет физических параметров плазмы с использованием модели при отсутствии локального термодинамического равновесия. Сравнение наблюдаемых и расчетных значений показало, что наблюдаемые потоки излучения в линиях могут быть объяснены в модели стационарного излучения газа с учетом непрозрачности в спектральных линиях. Для расчета теоретических потоков в ряде случаев потребовалось ввести излучение нескольких слоев с разной температурой и высотой. Рассчитанные потоки излучения с точностью до 10% согласуются с наблюдаемыми. В результате моделирования получены основные параметры плазмы протуберанца: температура, концентрация и др. Значения потоков излучения в спектральных линиях свидетельствуют о неоднородности излучающего газа, причем рядом друг с другом могут находиться области, температуры которых различаются на порядок величины.

DOI: 10.31857/S0016794024010031, EDN: GREFDK

1. ВВЕДЕНИЕ

Некоторые типы эруптивных протуберанцев тесно связаны с солнечными вспышками, а иногда даже составляют часть процесса вспышки. Полный обзор физики протуберанцев можно найти у [Labrosse et al., 2010], в обзоре [Gibson, 2018] или в книге “Solar Prominences” [Vial & Engvold, 2015]. Протуберанцы, расположенные в солнечных активных областях, обычно недолговечны. Когда протуберанец или вспышка наблюдаются на краю видимого солнечного диска, их очень трудно отличить друг от друга. Только детальные спектральные исследования позволя-

ют решить вопрос, что именно мы наблюдали. Активные события на лимбе Солнца дают хорошую возможность интерпретировать спектры. Мы представляем анализ события на восточном лимбе 21 апреля 2015 г. в 13:05–13:58 UT. Изучаемому извержению сильно искривленного протуберанца предшествовала вспышка в той же активной области, начиная с 10:30 UT. Затем появилась вспышечная аркада петель и источники мягкого рентгеновского излучения над лимбом. Далее последовал сильный нагрев плазмы протуберанца по сценарию, описанному в работе [Kotrč et al., 2013], где было произведено магни-

тогидродинамическое моделирование начальной фазы извержения жгута протуберанца. Одной из первых моделей для интерпретации спектров протуберанцев в линии $H\alpha$ была модель при отсутствии локального термодинамического равновесия, разработанная [Anzer & Heinzel, 1998]. Совсем недавно [Schwartz et al., 2016] использовали подобную модель для анализа наблюдений в линии $H\alpha$ спокойного волокна на диске Солнца. Авторы обнаружили, что одна часть наблюдаемого фрагмента волокна холоднее, плотнее и динамичнее, чем другая его часть. Полученные температуры в первой части находятся в диапазоне от 6000 до 10 000 К, а во второй части — от 11 000 до 14 000 К. Значения скоростей лежат в диапазоне 2.5–8.0 км/с. Мы решили выполнить подобные вычисления для эруптивного протуберанца на лимбе.

2. НАБЛЮДЕНИЯ И ОБРАБОТКА

Мы идентифицировали структуры, наблюдаемые на MFS (Multichannel-Flare-Spectrograph) в спектрах $H\alpha$, с деталями на фильмограммах и проанализировали эволюцию скоростей доплеровских компонент для события. На рис. 1 видно, что коротко- и длинноволновые составляющие скорости достигают значений более 100 км/с. Вся система вращается.

Целью работы было изучение поведения кривых интенсивности излучения в линиях $H\text{CaII}$, $H\beta$, D_3 , $H\alpha$ и $\text{Ca IR } 8542 \text{ \AA}$ (пример см. на рис. 2) в процессе развития вспышки и сравнение результатов с расчетными значениями. Все спектральные наблюдения в этих линиях были выполнены на спектрографе HSFA-2 (Horizontal-Sonnen-Forschungs-Anlage-2) [Kotrč et al., 2007]. После обработки данных были получены профили линий в активной и спокойных областях хромосферы и определены значения потоков излучения (например, рис. 3). Значения потоков во всех спектральных линиях в эрг $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ на моменты 13:16:24, 13:27:40, 13:42:58 UT приведены в табл. 1. Для определения возможных механизмов свечения в линиях мы выполнили расчеты в рамках модели набора однородных слоев газа, подбирая параметры таким образом, чтобы теоретические потоки излучения оказались близки к наблюдаемым.

3. МОДЕЛЬ И РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Изложенные выше наблюдения рассмотрим в рамках модели газа, прозрачного в непрерывном спектре оптического диапазона, но испытывающего возможное самопоглощение в спектральных линиях. Такая модель соответствует ситуации в солнечных протуберанцах. Мы про-

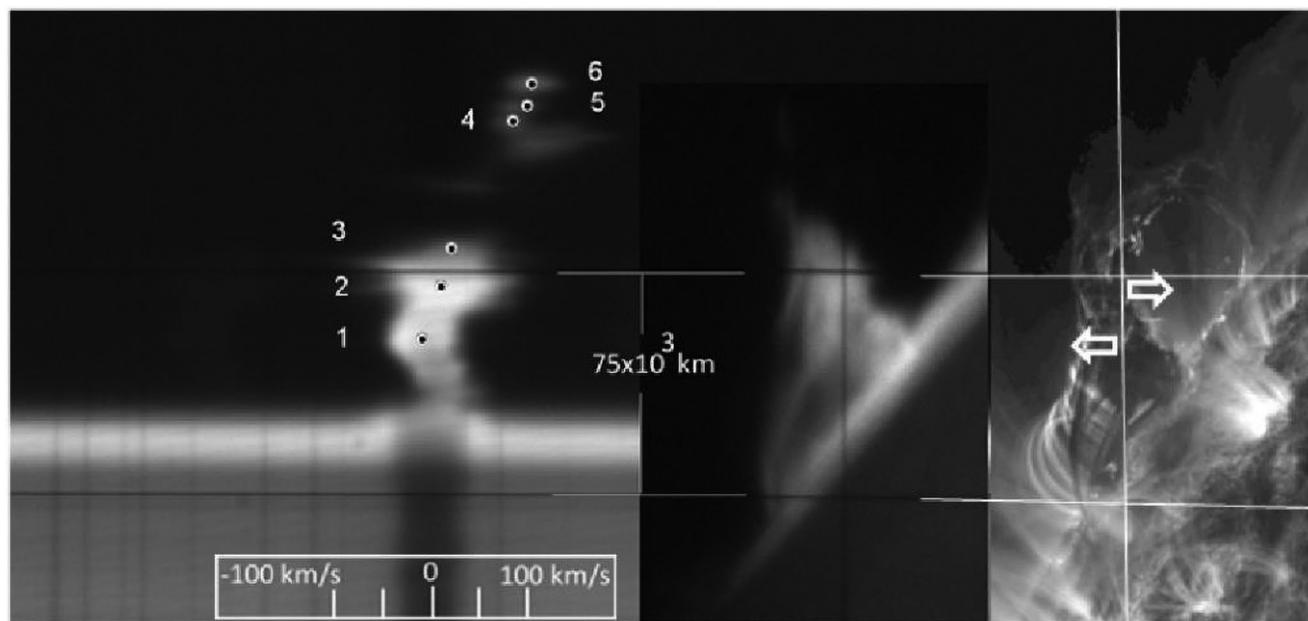


Рис. 1. Спектр $H\alpha$ на момент 13:21:11 UT (слева). Цифры соответствуют фотометрическим разрезам. Внизу — шкала скоростей. В центре — изображение на щели в линии $H\alpha$. Справа — изображение SDO 304 \AA с отмеченным положением щели спектрографа и доплеровскими компонентами скорости.

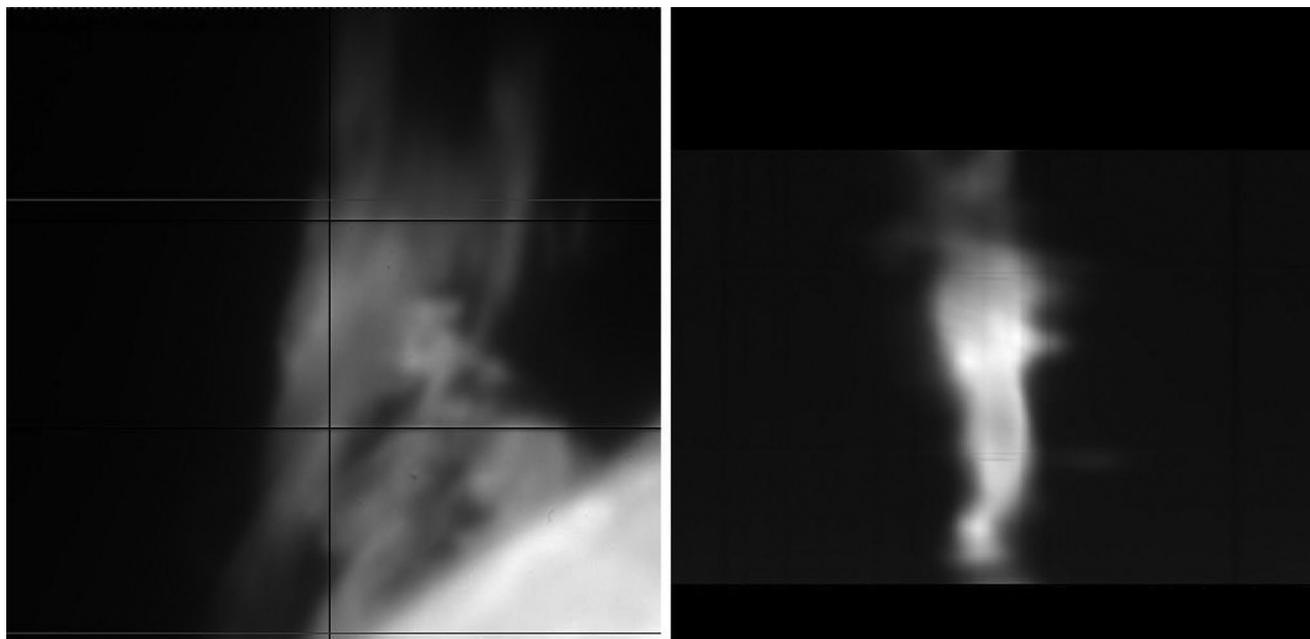


Рис. 2. Фильтрограмма и спектр в линии H α на момент 13:27:40 UT.

верим возможность подобрать такое распределение концентрации газа и его температуры внутри излучающего слоя, при котором теоретические потоки согласуются с наблюдениями.

Населенности дискретных уровней и состояние ионизации химических элементов, необходимые для расчета потока излучения в линиях, определялись путем решения уравнений баланса, записанных для 12 уровней атома водорода, 29 уровней атома гелия и 7 уровней иона CaII. Учитывались типичные (например, [Биберман и др., 1982]) для рассматриваемых объектов процессы: связанно-свободные, свободно-связанные и связанно-связанные ударные и радиационные переходы. Более подробное изложение применяемого нами алгоритма изложено в [Белова, Бычков, 2018]. Атомные данные для водорода взяты из [Johnson, 1972], для гелия — из [Вайнштейн и др., 1973]. Энергии уровней и вероятности переходов для кальция взяты из NIST (National Institute of Standards and Technology,

USA), для ударного возбуждения/деактивации — из [Melendez et al., 2007] и для ударной ионизации — из [Seaton, 1964]. Расчет переноса излучения выполнен в рамках модели вероятности выхода фотона Соболева—Холстейна—Бибермана [Биберман, 1947; Holstein, 1947; Holstein, 1951]; для атома гелия и иона CaII использован профиль Фойгта, для атома водорода — свертка контуров Доплера и Хольцмарка. Излучение фотосферы в оптическом диапазоне имитируется моделью черного тела с температурой 5500 К. Распределение температуры и плотности в излучающих областях подбиралось таким, чтобы теоретические потоки излучения в линиях соответствовали наблюдаемым. Отличие нашей реализации расчетов частичного термодинамического равновесия от других программ, написанных на эту тему (см. [Schwartz, et al., 2019] и ссылки в ней), заключается в числе учитываемых дискретных состояний n (около пяти в цитируемых источниках). Как показали наши расчеты, в ус-

Таблица 1. Значения потоков в спектральных линиях в эрг см⁻² с⁻¹ на моменты 13:16:24, 13:27:40, 13:42:58 UT

UT, ч:м:с	H α	H β	H α /H β	H CaII 3968	IR CaII 8542	D ₃ HeI 5876
13:16:24	6.07e + 7	3.31e + 7	1.83	2.39e + 7	1.43e + 7	4.39e + 6
13:27:40	6.14e + 7	3.09e + 7	1.99	2.19e + 7	9.09e + 6	1.16e + 7
13:42:58	8.81e + 7	3.55e + 7	2.48	2.37e + 7	5.48e + 6	3.43e + 7

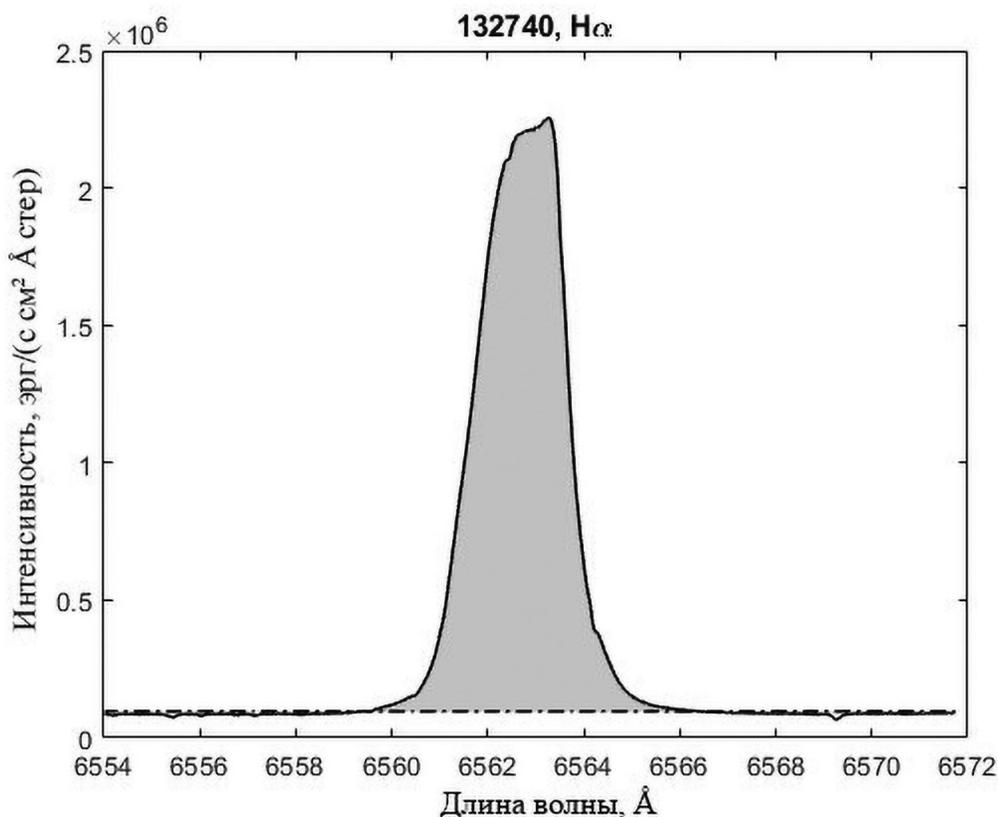


Рис. 3. Поток излучения (заштрихованная область) в линии $H\alpha$ на момент 13:27:40 UT.

ловиях протуберанца теоретические потоки в линиях атома водорода зависят от n в диапазоне до $n \approx 10$, и при дальнейшем увеличении n их изменение становится пренебрежимо малым.

Наши расчеты в рамках учитываемых выше процессов показали, что наблюдаемые потоки в линиях нельзя объяснить в модели уединенного однородного слоя ни при каких сочетаниях температуры, плотности и толщины газа. Такой результат согласуется с наблюдаемой неоднородностью протуберанца на фильтрограмме в линии $H\alpha$ (рис. 2) и на спектрограмме той же линии (рис. 1). Поэтому интерпретацию всех эпизодов мы выполнили в предположении неоднородного газа. Неоднородность имитировалась в виде расположенных друг за другом на луче зрения однородных слоев с разными значениями толщины, плотности и температуры. Первые два эпизода, 13:16:24 и 13:27:40 UT, объяснены в модели двух стационарных слоев: ближнего к наблюдателю (Б) и дальнего от него (Д). Излучение слоев складывается, причем ближний слой частично поглощает излучение дальнего в линиях бальмеровской серии и $CaII$. Теоретические параметры эпизодов различаются не сильно, при-

ведем их для первого (табл. 2), где Δv — скорость плазмы, а h — толщина слоя. Относительно плоский бальмеровский декремент ($H\alpha/H\beta = 1.8$) является следствием самопоглощения в линии $H\alpha$.

В третьем эпизоде крутой бальмеровский декремент ($H\alpha/H\beta = 2.48$) свидетельствует о небольшой, близкой к единице, оптической глубине в линии $H\alpha$. Для объяснения такого декремента необходим набор из трех слоев: ближнего (Б), среднего (С) и дальнего (Д), см. табл. 3. В горячем дальнем слое формируются линия HeI 5876 Å и большие потоки в линиях бальмеровской серии. Средний слой поглощает бальмеровские линии и создает излучение в линиях иона $CaII$. Ближний к наблюдателю слой создает основную мощность излучения прозрачного газа в бальмеровских линиях.

4. ВЫВОДЫ

1. Наблюдаемые потоки в линиях водорода, гелия и кальция могут быть объяснены в модели стационарного излучения газа с учетом непрозрачности в спектральных линиях.

Таблица 2. Теоретические параметры, полученные для первого эпизода

Слой	N , см ⁻³	T_e , К	Δv , км/с	h , 10 ³ км	τ_α
Б	5.9e + 12	8000	35	10	163
Д	4.0e + 11	100 000	50	100	1.7

Таблица 3. Набор из трех слоев для объяснения третьего эпизода

Слой	N , см ⁻³	T_e , К	Δv , км/с	h , 10 ³ км
Б	3.5e + 11	15 000	80	4
С	6.5e + 12	6500	50	1
Д	3.0e + 12	70 000	50	100

2. Относительные значения потоков свидетельствуют о неоднородности излучающего газа на луче зрения, причем рядом друг с другом могут находиться области, температуры которых различаются на порядок величины.

3. По-видимому, наблюдалась вспышка на лимбе Солнца на фоне протуберанца.

Это следует из нашего многолетнего опыта наблюдений, и к тому же в процессе развития события значения температуры лежат в диапазоне от 6500 до 10⁵ К, концентрация $N \sim 10^{12}$ см⁻³ и скорость варьируется от 35 до 100 км/с, что более характерно для вспышки, чем для протуберанца.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят коллективы SDO (Solar Dynamics Observatory) и Ondřejov Observatory и Ondřejov Observatory за предоставленную возможность проведения наблюдений и использования данных.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

— Белова О.М., Бычков К.В. Устойчивость нестационарного охлаждения чисто водородного газа относительно числа учитываемых дискретных уровней // *Астрофизика*. Т. 61. № 1. С. 119–130. 2018.

— Биберман Л.М. К теории диффузии резонансного излучения // *ЖЭТФ*. Т. 17. С. 416. 1947.

— Биберман Л.М., Воробьев В.С., Якубов И.Т. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. М.: Наука, 378 с. 1982.

— Вайнштейн Л.А., Собельман И.И., Юков Е.А. Сечения возбуждения атомов и ионов электронами. М.: Наука, 142 с. 1973.

— Anzer U., Heinzel P. Prominence Parameters Derived from Magnetic-Field Measurements and NLTE Diagnostics // *Sol. Phys.* V. 179. № 1. P. 75–87. 1998. <https://doi.org/10.1023/A:1005000616138>

— Holstein T. Imprisonment of resonance radiation in gases // *Phys. Rev.* V. 72. P. 1212–1233. 1947. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.72.1212>

— Holstein T. Imprisonment of resonance radiation in gases. II // *Phys. Rev.* V. 83. P. 1159–1168. 1951. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.83.1159>

— Johnson L.C. Approximations for collisional and radiative transition rates in atomic hydrogen // *ApJ.* V. 174. P. 227–236. 1972. <https://doi.org/10.1086/151486>

— Kotřč P., Bárta M., Schwartz P., Kupryakov Y.A., Kashapova L.K., Karlický M. Modeling of H-alpha Eruptive Events Observed at the Solar Limb // *Sol. Phys.* V. 284. № 2. P. 447–466. 2013. <https://doi.org/10.1007/s11207-012-0167-6>

— Labrosse N., Heinzel P., Vial J.-C., et al. Physics of Solar Prominences: I-Spectral Diagnostics and Non-LTE Modelling // *Space Sci. Rev.* V. 151. P. 243–332. 2010. <https://doi.org/10.1007/s11214-010-9630-6>

— Melendez M., Bautista M.A., Badnell N.R. Atomic data from the IRON project LXIV. Radiative transition rates and collision strengths for Ca II // *A&A.* V. 469. P. 1203–1209. 2007. <https://doi.org/10.1051/0004-6361:20077262>

— Schwartz P., Balthasar H., Kuckein C., et al. NLTE modeling of a small active region filament observed with the VTT // *Astron. Nachr.* V. 337. № 10. P. 1045–1049. 2016. <https://doi.org/10.1002/asna.201612431>

— Schwartz P., Gunár S., Jenkins J.M., et al. 2D non-LTE modelling of a filament observed in the H α line with the DST/IBIS spectropolarimeter // *A&A.* V. 631. P. A146 (12P). 2019.

— Seaton M.J. The spectrum of the solar corona // *Planetary and Space Science.* V. 12. № 1. P. 55–74. 1964.

— Vial J.-C., Engvold O. (eds) Solar Prominences. *Astrophys. Space Sci. Lib.* V. 415. 498 p. 2018. <https://doi.org/10.1007/978-3-319-10416-4>

Simulation of spectral observations of an eruptive prominence

Yu. A. Kupryakov^{1, 2, *}, K. V. Bychkov^{2, **}, O. M. Belova^{2, *}, A. B. Gorshkov^{2, ****},
P. Kotrč^{1, *****}**

¹ *Astronomical Institute ASCR, Ondřejov, Czech Republic*

² *Sternberg Astronomical Institute, Moscow State University, Moscow, Russia*

* *e-mail: jurij.kupriakov@asu.cas.cz*

** *e-mail: bychkov@sai.msu.ru*

*** *e-mail: whitecanvas05122010@mail.ru*

**** *e-mail: gorshkov@sai.msu.ru*

***** *e-mail: pavel.kotrc@asu.cas.cz*

The paper presents the results of an analysis of observations of an eruptive prominence on the MFS and HSFA2 spectrographs of the Ondřejov Observatory (Astronomical Institute, Czech Republic) in the lines of hydrogen, helium and calcium. After processing the spectra, the integral radiation fluxes in the lines were determined and a theoretical calculation of the physical parameters of the plasma was carried out using a model in the absence of local thermodynamic equilibrium. A comparison of the observed and calculated values showed that the observed radiation fluxes in the lines can be explained in a model of stationary gas radiation taking into account the opacity in the spectral lines. To calculate theoretical fluxes, in some cases it was necessary to introduce radiation from several layers with different temperatures and heights. The calculated radiation fluxes agree with the observed ones with an accuracy of 10%. As a result of the simulation, the main parameters of the prominence plasma were obtained: temperature, concentration, etc. The values of radiation fluxes in the spectral lines indicate the inhomogeneity of the emitting gas, and there may be regions next to each other whose temperatures differ by an order of magnitude.

УДК 524.1.352

ОСНОВНЫЕ ВРЕМЕННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВАРИАЦИЙ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ И СОПУТСТВУЮЩИХ ПАРАМЕТРОВ В МАГНИТНЫХ ОБЛАКАХ

© 2024 г. М. А. Абунина¹*, А. В. Белов¹, Н. С. Шлык¹, А. А. Абунин¹, А. А. Мелкумян¹,
И. И. Прямушкина¹, В. А. Оленева¹, В. Г. Янке¹

¹ Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн
им. Н. В. Пушкова РАН (ИЗМИРАН), Москва, Троицк, Россия
* e-mail: abunina@izmiran.ru

Поступила в редакцию 15.05.2023 г.

После доработки 23.06.2023 г.

Принята к публикации 28.09.2023 г.

Исследованы вариации основных параметров межпланетной среды, космических лучей и геомагнитной активности во время прохождения магнитных облаков мимо Земли (466 событий за период с 1967 по 2021 гг.). Рассмотрены распределения по времени указанных параметров внутри магнитных облаков. Показано, что максимальные значения скорости солнечного ветра, величины межпланетного магнитного поля и индексов геомагнитной активности чаще регистрируются в передней части магнитного облака, в то время как минимальные значения температурного индекса, плотности и экваториальной составляющей анизотропии космических лучей могут наблюдаться в любой части исследуемой структуры.

DOI: 10.31857/S0016794024010048, EDN: GQQPUX

1. ВВЕДЕНИЕ

Магнитные облака (МО) изучаются довольно давно, еще в 80-х годах было введено определение МО и началось их активное исследование. Магнитное облако – это часть коронального выброса массы (КВМ) с особыми характеристиками, главными из которых являются плавное вращение компонент магнитного поля на большие углы и пониженная температура. Также из-за часто наблюдаемой повышенной величины магнитного поля и низких протонных температур МО свойственны низкие значения плазменной бета ($\beta < 1$) [Burlaga et al., 1981, 1982; Klein and Burlaga, 1982; Gosling et al., 1990].

Влияние межпланетных возмущений, вызванных КВМ, и в частности магнитных облаков, на вариации плотности космических лучей (КЛ) исследовалось многими авторами. Отметим, что изменение плотности и анизотропии потока КЛ под влиянием межпланетных возмущений принято называть Форбуш-эффектом (ФЭ) [Forbush, 1937; Lockwood, 1971; Belov et al., 2001]. Например, Lockwood et al. [1991] показали, что роль МО в образовании ФЭ довольно не-

значительна, но если перед магнитным облаком была зарегистрирована ударная волна или оно было связано с выбросом типа гало, то его влияние на модуляцию КЛ более заметно [Badrudin et al., 1986; Parnahaj and Kudela, 2015]. Другие авторы указывают, что межпланетные выбросы корональной массы, содержащие магнитные облака, наоборот, значительно эффективнее модулируют космические лучи [Zhang and Burlaga, 1988; Burlaga, 1991; Richardson and Cane, 2011; Kumar and Badruddin, 2014; Belov et al., 2015; Masías-Meza et al., 2016; Fadaaq and Badruddin, 2021; Белов и др., 2015; Абунина и др., 2021]. Также есть работы, в которых показано, что межпланетные возмущения с магнитными облаками имеют в среднем большие значения основных параметров солнечного ветра (СВ), межпланетного магнитного поля (ММП) и геомагнитной активности (ГА) [Fadaaq and Badruddin, 2021b; Мелкумян и др., 2022a].

Чтобы изучить поведение основных параметров межпланетной среды и космических лучей, некоторые исследователи рассматривали отдельно межпланетные возмущения, содержащие

структуры магнитных облаков, с предшествовавшими им ударными волнами и без них. Так, Wu and Lepping [2016] показали, что средние значения скорости СВ и модуля ММП, а также продолжительность МО и интенсивность геомагнитных возмущений для магнитных облаков с предшествующей ударной волной выше (или больше), чем для тех же параметров в межпланетных возмущениях с магнитными облаками, но без ударной волны. Fadaaq and Badruddin [2021a] рассматривали также влияние МО с ударной волной и без нее на поток галактических КЛ (ГКЛ) и сделали вывод, что МО с ударными волнами эффективнее модулируют ГКЛ, причем ФЭ развивается как двухступенчатый, и первая и большая часть понижения регистрируется в области взаимодействия, а вторая — внутри МО. Однако в межпланетных возмущениях с МО без ударной волны регистрируемый ФЭ значительно меньше, и вся модуляция наблюдается именно внутри магнитного облака.

Также проводились исследования некоторых временных параметров ФЭ, но чаще всего рассматривались только продолжительность фазы спада и время восстановления потока КЛ. Например, Badruddin et al. [1986] установили, что длительность фазы спада не зависит от продолжительности МО, а время восстановления, наоборот, зависит при учете скорости и/или размера МО. Мелкумян и др., [2022b] рассматривали группы ФЭ, связанные с различными солнечными источниками, и исследовали другие временные параметры развития Форбуш-эффектов — время от начала события до момента регистрации: минимальной плотности космических лучей; максимального часового уменьшения плотности космических лучей; максимальной экваториальной анизотропии космических лучей; максимальной скорости СВ; максимальной индукции ММП; минимального *Dst*-индекса. Авторы показали, что развитие Форбуш-эффектов во времени существенно различается для исследуемых групп событий.

Некоторые авторы в своих исследованиях использовали метод наложения эпох [Badruddin et al., 1986; Fadaaq and Badruddin, 2021a,b], который не очень удобно применять, когда исследуемые события имеют разную продолжительность. В других работах [Hidalgo et al., 2002; Wang et al., 2003] рассматриваются единичные случаи с подробным описанием каждого магнитного облака.

Цель статьи — изучение временных распределений различных характеристик магнитных облаков, в частности основных параметров сол-

нечного ветра, межпланетного магнитного поля, космических лучей и геомагнитной активности за 1967—2021 гг.

2. ДАННЫЕ И МЕТОДЫ

Сейчас доступны многочисленные источники информации о данных солнечного ветра, межпланетной среды и геомагнитной активности. В предыдущих исследованиях [Абунина и др., 2021; Мелкумян и др., 2022] наша группа изучала свойства магнитных облаков, выделенных за период современных наблюдений, т.е. с 1995 г., когда стали доступны данные космического аппарата SOHO (<https://soho.nascom.nasa.gov/data/data.html>). В настоящем исследовании мы значительно расширили список магнитных облаков за счет данных, взятых из опубликованных в 1980—1990 гг. статей [Klein and Burlaga, 1982; Burlaga et al., 1982, 1987; Zhang and Burlaga, 1988; Tsurutani et al., 1988; King et al., 1982; Lepping et al., 1990; Lockwood et al., 1991; Bothmer and Schwenn, 1998]. Также использованы данные по МО из [Lynch et al., 2003, 2005; Wang et al., 2003; Huttunen et al., 2005; Marubashi and Lepping, 2007; Gopalswamy et al., 2010; Richardson and Cane, 2010; Kim et al., 2013] и интернет-каталогов:

- 1) <http://www.srl.caltech.edu/ACE/ASC/DATA/level3/icmetable2.htm>;
- 2) <http://www.iki.rssi.ru/omni/>;
- 3) https://wind.nasa.gov/mfi/mag_cloud_public.html;
- 4) https://wind.nasa.gov/mfi/mag_cloud_S1.html;
- 5) https://cdaw.gsfc.nasa.gov/meetings/2010_flux-rope/LWS_CDAW2010_ICMETbl.html.

Таким образом был составлен каталог из 466 магнитных облаков за период 1967—2021 гг., содержащий значения величины и времени регистрации экстремальных значений основных параметров СВ, ММП, ГА и КЛ внутри МО. Изменения межпланетных параметров, характерных для магнитных облаков, описаны различными авторами [Burlaga et al., 1981, 1982; Klein and Burlaga, 1982; Gosling et al., 1990; Kim et al., 2013; Ермолаев и др., 2009], основными являются: возросшая напряженность ММП, уменьшение вариаций магнитного поля, ненормально низкая температура протонов, спад скорости солнечного ветра, понижение плотности плазмы, возросшее отношение Fe/O, двунаправленный поток электронов. Эти признаки могут проявляться не все одновременно, но присутствие двух-трех из них уже выделяет структуру МО из

окружающего солнечного ветра (см., напр., [Gosling, 1990]).

Отметим, что авторы данной статьи не определяют границы и продолжительность магнитных облаков, а используют уже опубликованные результаты из указанных источников. Поскольку разные авторы используют несколько различающиеся критерии для определения структуры и границ МО, время начала и конца магнитных облаков может различаться на несколько часов. В такой ситуации мы выбирали один из этих источников с помощью сравнительного анализа и во многом субъективно.

Каждое из выделенных магнитных облаков было частью выброса корональной массы, в результате влияния которого был зарегистрирован Форбуш-эффект в данных нейтронных мониторов (НМ). Данные по ФЭ и сопутствующим параметрам СВ (скорость, плотность, температура, плазменная бета и др.), ММП, КЛ и ГА, а также многие рассчитываемые параметры (например, температурный индекс (KT), времена регистрации экстремальных значений различных параметров) включены в базу данных Форбуш-эффектов и межпланетных возмущений (FEID – *Forbush Effects and Interplanetary Disturbances*, <https://tools.izmiran.ru/feid/>), созданную и поддерживаемую в ИЗМИРАН. Отметим, что температурный индекс подробно описан в [Мелкумян и др., 2020; Melkumyan et al., 2021] и представляет собой отношение наблюдаемой температуры к ожидаемой, которая, в свою очередь, рассчитывается из наблюдаемой скорости солнечного ветра: $KT = T_{\text{obs}}/T_{\text{exp}}, \lg T_{\text{exp}} = a + b \lg V$.

В FEID параметры СВ и ММП используются из базы данных OMNI (<https://omniweb.gsfc.nasa.gov/>), список ударных волн (SSC) из <http://isgi.unistra.fr/data/download.php>, данные корональных выбросов массы из <https://cdaw.gsfc.nasa.gov/CMElist/>. Данные по ГА брались из <ftp://ftp.gfz-potsdam.de/pub/home/obs/kp-ap/wdc/> [Matzka et al., 2021] и <http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/dst/dir/index.html>. Параметры КЛ (вариации плотности, составляющие векторной анизотропии) рассчитывались методом глобальной съемки (GSM – *Global Survey Method*, [Белов и др., 2018]) по данным мировой сети НМ (NMDB – *Neutron Monitor Data Base*, <http://www01.nmdb.eu/>) для частиц с жесткостью 10 ГВ. Список исследуемых ФЭ с различными параметрами, в том числе рассчитанными для магнитных облаков, доступен по ссылке: (http://spaceweather.izmiran.ru/dbs/mc/list_mc_466.pdf).

В данной работе мы исследуем распределение по времени различных параметров межпланет-

ных возмущений внутри МО, используя продолжительность магнитного облака в процентах (продолжительность МО, независимо от его длительности в часах, принимается за 100%). Поэтому сравнение временных характеристик становится возможным без дополнительных сложностей, которые неизменно возникают, если рассматривать продолжительность магнитного облака в часах, поскольку структуры МО, наблюдаемых у Земли, имеют продолжительность от 3 до 83 ч.

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В данной работе рассматриваются временные распределения различных параметров (в процентах), а именно – время регистрации экстремальных значений от начала МО: скорости СВ (TV_{max}), напряженности ММП (TB_{max}), индексов геомагнитной активности (TAp_{max} , TKp_{max} , $TDst_{\text{min}}$), основных характеристик КЛ (амплитуды ФЭ $-T_{\text{min}}$, экваториальной составляющей анизотропии КЛ $-TAx_{\text{max}}$), а также параметр TKT_{min} – время регистрации минимального значения температурного индекса. Все эти параметры мы рассматриваем внутри магнитных облаков, выражая время в процентах, чтобы можно было сравнивать все МО независимо от их продолжительности.

Приведем пример межпланетного возмущения, содержащего структуру магнитного облака (рис. 1). На верхней панели рис. 1 показаны часовые значения параметров межпланетной среды: индукция ММП и ее компоненты (левая шкала, общее поле B – сплошная кривая; Bx – треугольники вверх; By – треугольники вниз; Bz – ромбы) и скорость СВ (правая шкала, верхняя серая кривая V). На второй панели приведены изменения температурного индекса. На третьей панели показаны изменения плотности КЛ (A_0 , левая шкала) и экваториальной составляющей анизотропии (Ax , правая шкала). На нижней панели приведены индексы геомагнитной активности (Kp , левая шкала; Dst , правая шкала). Начало Форбуш-эффекта отмечено вертикальной темно-серой линией, заштрихованная область – регистрация магнитного облака.

Для примера был выбран самый значительный Форбуш-эффект за последние 10 лет. Это событие было зарегистрировано 3–5 ноября 2021 г., когда орбиты Земли достиг быстрый межпланетный корональный выброс массы, источником которого был КВМ (в 02:48 UT, $V_0 = 1473$ км/с), ассоциированной с солнечной

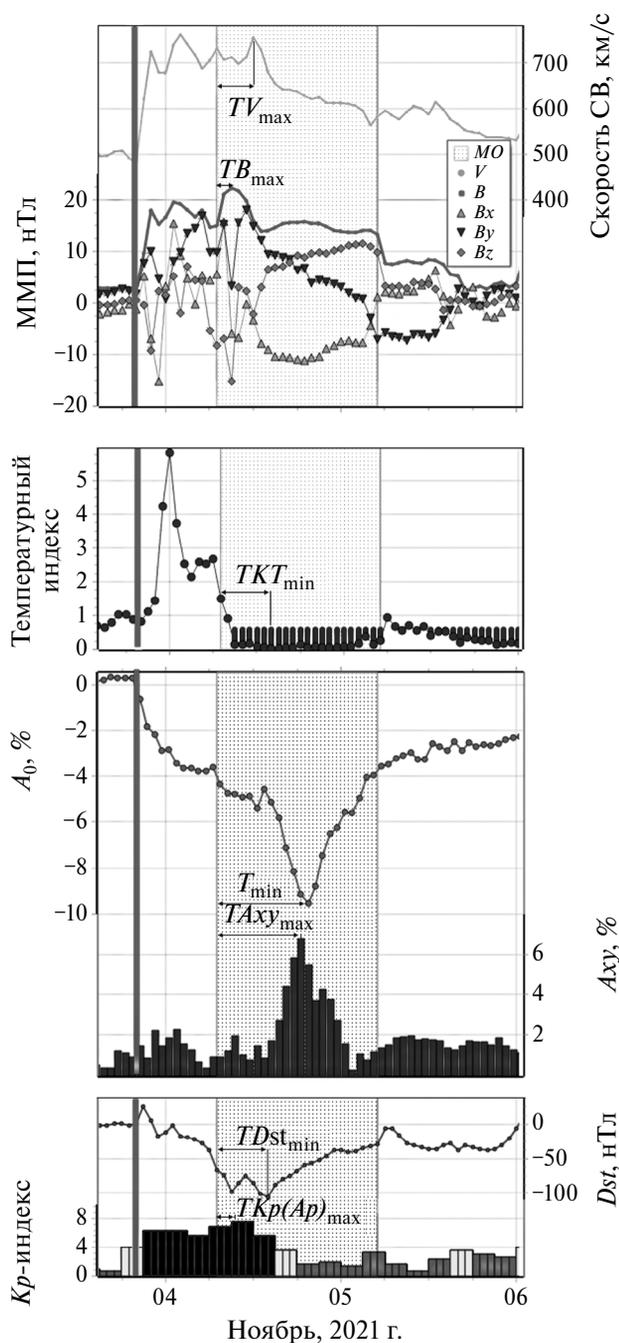


Рис. 1. Вариации основных параметров СВ, ММП, КЛ и ГА во время Форбуш-эффекта 3–5 ноября 2021 г.

вспышкой $M1.7$ (с координатами N14E01) 2 ноября 2021 г. В результате был зарегистрирован ФЭ с амплитудой 9.8% и $A_{xy_{max}} = 6.77\%$. Во время этого события наблюдалась очень большая магнитная буря ($Kp_{max} = 8-$, $Dst_{min} = -105$ нТл) — одна из наиболее мощных в текущем солнечном цикле, а также значительные экстремальные пара-

метры межпланетной среды: $V_{max} = 762$ км/с и $B_{max} = 22.3$ нТл. На рис. 1 указаны моменты регистрации экстремальных значений всех перечисленных параметров. В показанном событии границы магнитного облака указаны в соответствии с данными интернет-каталога (<http://www.srl.caltech.edu/ACE/ASC/DATA/level3/icmetable2.htm>). Продолжительность данного МО — 22 ч, в течение этого периода амплитуда вариаций КЛ составила 5.8%, максимальное значение скорости СВ (757 км/с) внутри МО было зарегистрировано через 5 ч после начала облака, а максимальное значение ММП (22.3 нТл) — через 2 ч.

3.1. Параметры СВ и ММП

На рис. 2 приведены распределения времени достижения максимальных значений скорости СВ (рис. 2а) и индукции ММП (рис. 2б) внутри МО. Напомним, что в данной работе продолжительность МО независимо от его длительности в часах принимается за 100%, поэтому указание на временные части МО приводится в процентах. Подобные распределения уже были показаны в предыдущей работе [Абунина и др., 2021], здесь они построены на большем количестве событий, но в целом хорошо согласуются с опубликованными ранее. Из рис. 2 видно, что максимальные значения скорости СВ часто наблюдаются (в 46% событий) в первые 10% времени от начала МО (первые два столбца гистограммы), а максимальные значения ММП — в начале (в каждом пятом МО) и в середине МО (в промежутке от 25 до 55 % времени — в 28% событий). Те немногие события, в которых максимальные значения скорости СВ и индукции ММП зарегистрированы в последние часы (последние 10% времени МО), связаны с взаимодействием со следующим, более скоростным, “набегающим” межпланетным возмущением.

Далее мы построили аналогичные гистограммы, убрав из рассмотрения те события, в которых после окончания регистрации структуры МО следующее межпланетное возмущение началось меньше чем через 5 ч (рис. 3). Поскольку взаимодействие со следующим возмущением — явление редкое (см. напр., [Shlyk et al., 2022]), из исследуемой выборки осталось 300 МО, т.е. примерно в каждом третьем случае новое межпланетное возмущение начиналось практически сразу после исследуемого, а иногда даже во время еще не закончившегося. Из рис. 3 видно, что в целом форма распределений не изменилась и в процентном соотношении сохранилась: в половине случаев максимальная скорость (рис. 3а) регистрируется в первые 10% времени, а макси-

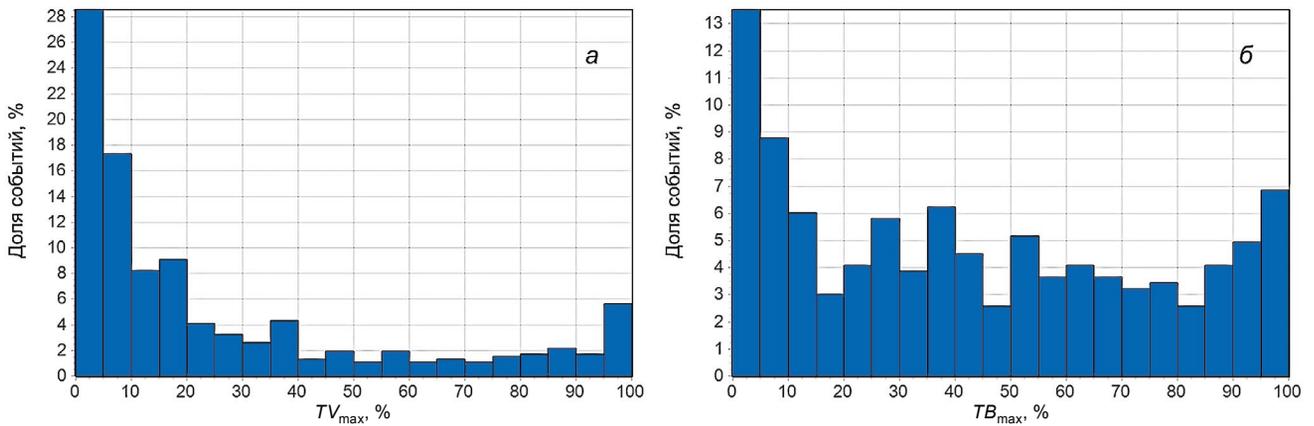


Рис. 2. Распределения максимальных значений скорости СВ (а) и индукции ММП (б) внутри МО.

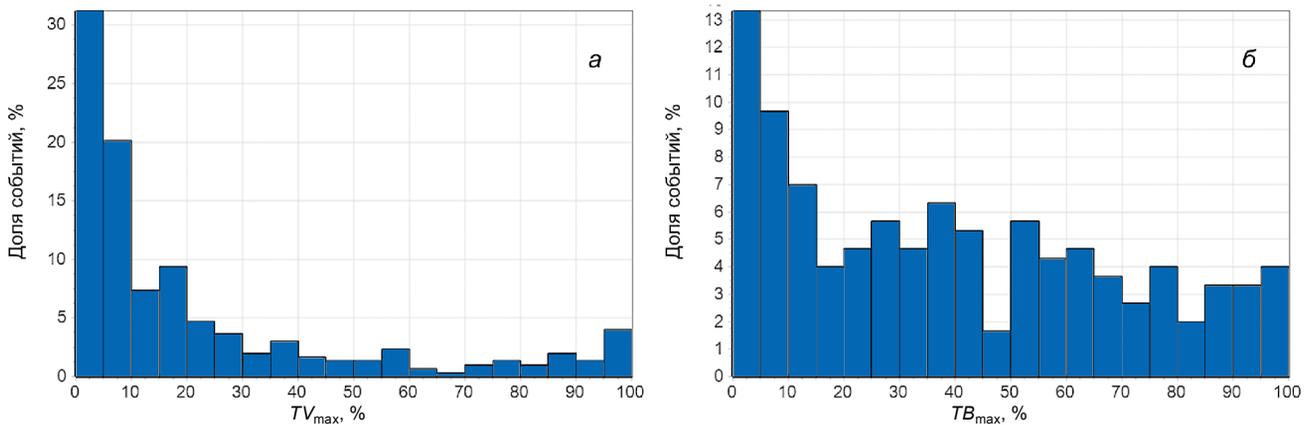


Рис. 3. Распределения максимальных значений скорости СВ (а) и индукции ММП (б) внутри МО в межпланетных возмущениях без взаимодействия со следующим событием.

мум ММП (рис. 3б) часто наблюдается в начале (в 23% событий) и в середине (в промежутке от 25 до 55% времени – в 29% событий) МО, а событий с максимальными значениями скорости СВ и индукции ММП в конце МО (последние два столбца гистограмм) практически не осталось.

В данной работе мы рассматриваем еще один (рассчитываемый) параметр солнечного ветра – температурный индекс (*KT*). Одним из основных способов применения индекса является возможность идентификации типа солнечного источника: в [Мелкумян и др., 2022] было показано, что межпланетные возмущения, вызванные КВМ, имеют меньшие значения температурного индекса, чем межпланетные возмущения, вызванные высокоскоростными потоками из корональных дыр. Из определения магнитного облака также следует, что это обычно структуры с пониженной температурой, поэтому в рас-

пределении минимальных значений температурного индекса внутри МО наблюдается довольно ровная картина – минимальные значения могут наблюдаться в любой части МО (в интервале до 80% времени для каждого пятипроцентного интервала события с минимальными значениями температурного индекса распределены довольно равномерно – от 3 до 8%). Только для промежутка 90–100% количество МО с самыми низкими температурами падает до 2.0–2.5%, что также связано со взаимодействием со следующим межпланетным возмущением или с более быстрым фоновым ветром (в результате взаимодействия температура повышается).

3.2. Геомагнитная активность

Далее мы рассмотрели временные распределения экстремальных значений геомагнитных

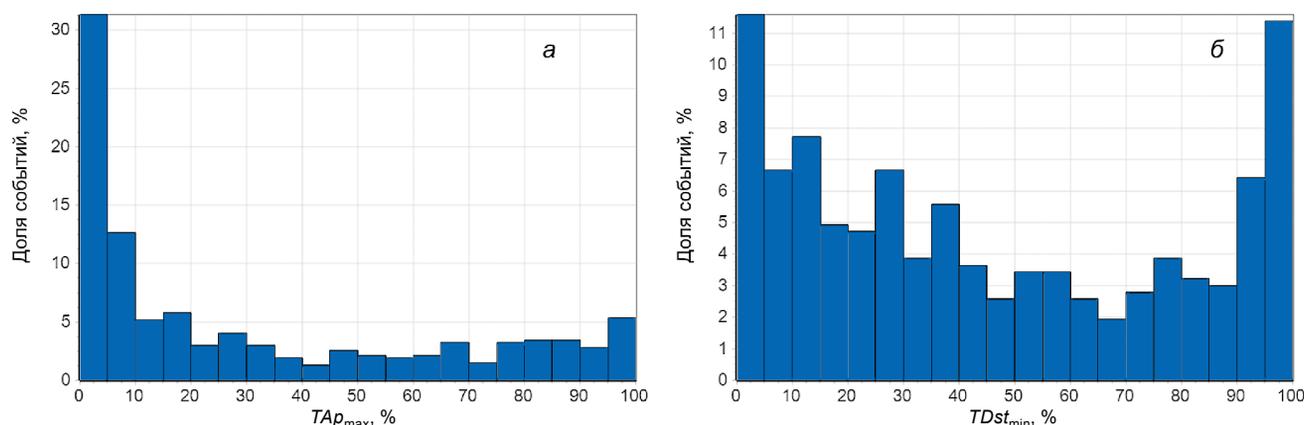


Рис. 4. Распределения экстремальных значений геомагнитных индексов внутри МО: (а) A_p -индекса и (б) Dst -индекса.

индексов внутри МО (см. рис. 4). Во многих исследуемых событиях (44%) максимальный A_p -индекс регистрировался в первые 10% времени (см. рис. 4а). И если рассмотреть только те события, в которых $TV_{\max} \leq 10\%$ (108 событий), то в 83% случаев A_p_{\max} наблюдается именно в начале МО (в первые 20% времени – первые четыре столбца гистограммы). Это вполне ожидаемый результат из-за тесной связи геомагнитной активности и величины ММП в межпланетном возмущении (напр., [Tsurutani and Gonzalez, 1997]). Однако в распределении минимального значения Dst -индекса наблюдается несколько иная картина (см. рис. 4б): есть два явно выраженных пика: регистрация минимальных значений в самом начале МО (85 событий, в первые 10% времени) и в самом конце МО (83 события, в последние 10% времени). Мы дополнительно рассмотрели те магнитные облака (21 событие), в которых минимальное значение Dst -индекса было зарегистрировано в самом конце МО (в последние 10% времени), а максимальное значение A_p -индекса, наоборот, в первые часы МО (в первые 10% времени). Все эти события можно разделить на две группы: 1) 13 МО, внутри которых вариации A_p и Dst индексов были незначительны ($Kp_{\max} \leq 4$, среднее $|Dst_range| \approx 26$ нТл, где Dst_range – это изменение Dst индекса внутри МО); 2) 8 МО, во время прохождения которых были зарегистрированы магнитные бури, и величина Kp_{\max} в начале события оказалась немного больше, чем в конце. Таким образом, выявленная для небольшого количества событий особенность объясняется флуктуациями геомагнитных индексов при сравнительно равномерном их распределении внутри МО.

3.3. Вариации космических лучей

Далее мы рассмотрели распределение времени достижения минимума плотности КЛ внутри МО (рис. 5). Из соображений масштаба на рис. 5 не приведены события с амплитудами $>7\%$ (для частиц с жесткостью 10 ГВ), но треугольниками указаны времена регистрации максимальных вариаций плотности КЛ внутри МО. Эти ФЭ были зарегистрированы 17.02.1978 г., 06.11.2001 г., 30.10.2003 г., 28.10.1991 г., 29.10.2003 г. и 26.07.2004 г. с амплитудами внутри МО 16.9; 10.0; 10.1; 9.5; 11.6; 11.0 % соответственно.

Из рис. 5 видно, что минимум плотности КЛ внутри МО может достигаться в любой части МО. Группа с минимумом плотности КЛ в середине облака связана с главным механизмом его создания – магнитной ловушкой, в центре которой формируется ФЭ. Нельзя забывать, что ФЭ создается и областью взаимодействия, и ударной волной, поэтому минимум может наблюдаться и в начале МО. В связи с этим мы подробнее рассмотрели те магнитные облака, в которых максимальные значения скорости СВ и индукции ММП были зарегистрированы в самом начале МО (события ($TV_{\max} \leq 10\%$, $TB_{\max} \leq 10\%$). Всего таких МО получилось 60. Для выбранных событий оказалось, что в 70% случаев минимум плотности КЛ наблюдался в первые 30% времени от момента регистрации МО.

Также есть довольно большая группа событий (73 МО) с минимумом плотности КЛ в конце МО ($T_{\min} \geq 90\%$). В этой группе более чем в половине случаев (в 44 МО) B_{\max} регистрируется во второй половине МО, величина ММП повышенная (среднее значение: 14.7 ± 0.6 нТл), скорость СВ – невысокая (среднее значение: 444 ± 10 км/с), и не регистрируются большие амплитуды вариаций

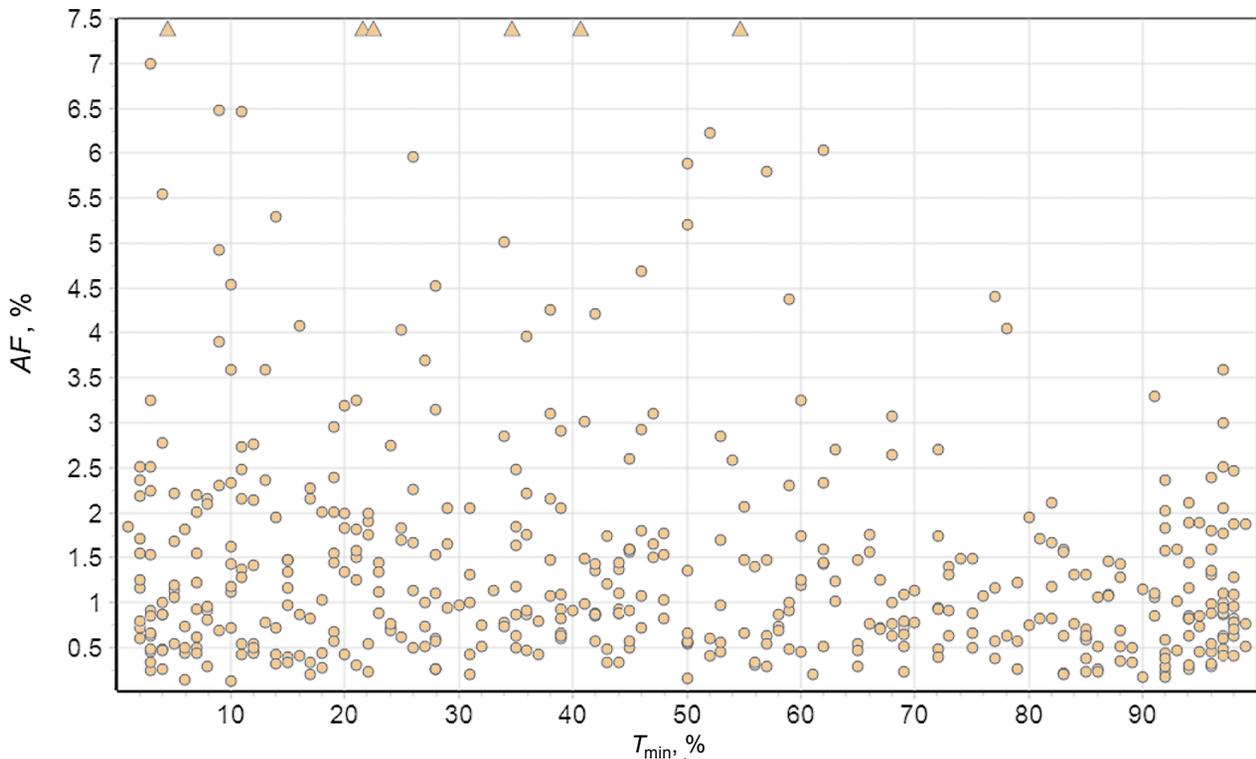


Рис. 5. Связь максимальных значений вариаций плотности КЛ внутри МО и времени их регистрации. Треугольниками указаны времена максимальных вариаций плотности КЛ внутри МО для ФЭ величиной $>7\%$.

ций КЛ (среднее значение: $1.1 \pm 0.09\%$). К тому же в части событий (28 МО) регистрация минимальных значений плотности КЛ в конце МО связана с взаимодействием со следующим событием.

Еще одним из основных параметров КЛ является анизотропия. Мы рассмотрели время регистрации максимального значения экваториальной составляющей анизотропии КЛ внутри МО и получили, что только в 19% случаев максимум достигается в первые 10% времени от момента регистрации МО. В остальное время распределение довольно равномерное: от 2 до 7% в каждый пятипроцентный интервал времени.

4. ОСНОВНЫЕ ВЫВОДЫ

Был составлен каталог, содержащий данные об основных параметрах межпланетной среды, космических лучей и геомагнитной активности при прохождении мимо Земли 466 межпланетных возмущений, содержащих структуру магнитного облака, за 1967–2021 гг. (http://spaceweather.izmiran.ru/dbs/mc/list_mc_466.pdf).

Все рассмотренные магнитные облака весьма разнообразны. Было показано, что в 35% случаев межпланетные возмущения, содержащие МО, взаимодействуют с другими межпланетными возмущениями (время до регистрации следующего возмущения составляет менее 5 ч).

Были изучены временные характеристики основных параметров СВ, ММП, ГА и КЛ внутри МО и показано, что:

- максимальные значения скорости СВ, напряженности ММП и геомагнитной активности чаще наблюдаются в начале МО;
- минимальные значения плотности КЛ и максимальная анизотропия КЛ могут наблюдаться в любой части МО;
- при регистрации максимальных значений скорости СВ и напряженности ММП в начале МО минимум плотности КЛ также регистрируется в первой половине магнитного облака;
- при регистрации максимального значения ММП во второй половине МО и невысоких скоростях СВ минимальные значения плотности КЛ регистрируются в конце магнитного облака.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Абунина М.А., Белов А.В., Шлык Н.С., Абунин А.А., Оленева В.А., Прямушкина И.И., Янке В.Г. Форбуш-эффекты, созданные выбросами солнечного вещества с магнитными облаками // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 61. № 5. С. 572–582. 2021.
<https://doi.org/10.31857/S0016794021050023>
- Белов А.В., Абунин А.А., Абунина М.А., Ерошенко Е.А., Оленева В.А., Янке В.Г. Вариации плотности галактических космических лучей в магнитных облаках // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 55. № 4. С. 445–456. 2015.
<https://doi.org/10.7868/S0016794015040021>
- Белов А.В., Ерошенко Е.А., Янке В.Г., Оленева В.А., Абунина М.А., Абунин А.А. Метод глобальной съемки для мировой сети нейтронных мониторов // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 58. № 3. С. 374–389. 2018.
<https://doi.org/10.7868/S0016794018030082>
- Ермолаев Ю.И., Николаева Н.С., Лодкина И.Г., Ермолаев М.Ю. Каталог крупномасштабных явлений солнечного ветра для периода 1976–2000 гг. // Космич. исслед. Т. 47. № 2. С. 99–113. 2009.
- 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 аэрономия. Т. 62. № 3. С. 283–301. 2022а.
<https://doi.org/10.31857/S0016794022030117>
- Мелкумян А.А., Белов А.В., Абунина М.А., Шлык Н.С., Абунин А.А., Оленева В.А., Янке В.Г. Особенности поведения временных параметров Форбуш-понижений, связанных с разными типами солнечных и межпланетных источников // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 62. № 2. С. 155–170. 2022б.
<https://doi.org/10.31857/S0016794022010138>
- Мелкумян А.А., Белов А.В., Абунина М.А., Абунин А.А., Ерошенко Е.А., Оленева В.А., Янке В.Г. Поведение скорости и температуры солнечного ветра в межпланетных возмущениях, создающих Форбуш-понижения // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 60. № 5. С. 547–556. 2020.
<https://doi.org/10.31857/S0016794020040100>
- Badruddin, Yadav R.S., Yadav N.R. Influence of magnetic clouds on cosmic ray intensity variation // Solar Phys. V. 105. № 2. P. 413–428. 1986.
<https://doi.org/10.1007/BF00172057>
- 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. P. 625–630. 2001.
- Belov A., Abunin A., Abunina M., Eroshenko E., Oleneva V., Yanke V., Papaioannou A., Mavromichalaki H. Galactic cosmic ray density variations in magnetic clouds // Solar Phys. V. 290. P. 1429–1444. 2015.
<https://doi.org/10.1007/s11207-015-0678-z>
- Bothmer V., Schwenn R. The structure and origin of magnetic clouds in the solar wind // Ann. Geophys. V. 16. P. 1–24. 1998.
- Burlaga L., Sittler E., Mariani F., Schwenn R. Magnetic loop behind an interplanetary shock: Voyager, Helios, and IMP 8 observations // J. Geophys. Res. V. 86. P. 6673–6684. 1981.
<https://doi.org/10.1029/JA086iA08p06673>
- Burlaga L.F., Behannon K.W. Magnetic clouds: Voyager observations between 2 and 4 AU // Solar Phys. V. 81. P. 181–192. 1982.
<https://doi.org/10.1007/BF00151989>
- Burlaga L.F., Behannon K.W., Klein L.W. Compound Streams, Magnetic Clouds, and Major Geomagnetic Storms // J. Geophys. Res. V. 92. № A6. P. 5725–5734. 1987.
- Burlaga L. Magnetic Clouds / Physics of the Inner Heliosphere II. Physics and Chemistry in Space (Space and Solar Physics). V. 21. Eds. Schwenn R., Marsch E. Berlin, Heidelberg: Springer, 1991. 352 p.
https://doi.org/10.1007/978-3-642-75364-0_1
- Fadaaq M., Badruddin B. Modulation of galactic cosmic rays due to magnetic clouds and associated structures in the interplanetary space: 1996–2018 // Astrophys. J. V. 64. № 2. P. 210–218. 2021а.
<https://doi.org/10.1007/s10511-021-09682-3>
- Fadaaq M., Badruddin B. Study of transient modulation of galactic cosmic rays due to interplanetary manifestations of coronal mass ejections: 2010–2017 // Astrophys. Space Sci. V. 366. Article ID 10. 2021b.
<https://doi.org/10.1007/s10509-021-03918-6>
- Forbush S.E. On the Effects in Cosmic-Ray Intensity Observed During the Recent Magnetic Storm // Phys. Rev. V. 51. P. 1108–1109. 1937.
<https://doi.org/10.1103/PhysRev.51.1108.3>
- Gopalswamy N., Xie H., Mäkelä P., Akiyama S., Yashiro S., Kaiser M.L., Howard R.A., Bougeret J.-L. Interplanetary shocks lacking type II radio bursts // Astrophys. J. V. 710. P. 1111–1126. 2010.
<https://doi.org/10.1088/0004-637X/710/2/1111>
- Gosling J.T. Coronal Mass Ejections and Magnetic Flux Ropes in Interplanetary Space // Geophys. Monogr. Ser. V. 58. P. 343–364. 1990.
- Gosling J.T., Bame S.J., McComas D.J., Phillips J.L. Coronal mass ejections and large geomagnetic storms // Geophys. Res. Lett. V. 17. № 7. P. 901–904. 1990.
<https://doi.org/10.1029/GL017i007p00901>
- Hidalgo M.A., Cid C., Viñas A.F., Sequeiros J. A non-force-free approach to the topology of magnetic clouds in the solar wind // J. Geophys. Res. V. 107. № A1. P. SSH1-1–SSH 1-7. 2002.
<https://doi.org/10.1029/2001JA900100>
- Huttunen K., Schwenn R., Bothmer V., Koskinen H. Properties and geoeffectiveness of magnetic clouds in the rising, maximum and early declining phases of solar cycle 23 // Ann. Geophys. V. 23. P. 625–641. 2005.
<https://doi.org/10.5194/angeo-23-625-2005>
- Kim R.-S., Gopalswamy N., Cho K.-S., Moon Y.-J., Yashiro S. Propagation Characteristics of CMEs Associated with Magnetic Clouds and Ejecta // Solar Phys. V. 284. P. 77–88. 2013.
<https://doi.org/10.1007/s11207-013-0230-y>

- *King J.H., Lepping R.P., Sullivan J.D.* On the Complex State of the Interplanetary Medium of July 28–29, 1977 // *J. Geophys. Res.* V. 87. № A8. P. 5881–5887. 1982.
- *Klein L., Burlaga L.* Interplanetary magnetic clouds at 1 AU // *J. Geophys. Res.* V. 87. № A2. P. 613–624. 1982. <https://doi.org/10.1029/JA087iA02p00613>
- *Kumar A., Badruddin* Interplanetary coronal mass ejections, associated features, and transient modulation of galactic cosmic rays // *Solar Phys.* V. 289. P. 2177–2205. 2014. <https://doi.org/10.1007/s11207-013-0465-7>
- *Lepping R.P., Jones J.A., Burlaga L.F.* Magnetic Field Structure of Interplanetary Magnetic Clouds at 1 AU // *J. Geophys. Res.* V. 95. № A8. P. 11957–11965. 1990.
- *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>.
- *Lockwood J.A., Webber W.R., Debrunner H.* Forbush decreases and interplanetary magnetic field disturbances: Association with magnetic clouds // *J. Geophys. Res.* V. 96. № A7. P. 11587–11604. 1991. <https://doi.org/10.1029/91JA01012>
- *Lynch B.J., Zurbuchen T.H., Fisk L.A.* Internal structure of magnetic clouds: Plasma and composition // *J. Geophys. Res.* V. 108. № A6. P. SSH6-1–SSH 6-14. 2003. <https://doi.org/10.1029/2002JA009591>
- *Lynch B.J., Gruesbeck J.R., Zurbuchen T.H., Antiochos S.K.* Solar cycle–dependent helicity transport by magnetic clouds // *J. Geophys. Res.* V. 110. Article ID A08107. 2005. <https://doi.org/10.1029/2005JA011137>
- *Marubashi K., Lepping R.* Long-duration magnetic clouds: a comparison of analyses using torus–and cylinder-shaped flux rope models // *Ann. Geophys.* V. 25. № 11. P. 2453–2477. 2007. <https://doi.org/10.5194/angeo-25-2453-2007>
- *Masías-Meza J.J., Dasso S., D’emoulin P., Rodriguez L., Janvier M.* Superposed epoch study of ICME sub-structures near Earth and their effects on Galactic cosmic rays // *Astronomy & Astrophysics.* V. 592. Article ID A118. 2016. <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201628571>
- *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. Article ID e2020SW002641. 2021.
- *Melkumyan A.A., Belov A.V., Abunina M.A., Abunin A.A., Eroshenko E.A., Yanke V.G., Oleneva V.A.* Solar wind temperature-velocity relationship over the last five solar cycles and Forbush decreases associated with different types of interplanetary disturbance // *MNRAS.* V. 500. P. 2786–8797. 2021. <https://doi.org/10.1093/mnras/staa3366>
- *Parnahaj I., Kudela K.* Forbush decreases at a middle latitude neutron monitor: relations to geomagnetic activity and to interplanetary plasma structures // *Astrophys. Space Sci.* V. 359. Article ID 35. 2015. <https://doi.org/10.1007/s10509-015-2484-3>
- *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>
- *Richardson I.G., Cane H.V.* Galactic Cosmic Ray Intensity Response to Interplanetary Coronal Mass Ejections/Magnetic Clouds in 1995–2009 // *Solar Phys.* V. 270. P. 609–627. 2011. <https://doi.org/10.1007/s11207-011-9774-x>
- *Shlyk N.S., Belov A.V., Abunina M.A., Abunin A.A., Oleneva V.A., Yanke V.G.* Forbush decreases caused by paired interacting solar wind disturbances // *MNRAS.* V. 511. № 4. P. 5897–5908. 2022. <https://doi.org/10.1093/mnras/stac478>
- *Tsurutani B., Gonzalez W., Tang F., Akasofu S.I., Smith E.J.* Origin of interplanetary southward magnetic fields responsible for major magnetic storms near solar maximum (1978–1979) // *J. Geophys. Res.* V. 93. № A8. P. 8519–8531. 1988.
- *Tsurutani B., Gonzalez W.* 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>
- *Wang Y.M., Ye P.Z., Wang S.* Multiple magnetic clouds: Several examples during March–April 2001 // *J. Geophys. Res.* V. 108. № A10. Article ID 1370. 2003. <https://doi.org/10.1029/2003JA009850>
- *Wu C.-C., Lepping R.P.* Relationships Among Geomagnetic Storms, Interplanetary Shocks, Magnetic Clouds, and Sunspot Number During 1995–2012 // *Solar Phys.* V. 291. P. 265–284. 2016. <https://doi.org/10.1007/s11207-015-0806-9>
- *Zhang G., Burlaga L.* Magnetic clouds, geomagnetic disturbances, and cosmic ray decreases // *J. Geophys. Res.* V. 93. № A4. P. 2511–2518. 1988. <https://doi.org/10.1029/JA093iA04p02511>

Main time characteristics of cosmic ray variations and related parameters in magnetic clouds

**M. A. Abunina^{1, *}, A. V. Belov¹, N. S. Shlyk¹, A. A. Abunin¹, A. A. Melkumyan¹,
I. I. Pryamushkina¹, V. A. Oleneva¹, V. G. Yanke¹**

¹ Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation of Russian Academy of Sciences (IZMIRAN), Moscow, Troitsk, Russia

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

The behavior of the main parameters of the interplanetary medium, cosmic rays, and geomagnetic activity during the passage of magnetic clouds past the Earth (465 events over the period from 1967 to 2021) has been studied. Time distributions of these parameters inside magnetic clouds are considered. It is shown that the maximum values of the solar wind velocity, interplanetary magnetic field strength, and geomagnetic activity indices are more often recorded at the beginning of the magnetic cloud, while the minimum values of the temperature index, cosmic ray density and equatorial component of anisotropy can be observed in any part of the structure under study.

УДК 524.1.352; 523.62-726; 550.385.4

ФОРБУШ-ПОНИЖЕНИЯ И ГЕОМАГНИТНЫЕ ВОЗМУЩЕНИЯ: 2. СРАВНЕНИЕ СОЛНЕЧНЫХ ЦИКЛОВ 23–24 И СОБЫТИЙ С ВНЕЗАПНЫМ И ПОСТЕПЕННЫМ НАЧАЛОМ

© 2024 г. А. А. Мелкумян^{1, *}, А. В. Белов¹, Н. С. Шлык¹, М. А. Абунина^{1, **},
А. А. Абунин¹, В. А. Оленева¹, В. Г. Янке¹

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

*e-mail: amelkum@izmiran.ru

**e-mail: abunina@izmiran.ru

Поступила в редакцию 26.05.2023 г.

После доработки 22.06.2023 г.

Принята к публикации 28.09.2023 г.

Исследуются статистические связи между значениями геомагнитных индексов и характеристиками космических лучей и межпланетных возмущений для Форбуш-понижений с внезапным и постепенным началом, связанных с разными типами солнечных источников: а) корональными выбросами массы из активных областей, сопровождавшимися солнечными вспышками; б) волоконными выбросами вне активных областей; в) высокоскоростными потоками из корональных дыр; г) несколькими источниками. С использованием статистических методов также сравнивается зависимость геомагнитных индексов от параметров космических лучей и солнечного ветра для Форбуш-понижений в солнечных циклах 23 и 24. Полученные результаты показали: а) межпланетные возмущения, связанные с корональными выбросами из активных областей, вызывают преимущественно магнитные бури с внезапным началом; б) межпланетные возмущения, связанные с высокоскоростными потоками из корональных дыр, вызывают в основном бури с постепенным началом; в) межпланетные возмущения, связанные с волоконными выбросами вне активных областей, вызывают равновероятно бури с внезапным и постепенным началом. Для спорадических Форбуш-понижений параметры космических лучей и геомагнитной активности в среднем больше для событий с внезапным началом; для рекуррентных Форбуш-понижений характер начала события на величину этих параметров не влияет. Для всех типов солнечных источников параметры возмущенного солнечного ветра в среднем больше в событиях с внезапным началом. Геоэффективность межпланетных возмущений значительно выше в 23 цикле для событий, связанных с выбросами из активных областей; для остальных типов возмущений разница между циклами слабая.

DOI: 10.31857/S0016794024010057, EDN: GQPZCU

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]. ФП и геомагнитные бури могут быть откликом на одни

и те же солнечные и гелиосферные возмущения, поэтому между параметрами, характеризующими эти явления, должна существовать связь, по крайней мере статистическая. В первой работе по этой теме [Мелкумян и др., 2023] подробно описаны результаты совместного статистического анализа параметров КЛ, СВ и геомагнитной активности (ГА) для ФП, связанных с разными типами солнечных источников: а) корональными выбросами массы (*Coronal Mass Ejections* – CMEs) из активных областей (АО), сопровождавшимися солнечными вспышками; б) волоконными выбросами вне АО; в) высокоскорост-

ными потоками из корональных дыр (*Coronal Holes* – CHs); г) несколькими источниками. В данной работе для тех же типов солнечных источников исследуются статистические связи между характеристиками КЛ, СВ и ГА: а) для ФП с внезапным началом (*Sudden Storm Commencement* – SSC) и с постепенным началом (*Gradual Storm Commencement* – GSC); б) для ФП в солнечных циклах (*Solar Cycles* – SCs) 23 и 24. Известно, что основным источником магнитосферных возмущений является отрицательная (южная) B_z -компонента межпланетного магнитного поля (ММП). Среди межпланетных возмущений, вызывающих ФП и имеющих длительную значительную южную B_z -компоненту, представлены в большей степени спорадические возмущения (*Interplanetary Coronal Mass Ejections* – ICMEs) и в меньшей степени рекуррентные возмущения (*Corotating Interaction Regions* – CIRs), связанные с высокоскоростными потоками из корональных дыр. Исследование геоэффективности межпланетных возмущений разного типа проводилось во многих работах, например, [Alves, 2006; Yermolaev et al., 2012; Дремухина и др., 2019] (под геоэффективностью понимается вероятность возникновения геомагнитной бури или эффективность процесса генерации бурь). Многие авторы исследовали также связь параметров ГА и ФП [например, Belov, 2008; Badruddin and Kumar, 2015; Шлык и др., 2021]. Более подробный обзор литературы представлен в первой работе по этой теме [Мелкумян и др., 2023].

Известно, что SSC является надежным признаком больших геомагнитных бурь [например, Park et al., 2002], и маркером межпланетных ударных волн, с приходом которых часто начинаются Форбуш-понижения [Belov, 2008]. В предыдущей статье мы исследовали связь геомагнитных возмущений с ФП, разделив последние на группы по типу солнечных источников, с которыми они связаны. Можно также разделить ФП по особенностям их начала, объединив в одну группу события, начавшиеся с прихода к Земле межпланетной ударной волны (ФП с внезапным началом), а в другую – события без ударной волны (ФП с постепенным началом). Ударные волны более характерны для событий, обусловленных корональными выбросами, и не типичны для событий, связанных с CHs, хотя множество возмущений, созданных ICMEs, приходят к Земле без ударной волны, а ударные волны у Земли иногда наблюдаются и на фронтах высокоскоростных потоков из CHs. Различия в поведении характеристик ФП в событиях с внезапным и постепенным началом исследова-

ли, например, [Абунин и др. [2012]. Полученные результаты показали: а) выборки событий с внезапным (группа *S*) и постепенным (группа *NS*) началом существенно различаются между собой; б) в *S*-группе оказались в среднем более мощные события; в) при одном и том же уровне ГА в *S*-группе наблюдаются ФП большей величины, чем в группе *NS*; г) ФП в *S*-группе в большей мере обусловлены спорадическими возмущениями СВ, в то время как значительная часть событий группы *NS* связана с рекуррентными возмущениями.

Известно, что 24-й солнечный цикл слабее и мощность межпланетных возмущений в нем меньше, чем в цикле 23 и в предыдущих солнечных циклах [например, Gopalswamy et al., 2020]. Сравнение геоэффективности межпланетных возмущений и значений параметров КЛ, СВ и ГА в солнечных циклах 23 и 24 проводилось разными авторами. Oh and Kim [2013] исследовали вариации параметров солнечной активности (СА), а также межпланетных (величина ММП и интенсивность КЛ) и геомагнитных (*Ap*-индекс) характеристик в солнечных циклах 21–24. Все параметры, и особенно величина ММП, характеризовались очень малыми значениями в период минимума между циклами 23 и 24 (Min 23–24), что могло быть результатом слабых солнечных магнитных полей. Gopalswamy et al. [2015], сравнивая характеристики транзитных возмущений и ГА в максимумах циклов 23 (Max 23) и 24 (Max 24), показали, что, хотя количество магнитных облаков в Max 24 не уменьшилось, абсолютные значения почти всех параметров стали существенно меньше. Самые большие изменения наблюдались для значений *Dst*-индекса: средние значения для области взаимодействия (*Sheath*) и для магнитного облака составили соответственно –66 нТл и –55 нТл в Max 23 и –33 нТл и –23 нТл в Max 24. Уменьшение интенсивности геомагнитных бурь было прямым следствием уменьшения параметра VB_z (произведение скорости магнитного облака на B_z -компоненту магнитного поля). Yermolaev et al. [2022] сравнивали поведение геомагнитных индексов и параметров межпланетных возмущений в солнечных циклах 21–22 и 23–24. Было показано, что с началом 23-го цикла доля магнитных бурь, инициированных CIRs, возросла по сравнению с двумя предыдущими циклами, так как количество ICMEs значительно уменьшилось, в то время как количество рекуррентных событий мало изменилось. Произошли также изменения в характере взаимодействия СВ с магнитосферой Земли, связанные со значительным уменьшением напряженности ММП, плотности и темпера-

туры СВ в солнечных циклах 23–24 по сравнению с циклами 21–22.

Цель настоящей работы – сравнение геоэффективности межпланетных возмущений, а также статистических характеристик и связей параметров КЛ, СВ и ГА для ФП, связанных с разными типами солнечных источников: а) в событиях с внезапным и постепенным началом; б) в солнечных циклах 23 и 24.

2. ДАННЫЕ И МЕТОДЫ

В работе использовались данные с января 1997 по декабрь 2021 г. из созданной и поддерживаемой в ИЗМИРАН базы данных Форбуш-эффектов и межпланетных возмущений (*Forbush Effects and Interplanetary Disturbances – FEID*) [Белов и др., 2018; <https://tools.izmiran.ru/feid>]. В базе данных FEID с 1997 по 2021 г. содержится 1637 событий, надежно привязанных к солнечным источникам разного типа. После выбора по критерию $Bz_{\min} < -5$ нТл осталось 944 события (группа FULL). По типу солнечных источников эти ФП были разделены на группы: а) СМЕ1 ($N = 209$ событий) – ФП, связанные с СМЕs из АО; б) СМЕ2 ($N = 145$) – ФП, связанные с волоконными выбросами вне АО; в) СН ($N = 160$) – ФП, связанные с высокоскоростными потоками из корональных дыр; г) MIX ($N = 430$) – ФП, связанные с двумя и более источниками. Каждое ФП описывается несколькими параметрами: AF (амплитуда ФП), $A\alpha_{\max}$ (максимальная в течение ФП экваториальная анизотропия КЛ), Az_{range} (размах северо-южной анизотропии КЛ); Bz_{\min} (минимальное в течение ФП отрицательное значение Bz -компоненты ММП); V_{\max} и B_{\max} (максимальные в течение ФП скорость СВ и индукция ММП); Vb и Bb (значения скорости СВ и индукции ММП за час до начала ФП). В качестве характеристик межпланетных возмущений используются также параметры $dB = B_{\max} - Bb$ и $dV = V_{\max} - Vb$ и параметр KT_{\min} – минимальное в течение ФП значение температурного индекса [Мелкумян и др., 2020]. Для характеристики ГА используются параметры: Dst_{\min} (минимальное в течение ФП отрицательное значение Dst -индекса), Ap_{\max} и Kp_{\max} (максимальные в течение ФП значения Ap – и Kp -индекса). Солнечная активность характеризуется параметром SSN (*Solar Spot Numbers*), равным количеству солнечных пятен в день начала ФП. Для описания временного развития событий используются временные параметры: T_{\min} (время спада), $TDst_{\min}$, TV_{\max} , TB_{\max} [Мелкумян и др., 2022]. В целях

сравнения геоэффективности межпланетных возмущений, а также статистических свойств параметров и их взаимосвязей для разных групп событий строились гистограммы и круговые диаграммы, вычислялись квартили распределений, средние значения, коэффициенты корреляции и стандартизированные коэффициенты множественной линейной регрессии (*Standardized Regression Coefficient – SRC*).

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

3.1. ФП с внезапным и постепенным началом

В настоящей работе сравниваются статистические характеристики геомагнитных индексов и параметров КЛ и СВ для ФП с внезапным началом (группа FULL, SSC-события, $N = 298$ событий) и с постепенным началом (группа FULL, GSC-события, $N = 646$ событий) при $Bz_{\min} < -5$ нТл. Количество ФП, сопровождавшихся магнитными бурями ($Kp_{\max} \geq 5$ –), в группе FULL составило 224 ФП (75%) для SSC-событий и 284 ФП (44%) для GSC-событий, что указывает на существенно большую геоэффективность событий с внезапным началом. На рис. 1 представлены круговые диаграммы параметра Kp_{\max} ($Kp_{\max} \geq 5$ –), показывающие относительное количество магнитных бурь разной интенсивности в группах ФП с разными типами солнечных источников для событий с внезапным и постепенным началом. Из рисунка видно, что в группе FULL для SSC-событий наблюдаются магнитные бури от слабых ($Kp = 5$) до экстремальных ($Kp = 9$), для GSC-событий – от слабых до очень сильных ($Kp = 8$). Разница в геоэффективности SSC– и GSC-событий обусловлена, вероятно, тем, что большая часть ($N = 145$) ФП, связанных с выбросами массы из АО, относится к группе SSC, в то время как ФП, связанные с волоконными выбросами вне АО, распределяются между группами SSC ($N = 76$) и GSC ($N = 69$) примерно поровну, а рекуррентные ФП в большинстве ($N = 140$) относятся к группе GSC. Полученные результаты показывают, что: а) для магнитных бурь, вызванных межпланетными возмущениями, связанными с выбросами массы из АО, характерно в основном внезапное начало; б) для бурь, вызванных рекуррентными возмущениями, более характерно постепенное начало; в) межпланетные возмущения, связанные с волоконными выбросами вне АО, с одинаковой вероятностью вызывают бури с внезапным и постепенным началом. Таким образом, можно связать SSC-события преимущественно с СМЕs/

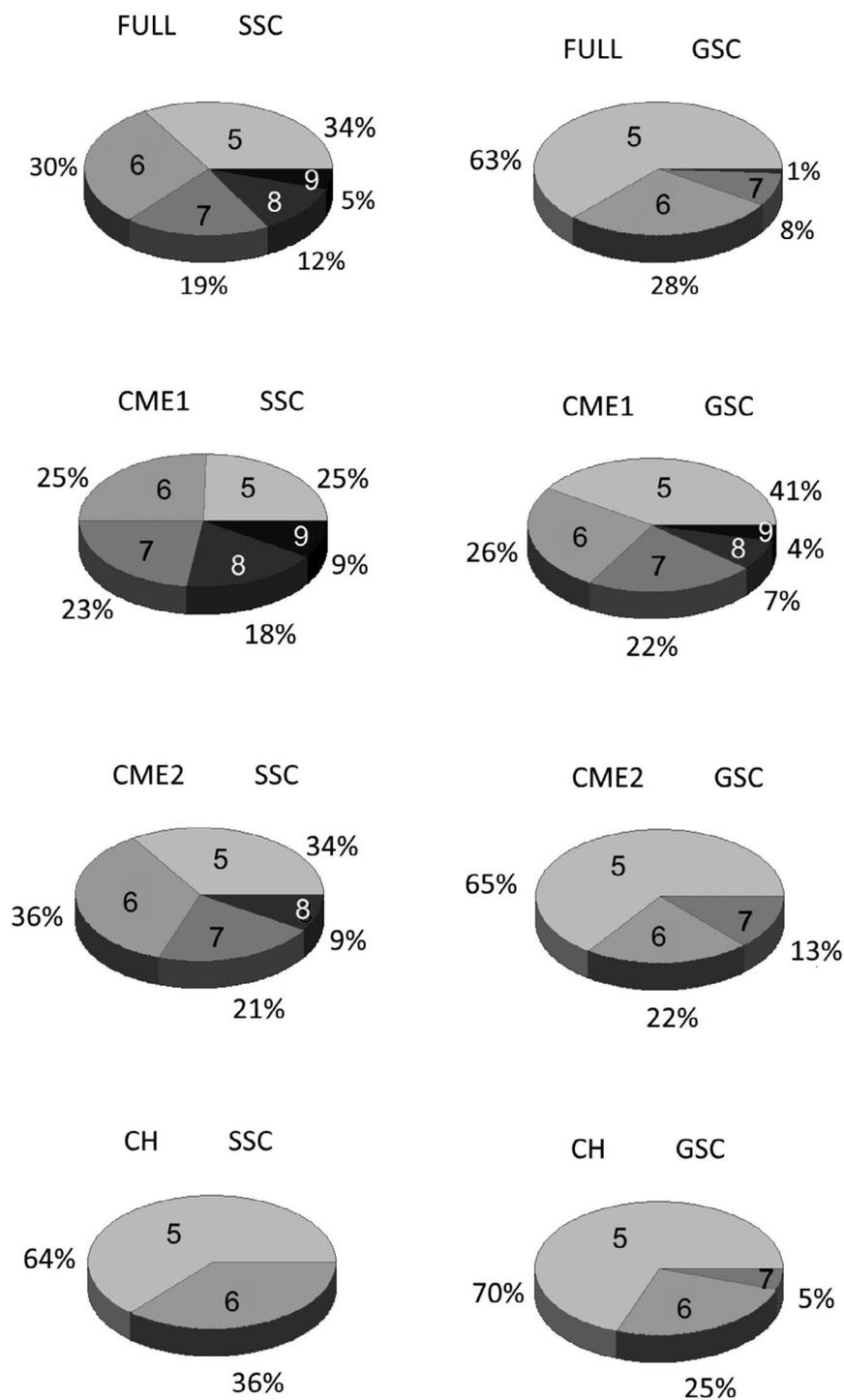


Рис. 1. Круговые диаграммы параметра Kp_{max} в группах FULL, CME1, CME2, CH для событий с внезапным (SSC) и постепенным (GSC) началом ($Kp_{max} \geq 5$ —).

ICMEs, но нельзя однозначно утверждать, что GSC-события связаны в основном с CIRs; они могут быть связаны с разными типами солнечных источников.

В табл. 1 для событий с внезапным и постепенным началом представлены медианы распределений: а) параметров геомагнитной и солнечной активности; б) параметров КЛ и межпланетных возмущений; в) параметров dB и dV , показывающих разницу между характеристиками возмущенного и спокойного СВ. На рис. 2 показаны гистограммы параметров Ap_{max} , $|Dst_{min}|$, AF , $|Bz_{min}|$, B_{max} , V_{max} , dB , dV в группе FULL для событий с внезапным (SSC) и постепенным (GSC) началом. Из соображений масштаба для SSC-событий не показаны Форбуш-понижения: 2003.10.29 ($AF = 28.0\%$, $V_{max} = 1800$ км/с); 2003.10.30 ($V_{max} = 1876$ км/с). Из рисунка видно, что распределения всех параметров (кроме V_{max} и dV) характеризуются значительной положительной асимметрией независимо от характера начала события, а для SSC-событий имеют длинные “хвосты” в области больших значений. Распре-

деления V_{max} и dV ближе к симметричным, что вообще характерно для скорости СВ [Мелкумян и др., 2018], и слабее отличаются между SSC- и GSC-событиями. Из табл. 1 видно, что $|Dst_{min}|$ для спорадических ФП с внезапным началом (медиана = 78 нТл для CME1 и 72 нТл для CME2) существенно больше, чем для спорадических событий с постепенным началом (соответственно 37 и 34 нТл). В то же время для рекуррентных ФП характер начала события на величину $|Dst_{min}|$ практически не влияет (медиана = 38 нТл для SSC и 33 нТл для GSC). Такое же поведение характерно для параметров КЛ (AF , Axy_{max} , Az_{range}) и параметра $|Bz_{min}|$. У остальных параметров СВ как для спорадических, так и для рекуррентных ФП медианы распределений больше для SSC-, чем GSC-событий. Особенно большое отличие наблюдается для параметров dB и dV , показывающих разницу между характеристиками возмущенного и спокойного СВ. Таким образом, полученные результаты показывают: а) у большинства параметров распределения для SSC- и GSC-событий отличаются наличием “хвоста” в области больших значений у ФП с внезапным

Таблица 1. Медианы распределений Dst_{min} , Ap_{max} , SSN, параметров КЛ и межпланетных возмущений в разных группах событий при наличии или отсутствии SSC ($Bz_{min} < -5$ нТл)

	SSC					GSC				
	FULL	CME1	CME2	CH	MIX	FULL	CME1	CME2	CH	MIX
N	298	145	76	20	57	646	64	69	140	373
Dst_{min}	-65	-78	-71.5	-38	-50	-36	-37	-34	-33	-38
Ap_{max}	61.5	80	56	39	48	32	27	27	32	32
AF	2.1	3.3	1.75	1.05	1.4	1.0	1.1	0.9	0.9	1.0
Axy_{max}	1.57	1.90	1.57	0.91	1.12	1.07	1.29	1.14	0.95	1.08
Az_{range}	1.22	1.55	1.12	0.87	0.98	0.92	1.04	0.92	0.85	0.94
V_{max}	544.5	579	453.5	653.5	555	542.5	448.5	424	591	554
B_{max}	16.3	19.3	15.8	14.35	14.6	11.6	11.65	11.2	11.25	12
Bz_{min}	-9.85	-10.5	-11.15	-7.5	-7.8	-6.8	-6.8	-7.2	-6.5	-7.0
KT_{min}	0.30	0.20	0.23	0.59	0.54	0.56	0.29	0.41	0.62	0.56
dV	155.5	163	92	305	187	133.5	46	43	221	148
dB	11.15	12.3	11.05	10.95	8.7	5.1	4.75	5.4	6.45	4.6
SSN	89	112	78	13	56.5	57	97	75	16	62

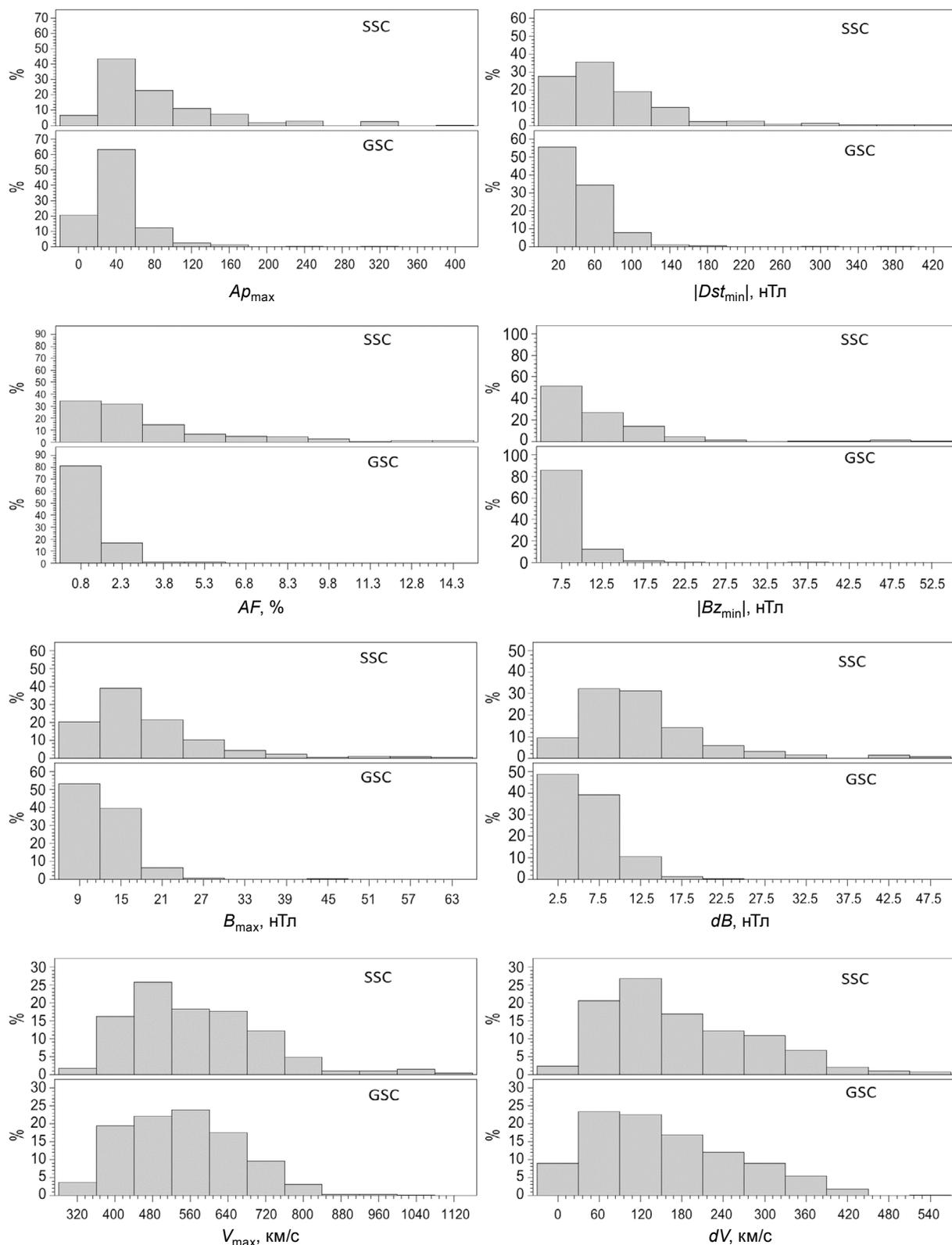


Рис. 2. Гистограммы параметров $A_{p_{\max}}$, $|Dst_{\min}|$, AF , $|Bz_{\min}|$, B_{\max} , dB , V_{\max} , dV в группах FULL, CME1, CME2, SH для событий с внезапным (SSC) и постепенным (GSC) началом ($Bz_{\min} < -5$ нТл). В группах FULL и CME1 для событий с SSC не показаны Форбуш-понижения: 2003.10.29 ($AF = 28.0\%$, $V_{\max} = 1800$ км/с), 2003.10.30 ($V_{\max} = 1876$ км/с).

началом; б) для спорадических ФП, медианы параметров КЛ, $|Dst_{min}|$ и $|Bz_{min}|$ больше для событий с внезапным началом; в) для рекуррентных ФП характер начала события на величину этих параметров практически не влияет; г) параметры B_{max} , V_{max} и особенно dB , dV больше для событий с внезапным началом для всех типов солнечных источников.

В табл. 2 представлены парные коэффициенты корреляции параметра $|Dst_{min}|$ с параметрами КЛ и СВ для SSC- и GSC-событий в группах FULL, CME1, CME2, CH, MIX. В группе FULL корреляция Dst_{min} с Bz_{min} для событий с внезапным началом (сильная) значимо больше, чем для событий с постепенным началом (умеренная). Если сравнивать группы, выделенные по типу солнечного источника, то для групп CME1 и CME2 эта корреляция (сильная) не зависит от характера начала события, так же как и корреляция в группе MIX (значительная). В группе CH для SSC-событий корреляция $|Dst_{min}|$ с остальными параметрами статистически незначима (кроме V_{max}), что может быть связано с малым объемом выборки ($N = 20$), а для GSC-событий наблюдается умеренная корреляция $|Dst_{min}|$ с большинством параметров. Как будет показано ниже, статистическая связь Dst_{min} с большинством параметров ослабляется, если

учитывать статистическую зависимость между всеми параметрами.

Для исследования статистических связей между Dst -индексом и характеристиками КЛ и СВ использовался также метод множественной регрессии, учитывающий взаимосвязи между параметрами. В табл. 3 представлены SRCs и коэффициенты детерминации (R^2) для прогнозируемой переменной $|Dst_{min}|$ и набора предикторов AF , Axy_{max} , Az_{range} , B_{max} , V_{max} , Bz_{min} , Bb , Vb , KT_{min} для SSC- и GSC-событий в группах ФП, связанных с разными типами солнечных источников. Значение SRC показывает долю дисперсии прогнозируемой переменной, объясняемую данным предиктором; значение R^2 показывает долю дисперсии, которую объясняют все используемые предикторы. В группе CME1 параметр $|Dst_{min}|$ зависит: а) от $|Bz_{min}|$ немного сильнее для событий с постепенным ($SRC = 0.87$), чем с внезапным (0.68) началом; б) от V_{max} (0.46) и Bb (0.22) для GSC-событий; в) от Vb (0.15) для SSC-событий. В группе CME2 параметр $|Dst_{min}|$ зависит: а) от $|Bz_{min}|$ независимо от характера начала события ($SRC = 0.63-0.67$); б) от Vb (0.22) для GSC-событий; в) от AF (0.25) для SSC-событий. Высокие значения коэффициента детерминации для спорадических ФП (R^2 от 0.76 до 0.88, множествен-

Таблица 2. Коэффициенты корреляции $|Dst_{min}|$ с SSN, параметрами КЛ и межпланетных возмущений в разных группах событий при наличии или отсутствии SSC ($Bz_{min} < -5$ нТл)

	SSC					GSC				
	FULL	CME1	CME2	CH	MIX	FULL	CME1	CME2	CH	MIX
N	298	145	76	20	57	646	64	69	140	373
AF	0.67	0.65	0.54	—	0.36	0.27	—	0.43	0.38	0.23
Axy_{max}	0.48	0.43	0.39	—	—	0.27	0.36	0.29	—	0.18
Az_{range}	0.49	0.48	0.34	—	—	0.30	0.26	0.38	—	0.31
V_{max}	0.54	0.60	0.52	0.54	—	0.29	0.47	0.33	0.42	0.30
B_{max}	0.76	0.78	0.69	—	0.29	0.55	0.83	0.60	0.36	0.38
Bz_{min}	0.83	0.84	0.75	—	0.58	0.67	0.89	0.78	0.41	0.51
KT_{min}	-0.30	-0.46	-0.30	—	—	-0.20	-0.32	-0.37	—	—
Vb	0.46	0.43	—	—	0.32	0.35	0.48	0.29	0.27	0.27
Bb	0.38	0.40	0.26	—	0.28	0.55	0.80	0.46	0.32	0.44
SSN	0.27	0.18	—	—	—	0.22	—	—	0.31	0.22

Таблица 3. Результаты множественной линейной регрессии для прогнозируемой переменной $|Dst_{\min}|$ в разных группах событий при наличии или отсутствии SSC ($Bz_{\min} < -5$ нТл)

	SSC					GSC				
	FULL	CME1	CME2	CH	MIX	FULL	CME1	CME2	CH	MIX
N	298	145	76	20	57	646	64	69	140	373
R^2	0.81	0.82	0.73	0.17	0.49	0.62	0.88	0.76	0.47	0.46
Стандартизированные коэффициенты регрессии										
AF	0.09	—	0.25	—	0.37	—	—	—	0.21	—
Axy_{\max}	—	—	—	—	-0.31	—	—	—	-0.15	—
Az_{range}	—	—	—	—	—	0.08	—	—	—	0.15
V_{\max}	—	—	—	—	—	—	0.46	—	—	—
B_{\max}	—	—	—	—	—	0.12	—	—	0.35	—
Bz_{\min}	0.65	0.68	0.63	—	0.68	0.50	0.87	0.67	0.25	0.40
KT_{\min}	—	—	—	—	—	-0.07	—	—	—	—
Vb	0.20	0.15	—	—	0.34	0.24	—	0.22	0.36	0.25
Bb	—	—	—	—	—	0.17	0.22	—	—	0.19

ный коэффициент корреляции — от 0.87 до 0.94) позволяют утверждать, что результаты получены с высокой степенью надежности. Для SSC-событий из группы CH ($R^2 = 0.17$) низкое качество прогноза связано, очевидно, с малым объемом выборки и не позволяет обсуждать зависимость между $|Dst_{\min}|$ и параметрами КЛ и СВ. Для GSC-событий из группы CH ($R^2 = 0.47$) зависимость $|Dst_{\min}|$ “размазана” по нескольким параметрам, при этом зависимость от $|Bz_{\min}|$ ($SRC = 0.25$) меньше, чем от B_{\max} (0.35) и Vb (0.36). Таким образом, для событий с постепенным началом: а) для спорадических ФП, независимо от типа солнечного источника, большая часть изменений Dst -индекса определяется южной компонентой ММП; б) для рекуррентных событий зависимость Dst -индекса от характеристик КЛ и СВ распределяется равномерно по нескольким параметрам; в) для спорадических событий наблюдается зависимость Dst -индекса от параметров спокойного СВ (от Bb в CME1 и от Vb в CME2); г) для рекуррентных событий зависимость Dst -индекса от южной компоненты ММП меньше, чем от B_{\max} и Vb . Для ФП с внезапным началом основная доля дисперсии Dst -индекса опре-

деляется южной компонентой ММП как для спорадических, так и для смешанных событий.

В табл. 4 представлены характеристики распределений параметров временного развития ФП и коэффициенты корреляции между $TDst_{\min}$ и T_{\min} , TB_{\max} , TV_{\max} для ФП с внезапным и постепенным началом в группах, связанных с разными типами солнечных источников. Из таблицы видно, что: а) независимо от характера начала событий, во всех группах (кроме SSC-событий в группе CH) Dst -индекс достигает экстремального значения в конце фазы спада ФП, что подтверждается умеренной или сильной корреляцией $TDst_{\min} - T_{\min}$; б) независимо от типа солнечного источника, для SSC-событий величина ММП достигает максимума в начале фазы спада (кроме группы CME2, где максимальное поле достигается в середине фазы спада), для GSC-событий — в ее середине; в) для спорадических ФП максимум скорости СВ регистрируется в середине фазы спада, независимо от характера начала события; г) для рекуррентных и смешанных источников максимум скорости СВ регистрируется в конце фазы спада для SSC-событий и в начале фазы восстановления для

Таблица 4. Статистические характеристики параметров $TDst_{\min}$, T_{\min} , TB_{\max} , TV_{\max} и коэффициенты корреляции $TDst_{\min}$ с остальными параметрами для разных групп событий

	Группа	N	Параметр	Среднее	Медиана	IQR	95%	r
SSC	FULL	279	$TDst_{\min}$	17.3 ± 0.6	14	10—24	36	1.00
			T_{\min}	17.9 ± 0.6	17	9—24	41	0.40
			TV_{\max}	14.5 ± 0.9	10	4—20	45	0.23
			TB_{\max}	9.3 ± 0.5	6	3—13	25	0.41
	CME1	137	$TDst_{\min}$	15.3 ± 0.7	13	9—19	33	1.00
			T_{\min}	15.2 ± 0.7	13	8—21	31	0.50
			TV_{\max}	9.6 ± 0.8	7	3—12	27	0.21
			TB_{\max}	7.5 ± 0.6	5	3—9	21	0.24
	CME2	71	$TDst_{\min}$	19.7 ± 1.3	17	12—26	43	1.00
			T_{\min}	17.1 ± 1.0	17	10—23	32	0.35
			TV_{\max}	10.6 ± 1.1	8	4—14	31	—
			TB_{\max}	13.8 ± 1.3	11	5—22	33	0.54
	CH	18	$TDst_{\min}$	18.4 ± 2.5	15.5	10—29	39	1.00
			T_{\min}	29.5 ± 2.8	31	19—41	46	—
			TV_{\max}	35.6 ± 3.9	31.5	22—48	67	—
			TB_{\max}	6.9 ± 1.0	6	3—9	19	0.40
MIX	53	$TDst_{\min}$	18.9 ± 1.5	15	11—25	43	1.00	
		T_{\min}	22.0 ± 1.7	19	11—30	45	0.34	
		TV_{\max}	25.4 ± 2.5	21	12—38	68	0.33	
		TB_{\max}	9.0 ± 0.8	7	4—12	23	0.45	
GSC	FULL	520	$TDst_{\min}$	19.9 ± 0.5	17	11—27	44	1.00
			T_{\min}	22.5 ± 0.6	21	11—33	45	0.38
			TV_{\max}	25.9 ± 0.7	24	14—35	55	0.30
			TB_{\max}	13.1 ± 0.5	10	6—17	34	0.37
	CME1	50	$TDst_{\min}$	20.3 ± 1.8	17	11—30	46	1.00
			T_{\min}	20.7 ± 1.7	18	10—28	44	0.52
			TV_{\max}	12.0 ± 1.4	8.5	4—16	29	0.31
			TB_{\max}	13.5 ± 1.6	10	3—21	32	—

	Группа	N	Параметр	Среднее	Медиана	IQR	95%	r
GSC	СМЕ2	60	$TDst_{\min}$	18.3 ± 1.5	16.5	9.5–24.5	48	1.00
			T_{\min}	17.9 ± 1.3	18	10.5–22	38	0.38
			TV_{\max}	13.5 ± 1.6	9	4–20.5	40	—
			TB_{\max}	15.1 ± 1.2	12.5	9–19/5	35.5	0.35
	СН	126	$TDst_{\min}$	23.7 ± 1.1	22.5	14–33	45	1.00
			T_{\min}	26.0 ± 1.2	26	14–38	46	0.28
			TV_{\max}	33.1 ± 1.4	31	21–45	60	0/35
			TB_{\max}	12.9 ± 0.8	10	6–17	29	0.45
	MIX	284	$TDst_{\min}$	18.4 ± 0.7	16	10–24	40	1.00
			T_{\min}	22.3 ± 0.8	20	11–33	45	0.38
			TV_{\max}	27.7 ± 0.9	26	17–36	54	0.33
			TB_{\max}	12.9 ± 0.7	10	5–17	38	0.38
SC 23	FULL	411	$TDst_{\min}$	19.2 ± 0.6	17	11–26	43	1.00
			T_{\min}	21.0 ± 0.6	18	10–30	45	0.35
			TV_{\max}	21.6 ± 0.8	18	7–33	54	0.30
			TB_{\max}	11.6 ± 0.5	8	4–16	30	0.32
SC 24	FULL	388	$TDst_{\min}$	18.7 ± 0.6	16	10–25	41	1.00
			T_{\min}	20.8 ± 0.6	19	10–30	45	0.45
			TV_{\max}	22.4 ± 0.8	20	10–31	53	0.30
			TB_{\max}	12.0 ± 0.5	9	5–16	32	0.47

GSC-событий. Последние три утверждения частично совпадают с результатами, полученными ранее для рекуррентных и спорадических ФП [Мелкумян и др., 2022].

3.2. ФП и геомагнитные возмущения в солнечных циклах 23–24

В данной работе сравниваются распределения и статистические связи параметров КЛ, СВ и ГА в солнечных циклах 23 (1997–2008 гг.) и 24 (2009–2019 гг.). При $Bz_{\min} < -5$ нТл, количество ФП в группе FULL составило: $N = 488$ в SC 23 и $N = 406$ в SC 24. Количество ФП, сопровождавшихся магнитными бурями ($Kp_{\max} \geq 5$), для группы FULL равно 299 событий в SC 23 (61%) и 189 событий в SC 24 (47%), что указывает на большую геоэффективность межпланетных возмущений в 23-м солнечном цикле.

На рис. 3 представлены круговые диаграммы параметра Kp_{\max} , показывающие относительное количество магнитных бурь разной интенсивности в солнечных циклах 23 и 24 в разных группах событий. Из рисунка видно, что: а) в группе СМЕ1 доля больших бурь (от сильных до экстремальных) существенно выше в SC 23 (56%), чем в SC 24 (24%); б) в группе СМЕ2 доля сильных и очень сильных бурь также больше в SC 23 (27%), чем в SC 24 (20%), но разница между циклами небольшая; в) в группе СН разница между циклами незначительная; г) в обоих циклах геоэффективность рекуррентных событий много меньше, чем спорадических. Известно [например, Gopalswamy et al., 2020], что 24-й солнечный цикл слабее и мощность возмущений СВ в нем меньше, чем в цикле 23, так что полученные результаты соответствуют общей характеристике этих циклов. Уменьшение геоэффективности

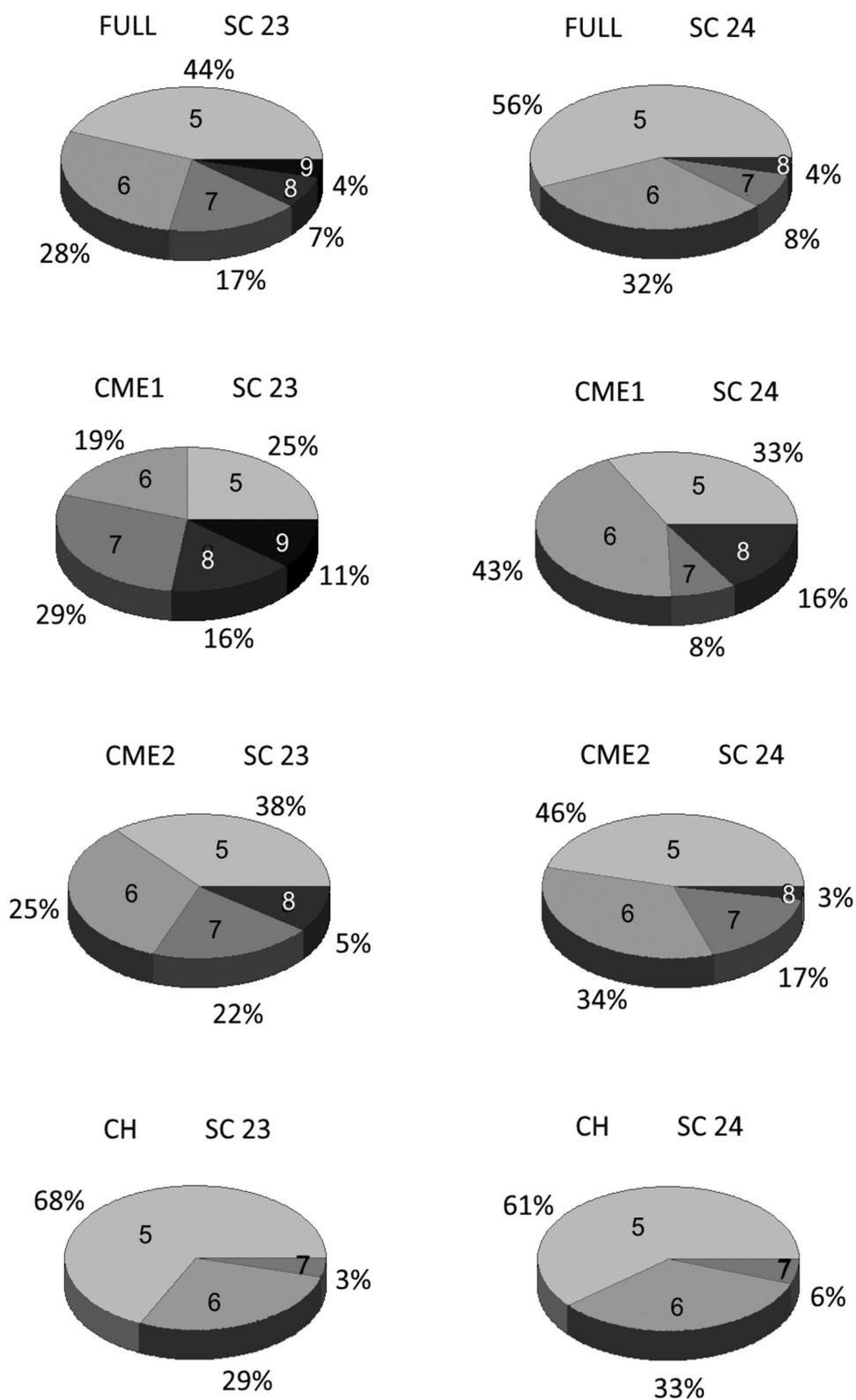


Рис. 3. Круговые диаграммы параметра Kp_{max} в группах FULL, CME1, CME2, CH для солнечных циклов 23 и 24 ($Kp_{max} \geq 5$).

спорадических событий в цикле 24 может быть вызвано изменениями в характере взаимодействия СВ с магнитосферой Земли, связанными со значительным уменьшением напряженности ММП, плотности и температуры СВ в солнечном цикле 24 [Yermolaev et al., 2022].

На рис. 4 показаны гистограммы параметров $A_{p_{\max}}$, $|Dst_{\min}|$, AF , $|Bz_{\min}|$, B_{\max} , V_{\max} , dB , dV для SC 23 и SC 24 в разных группах событий. Из соображений масштаба в группах FULL и CME1 в SC 23 не показаны события: 2003.10.29 ($AF = 28.0\%$, $V_{\max} = 1800$ км/с), 2003.10.30 ($V_{\max} = 1876$ км/с). Из рисунка видно, что распределения всех параметров (кроме V_{\max}) характеризуются существенной положительной асимметрией в обоих солнечных циклах, а в SC 23 имеют длинные “хвосты” в области больших значений. Распределение V_{\max} близко к симметричному в обоих солнечных циклах, что характерно для максимальной скорости СВ [Мелкумян и др., 2018]. В табл. 5 представлены медианы распределений параметров солнечной и геомагнитной активности, СВ и КЛ в группах событий, связанных с разными типами солнечных источников, для солнечных

циклов 23 и 24 ($Bz < -5$ нТл). Из таблицы видно, что медианы $|Dst_{\min}|$ и $|Bz_{\min}|$ для всех типов солнечных источников выше в SC 23, чем в SC 24, и в обоих циклах выше в группе CME1, чем в группе CME2 и тем более CH. В случаях, когда разница между медианами небольшая, мы проверили это соотношение, сравнив 95%-ные интервалы достоверности средних значений параметров. В SC 23 эти интервалы для $|Bz_{\min}|$ в группах CME1 (11.05–14.21 нТл) и CME2 (9.01–11.17 нТл) перекрываются, а для $|Dst_{\min}|$ интервал в группе CME1 (86.7–117.1 нТл) лежит выше, чем в группе CME2 (59.2–81.6 нТл). Таким образом, для спорадических событий в 23-м цикле значения $|Bz_{\min}|$ не зависят от типа солнечного источника (CME1 или CME2), а значения $|Dst_{\min}|$ выше для событий, связанных с выбросами массы из АО, т.е. ГА зависит не только от южной компоненты ММП, но и от других параметров СВ. В SC 24 интервалы достоверности в группах CME1 и CME2 перекрываются и для параметра $|Bz_{\min}|$ (CME1: 8.97–11.53 нТл, CME2: 8.39–10.23 нТл), и для параметра $|Dst_{\min}|$

Таблица 5. Медианы распределений Dst_{\min} , $A_{p_{\max}}$, SSN, параметров КЛ и межпланетных возмущений в разных группах событий в SC 23 и SC 24 ($Bz_{\min} < -5$ нТл)

	SC 23					SC 24				
	FULL	CME1	CME2	CH	MIX	FULL	CME1	CME2	CH	MIX
N	488	137	68	95	188	406	64	69	54	219
$ Dst_{\min} $	48.5	73	61	36	43	36	57.5	39	29.5	36
$A_{p_{\max}}$	48	80	48	32	39	32	56	39	29.5	32
AF	1.2	2.5	1.35	1.0	1.1	1.1	2.1	1.2	0.9	1.0
$A_{xy_{\max}}$	1.23	1.82	1.47	0.96	1.12	1.12	1.51	1.25	0.93	1.07
Az_{range}	0.94	1.41	0.84	0.84	0.89	1.00	1.39	1.13	0.86	0.96
V_{\max}	569.5	568	462	615	584	513.5	505	423	585	544
B_{\max}	13.5	17.7	13.5	12.0	12.65	12.0	14.4	12.8	11.3	11.7
$ Bz_{\min} $	7.6	9.9	8.9	6.6	7.4	7.0	9.0	8.5	6.4	6.9
KT_{\min}	0.31	0.21	0.31	0.62	0.6	0.51	0.32	0.31	0.6	0.54
dV	150	139	74	235	162	130.5	111	68	221.5	148
dB	6.85	10.4	8.25	6.9	4.8	6	8.7	7.2	6.75	5.1
SSN	75	131	97	19	68.6	56	92.5	65	13	57

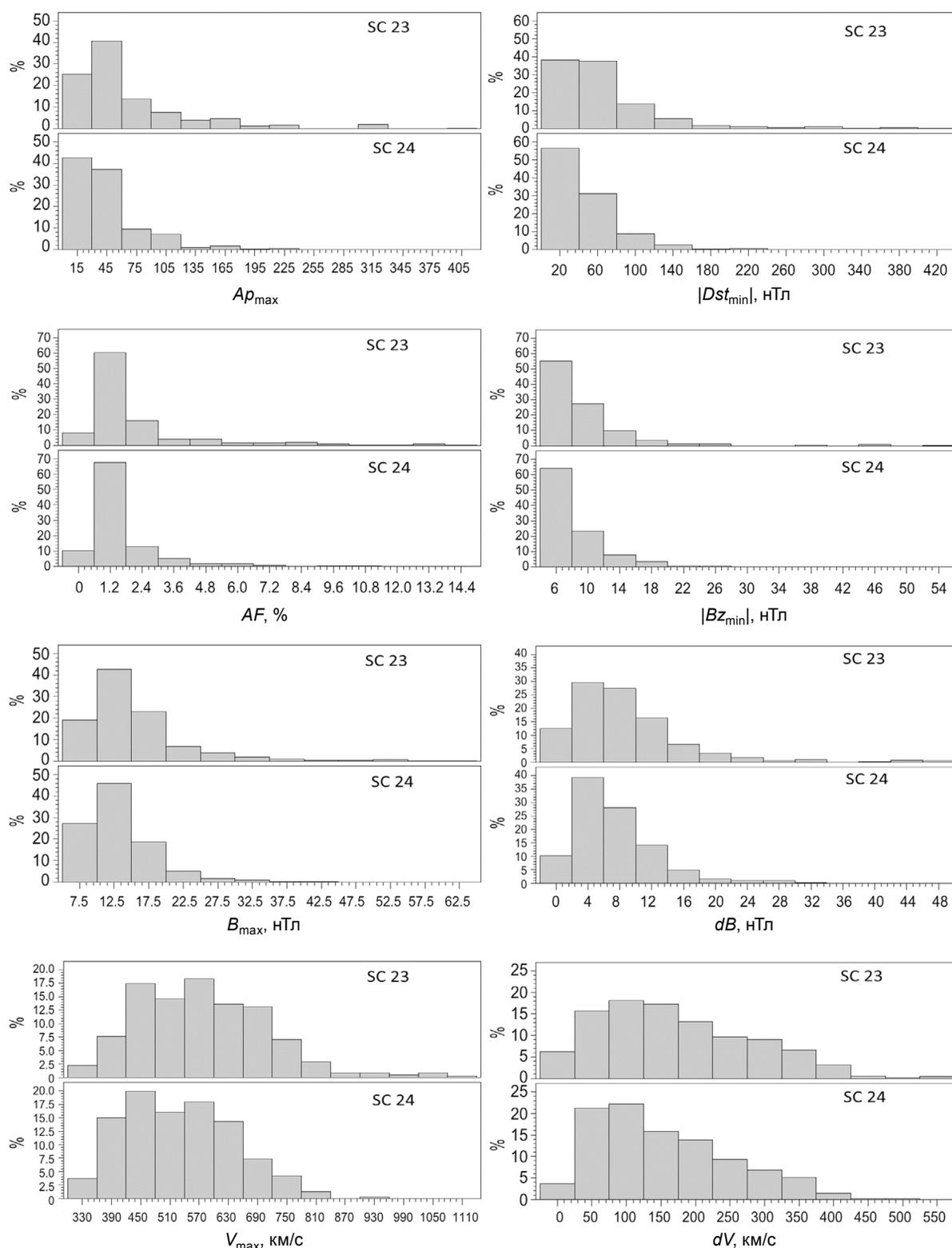


Рис. 4. Гистограммы параметров $A_{p\max}$, $|Dst_{\min}|$, AF , $|Bz_{\min}|$, B_{\max} , dB , V_{\max} , dV в группах FULL, CME1, CME2, CH для солнечных циклов SC 23 и SC 24 ($Bz_{\min} < -5$ нТл). В группах FULL и CME1 для солнечного цикла 23 не показаны ФП: 2003.10.29 ($AF = 28.0\%$, $V_{\max} = 1800$ км/с), 2003.10.30 ($V_{\max} = 1876$ км/с).

(СМЕ1: 52.2–74.6нТл, СМЕ2: 41.5–60.7нТл). Так как общий уровень параметров межпланетных возмущений в цикле 24 существенно ниже [Gopalswamy et al., 2020], то, возможно, влияние остальных параметров СВ (кроме Bz_{\min}) в этом цикле ослабевает. Что касается рекуррентных ФП, то значения параметров $|Dst_{\min}|$ и $|Bz_{\min}|$ для этих событий в среднем меньше, чем для спорадических, в обоих солнечных циклах. Сравнивая интервалы достоверности параметров внутри каждой из групп спорадических событий между двумя циклами, получаем: а) разница между средними значениями $|Bz_{\min}|$ в SC 23 и в SC 24 статистически незначима; б) для событий, связанных с выбросами массы из АО, средние значения $|Dst_{\min}|$ выше в SC 23; в) для событий, связанных с волоконными выбросами вне АО, средние значения $|Dst_{\min}|$ одинаковы в обоих циклах. Для рекуррентных возмущений разница между средними значениями $|Bz_{\min}|$ (а также между значениями $|Dst_{\min}|$) в двух солнечных циклах статистически незначима. Что касается временного развития ФП и межпланетных и геомагнитных возмущений в солнечных циклах 23 и 24, то для каждого из параметров T_{\min} , TB_{\max} , TV_{\max} , $TDst_{\min}$ (группа FULL) распределения в этих циклах практически совпадают (табл. 4).

3. ВЫВОДЫ

В первой работе по этой теме [Мелкумян и др., 2023] представлены результаты совместного статистического анализа параметров КЛ, СВ и ГА для ФП, связанных с разными типами солнечных источников: а) выбросами массы из АО, сопровождавшимися солнечными вспышками (группа СМЕ1); б) волоконными выбросами вне АО (группа СМЕ2); в) высокоскоростными потоками из корональных дыр (группа СН); г) несколькими источниками (группа MIX). В данной работе для тех же типов солнечных источников исследуются статистические связи между характеристиками КЛ, СВ и ГА: а) для ФП с внезапным и постепенным началом; б) для ФП в солнечных циклах 23 и 24. Полученные результаты показали:

1. ICMEs, связанные с выбросами из активных областей, вызывают преимущественно бури с внезапным началом, а CIRs — бури с постепенным началом. ICMEs, связанные с волоконными выбросами вне активных областей, равновероятно вызывают бури с SSC и GSC.

2. Для спорадических ФП параметры КЛ, $|Dst_{\min}|$, $|Bz_{\min}|$ в среднем больше для событий с

внезапным началом. Параметры B_{\max} , V_{\max} и особенно dB , dV в среднем больше в событиях с внезапным началом для всех типов солнечных источников.

3. Для ФП с внезапным началом основная доля дисперсии Dst -индекса определяется южной компонентой ММП как для спорадических, так и для смешанных событий.

4. Для ФП с постепенным началом у спорадических событий изменения Dst -индекса в большей мере определяются южной компонентой ММП, а у рекуррентных событий Dst -индекс зависит от нескольких характеристик СВ.

5. Для ФП с постепенным началом у спорадических событий наблюдается зависимость Dst -индекса от параметров спокойного СВ, а у рекуррентных событий зависимость Dst -индекса от южной компоненты ММП меньше, чем от B_{\max} и V_b .

6. Dst -индекс достигает экстремального значения в конце фазы спада ФП для всех типов солнечных источников, независимо от характера начала события (кроме SSC-событий в группе СН, где малое количество ФП не позволяет сделать достоверный вывод).

7. Геоэффективность межпланетных возмущений: а) существенно выше в 23-м, чем в 24-м солнечном цикле, для событий, связанных с выбросами массы из АО; б) немного выше в 23-м цикле для событий, связанных с волоконными выбросами вне АО; в) практически одинакова в обоих циклах для рекуррентных событий.

8. Внутри групп СМЕ1, СМЕ2, СН значения $|Bz_{\min}|$ в среднем одинаковы в SC 23 и SC 24; в группе СМЕ1 значения $|Dst_{\min}|$ выше в SC 23. ГА зависит не только от южной компоненты ММП, но и от других параметров СВ, и эта зависимость усиливается с ростом мощности межпланетных возмущений.

9. Распределения временных параметров, в том числе $TDst_{\min}$, внутри групп СМЕ1 и СМЕ2 не отличаются в SC 23 и SC 24.

Полученные закономерности могут быть использованы для изучения физической природы ФП и геомагнитных возмущений, а также при решении задач прогнозирования.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

— Абуниин 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 аэронаука. Т. 52. № 3. С. 313–320. 2012.

- Белов А.В., Ерошенко Е.А., Янке Г.В., Оленева В.А., Абунина М.А., Абунин 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>
- Дремухина Л.А., Ермолаев Ю.И., Лодкина И.Г. Динамика межпланетных параметров и геомагнитных индексов в периоды магнитных бурь, инициированных разными типами солнечного ветра // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 59. №6. С. 683–695. 2019. <https://doi.org/10.1134/S0016794019060063>
- 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. 2018. <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. Поведение скорости и температуры солнечного ветра в межпланетных возмущениях, создающих Форбуш-понижения // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 60. № 5. С. 547–556. 2020. <https://doi.org/10.31857/S0016794020040100>
- Мелкумян А.А., Белов А.В., Абунина М.А., Шлык Н.С., Абунин А.А., Оленева В.А., Янке В.Г. Особенности поведения временных параметров Форбуш-понижений, связанных с разными типами солнечных и межпланетных источников // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 62. № 2. С. 150–170. 2022. <https://doi.org/10.31857/S0016794022010138>
- Мелкумян А.А., Белов А.В., Абунина М.А., Шлык Н.С., Абунин А.А., Оленева В.А., Янке В.Г. Форбуш-понижения и геомагнитные возмущения: 1. События, связанные с разными типами солнечных и межпланетных источников // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 62. № 6. С. 699–714. 2023.
- Шлык Н.С., Белов А.В., Абунина М.А., Ерошенко Е.А., Абунин А.А., Оленева В.А., Янке В.Г. Влияние взаимодействующих возмущений солнечного ветра на вариации галактических космических лучей // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 61. № 6. С. 694–703. 2021. <https://doi.org/10.31857/S0016794021060134>
- Alves M. V., Echer E., Gonzalez W. D. Geoeffectiveness of corotating interaction regions as measured by Dst index // J. Geophys. Res. V. 111. A07S05. 2006. <https://doi.org/10.1029/2005JA01>
- Badruddin, Kumar A. Study of the Forbush Decreases, Geomagnetic Storms, and Ground-Level Enhancements in Selected Intervals and Their Space Weather Implications // Solar Phys. V. 290. P. 1271–1283. 2015. <https://doi.org/10.1007/s11207-015-0665-4>
- Belov A.V. Forbush effects and their connection with solar, interplanetary and geomagnetic phenomena Eds. N. Gopalswamy, D.F. Webb. Cambridge: Cambridge University Press. V. 4. No. S257. P. 439–450. 2008. <https://doi.org/10.1017/S1743921309029676>
- Forbush S.E. On the effects in the cosmic-ray intensity observed during magnetic storms // Phys. Rev. V. 51. P. 1108–1109. 1937.
- Gopalswamy N., Sashiro S., Xie H., Akiyama S., Mäkelä P. Properties and geoeffectiveness of magnetic clouds during solar cycles 23 and 24 // J. Geophys. Res.: Space Physics. V. 120. P. 9221–9245. 2015. <https://doi.org/10.1002/2015JA021446>
- Gopalswamy N., Akiyama S., Yashiro S., Michalek G., Xie H., Mäkelä P. Effect of the weakened heliosphere in solar cycle 24 on the properties of coronal mass ejections // J. Phys.: Conf. Ser. V. 1620. № 1. Article id 012005. 2020. <https://doi.org/10.48550/arXiv.1508.01603>
- Iucci N., Parisi M., Storini M., Villorosi G. Forbush decreases: origin and development in the interplanetary space // Nuovo Cimento C. V. 2. P. 1–52. 1979.
- Lockwood J.A. Forbush decreases in the cosmic radiation // Space Sci. Revs. V. 12. № 5. P. 658–715. 1971.
- Park Y.D., Moon Y.J., Kim I.S., Yun H.S. Delay times between geoeffective solar disturbances and geomagnetic indices // Astrophys. Space Science. P. 279, 343. 2002.
- Oh S., Kim B. Variation of Solar, Interplanetary and Geomagnetic parameters During Solar Cycles 21–24 // Journal of the Korea Space Science Society. V. 30. P. 101–106. 2013.
- Yermolaev Y.I., Nikolaeva N.S., Lodkina I.G., Yermolaev M.Y. Geoeffectiveness and efficiency of CIR, sheath, and ICME in generation of magnetic storms. J. Geophys. Res. V. 117. ID A00L07. 2012.
- Yermolaev Y.I., Lodkina I.G., Khokhlachev A.A., Yermolaev M.Y. Peculiarities of the Solar-Wind/Magnetosphere Coupling in the Era of Solar Grand Minimum // Universe. V. 8. Is. 10. P. 495. 2022.

Forbush decreases and geomagnetic disturbances: 2. Comparison of solar cycles 23–24 and events with sudden and gradual onset

**A. A. Melkumyan^{1, *}, A. V. Belov¹, N. S. Shlyk¹, M. A. Abunina^{1, **}, A. A. Abunin¹,
V. A. Oleneva¹, V. G. Yanke¹**

¹ *Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation of Russian Academy of Sciences (IZMIRAN), Moscow, Troitsk, Russia*

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

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

Statistical relationships between the values of geomagnetic indices and the characteristics of cosmic rays and interplanetary disturbances are studied for Forbush decreases with sudden and gradual onset associated with different types of solar sources: a) coronal mass ejections from active regions accompanied by solar flares; b) filament eruptions outside active regions; c) high-speed streams from coronal holes; d) several sources. Using statistical methods, the dependence of geomagnetic indices on cosmic ray and solar wind parameters for Forbush decreases in solar cycles 23 and 24 is also compared. The results obtained showed: a) interplanetary disturbances associated with coronal mass ejections from active regions cause mainly magnetic storms with a sudden onset; b) interplanetary disturbances associated with high-speed streams from coronal holes cause mainly storms with a gradual onset; c) interplanetary disturbances associated with filament eruptions outside active regions cause equally probable storms with a sudden and gradual onset. For sporadic Forbush decreases the values of cosmic ray and geomagnetic activity parameters are, on average, higher for events with a sudden onset; for recurrent Forbush decreases, the nature of the event onset does not affect the value of these parameters. For all types of solar sources the parameters of the disturbed solar wind are, on average, higher in events with a sudden onset. The geoefficiency of interplanetary disturbances is much higher in the 23rd cycle for events associated with ejections from active regions; for other types of disturbances, the difference between the cycles is weak.

УДК: 524.1

СПЕКТРЫ И АНИЗОТРОПИЯ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ В ПЕРИОД GLE64

© 2024 г. И. И. Ковалев^{1,*}, М. В. Кравцова^{1,**}, С. В. Олемской^{1,***}, В. Е. Сдобнов^{1,****}

¹ *Институт солнечно-земной физики Сибирского отделения
Российской академии наук (ИСЗФ СО РАН), Иркутск, Россия*

* *e-mail: ivankov@iszf.irk.ru*

** *e-mail: rina@iszf.irk.ru*

*** *e-mail: osv@iszf.irk.ru*

**** *e-mail: sdobnov@iszf.irk.ru*

Поступила в редакцию 27.07.2023 г.

После доработки 14.09.2023 г.

Принята к публикации 28.09.2023 г.

По данным наземных наблюдений космических лучей методом спектрографической глобальной съемки проведено исследование наземного возрастания интенсивности космических лучей 24 августа 2002 г. Получены спектры вариаций первичных космических лучей и их анизотропия. По данным измерений космического аппарата GOES и мировой сети станций космических лучей рассчитаны дифференциальные жесткостные спектры ускоренных частиц в окрестности Солнца. Оценена максимальная жесткость, до которой произошло ускорение солнечных частиц.

DOI: 10.31857/S0016794024010066, EDN: GQNWGL

1. ВВЕДЕНИЕ

Наземные возрастания солнечных космических лучей (СКЛ), так называемые события GLE (Ground Level Enhancement), представляют собой особый класс солнечных протонных событий (СПС), регистрируемый мировой сетью наземных станций космических лучей (КЛ). Начиная с 1942 г. и по настоящее время в каталоге GLE (<https://gle.oulu.fi>) записано 73 события. Последнее в списке — GLE73, зафиксированное 28 октября 2021 г. [Papaioannou et al., 2022]. Это самые высокоэнергичные из возрастаний СКЛ. Термин GLE используется для событий с релятивистскими солнечными протонами, а для событий с нерелятивистскими частицами применяется определение СПС [Miroshnichenko, 2014]. В некоторых СПС спектр ускоренных солнечных частиц может простирается в область релятивистских энергий. Такие частицы могут дать слабые GLE. С физической точки зрения слабые GLE важны для понимания различных механизмов ускорения и разделения возможных вкладов от различных источников [Mishev et al., 2017; Miroshnichenko and Yanke, 2016]. Особое значе-

ние в этом вопросе приобретает форма энергетического/жесткостного спектра ускоренных частиц.

Настоящая работа посвящена исследованию слабого GLE 24 августа 2002 г. В базе данных (<https://gle.oulu.fi>) событие записано как GLE64. Оно входит в число рекордного количества GLE во время 23-го солнечного цикла — №10 из 16 событий, которые вызвали большой интерес у исследователей, например [Белов и др., 2010; Gopalswamy et al., 2012].

Источником GLE64 следует считать активную область (АО) 10069, находившуюся вблизи западного края Солнца (02° S, 81° W). 24 августа 2002 г. АО породила солнечную вспышку класса X3.1 (<https://www.solarmonitor.org/>), связанную с крупным и высокоскоростным корональным выбросом массы (КВМ) типа гало [Raymond et al. 2003] с последующей генерацией СКЛ вплоть до релятивистских энергий. По наблюдениям коронографа SOHO/LASCO, скорость КВМ составила 1913 км/с (https://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list). На орбите Земли наблюдалось СПС с потоком протонов >10 МэВ, равным 220

pfu (<https://umbra.nascom.nasa.gov/SEP/>). В это время нейтронными мониторами (НМ) зафиксировано небольшое GLE. Самое быстрое начало GLE64 зарегистрировано НМ на ст. Южный Полюс ($R_c = 0.10$ ГВ). По 1-минутным данным были обнаружены протоны с энергиями >500 МэВ [Struminsky et al., 2020]. GLE64 наблюдалось только на высокоширотных НМ, максимальная амплитуда возрастания $\sim 14\%$ отмечена НМ на ст. Южный Полюс ($R_c = 0.10$ ГВ) [Белов и др., 2010]. В работе [Lugaz et al., 2009], несмотря на трудности оценки магнитной связи с Землей из-за расположения АО 10069, предложена модель, объясняющая фактическое наблюдение этого GLE на Земле.

Целью работы является получение пространственного распределения КЛ и дифференциальных жесткостных спектров солнечных протонов в период GLE64 по данным наземных и спутниковых наблюдений интенсивности КЛ.

2. ДАННЫЕ И МЕТОД

Для исследования использованы 5-ти минутные данные мировой сети станций КЛ (26 станций) (<https://www.nmdb.eu/>; <https://cr0.izmiran.ru>) и данные космического аппарата (КА) GOES-10, а именно: потоки протонов в энергетических диапазонах 0.6–4, 4–9, 9–15, 15–44, 40–80, 80–165, 165–500 МэВ (<https://www.goes.noaa.gov/>).

Амплитуды модуляции отсчитывались от фонового уровня в 00:00 UT 24 августа 2002 г.

Анализ выполнен с применением метода спектрографической глобальной съемки (СГС) [Dvornikov and Sdobnov, 1998; Kovalev et al., 2022]. Метод СГС дает возможность наряду с амплитудами и фазами первой, второй гармоник pitch-угловой анизотропии определять дифференциальный жесткостной спектр вариаций изотропной составляющей КЛ.

Для расчета дифференциальных спектров КЛ использовалось выражение, полученное в рамках модели модуляции КЛ регулярными электромагнитными полями гелиосферы [Дворников и др., 2013].

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 1 приведены временной ход изотропного потока первичных протонов разной жесткости и относительная интенсивность вторичных нейтронов, зарегистрированных НМ на ст. Южный Полюс. Возрастание интенсивности частиц с жесткостью 2 ГВ наблюдается с 01:15 до 01:50 UT и совпадает с ростом интенсивности вторичных нейтронов на ст. Южный Полюс.

На рис. 2 изолиниями показано пространственное распределение КЛ с жесткостью 2 ГВ в солнечно-эклиптической геоцентрической системе координат в отдельные моменты развития исследуемого GLE. По оси абсцисс отложены значения долготного угла (ϕ), а по оси ординат — широтного угла (λ). В представленные моменты времени наблюдается ярко выраженная первая

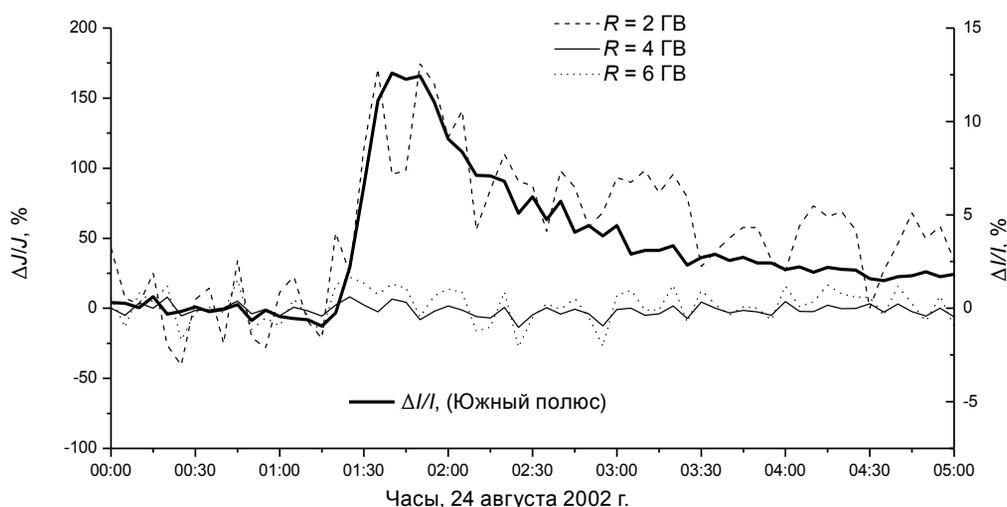


Рис. 1. Относительная интенсивность первичных протонов с жесткостями 2 (штриховая линия), 4 (сплошная тонкая линия) и 6 ГВ (пунктирная линия), а также относительная интенсивность вторичных нейтронов, зарегистрированных НМ на ст. Южный Полюс (сплошная толстая линия).

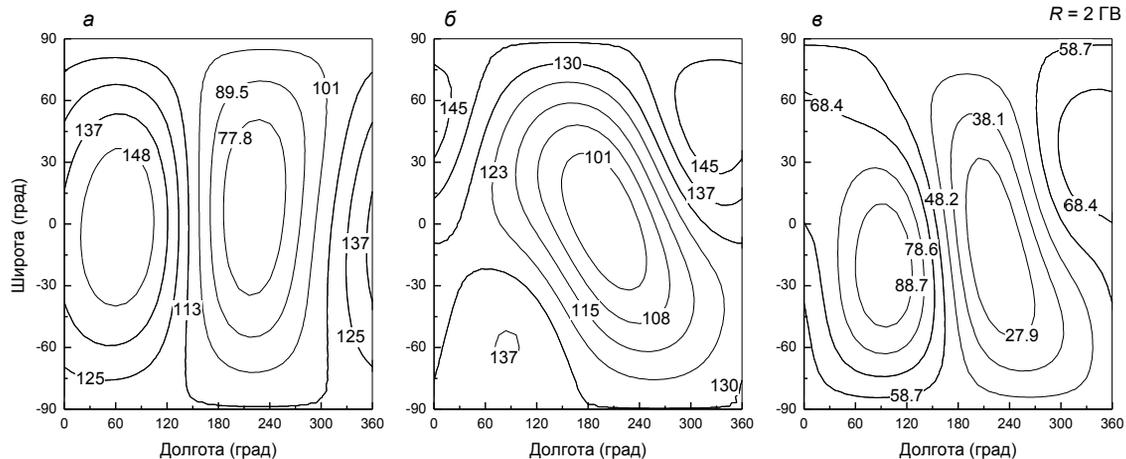


Рис. 2. Пространственное распределение КЛ с жесткостью 2 ГВ в солнечно-эклиптической геоцентрической системе координат в отдельные моменты времени развития GLE: (а) — перед событием (01:30 UT), (б) — максимальное возрастание интенсивности КЛ (02:00 UT), (в) — после события (02:50 UT).

гармоника питч-угловой анизотропии с повышенным потоком частиц из направления $\phi \sim 60^\circ$, $\lambda \sim 0^\circ$. Отсутствие второй гармоники питч-угловой анизотропии (A_2) в этом событии в рамках модели модуляции КЛ регулярными электромагнитными полями гелиосферы [Дворников и др., 2013] объясняется тем, что в это время структуры межпланетного магнитного поля (ММП) в виде петли не сформировалось.

На рис. 3 приведены дифференциальные жесткостные спектры первичных протонов перед возрастанием интенсивности КЛ и на пике события. Из рис. 3 видно, что используемый вид спектра хорошо описывает наблюдаемую зависимость интенсивности КЛ от их жесткости. Можно отметить значительное повышение интенсивности протонов для жесткостей до 2 ГВ относительно спектра перед началом события (00:00 UT).

Считая спектр галактических протонов слабо меняющимся в течение рассматриваемого события, можно рассчитать спектр ускоренных на Солнце протонов. Для этого берется дифференциальный спектр за период перед началом GLE и вычитается из дифференциального спектра в отдельные моменты GLE. Полученные таким образом спектры солнечных ускоренных протонов на разных этапах события приведены на рис. 4. Максимальную жесткость ускоренных частиц можно оценить в ~ 2 ГВ. Отметим, что такая же небольшая максимальная жесткость ускоренных частиц ~ 2 —3 ГВ была обнаружена нами при анализе методом СГС нескольких качественно похо-

жих событий 23-го солнечного цикла: GLE57 (6 мая 1998 г. — вспышка X2.7, ускорение частиц ~ 1.8 ГВ) [Луковникова и Сдобнов, 2022], GLE58 (24 августа 1998 г. — вспышка X1.0, ускорение частиц ~ 2.5 ГВ) [Kravtsova and Sdobnov, 2023]. В распределении КЛ по направлениям прихода к Земле события различны: во время GLE57 была обнаружена двунаправленная (A_2) анизотропия [Луковникова и Сдобнов, 2022], в событиях GLE58 и GLE64 доминирует первая гармоника питч-угловой анизотропии. Появление A_2 указывает на нахождение Земли в петлеобразной структуре ММП [Дворников и др., 2013].

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ходе проведенного исследования на основе данных наблюдений на мировой сети станций КЛ и КА GOES-10 получены дифференциальные жесткостные спектры ускоренных на Солнце протонов и пространственное распределение КЛ в период GLE 24 августа 2002 г. с 5-минутным временным разрешением. Установлено, что максимальная жесткость ускоренных протонов во время GLE64 составила ~ 2 ГВ, а повышенный поток протонов с жесткостью 2 ГВ наблюдался из $\phi \sim 60^\circ$, $\lambda \sim 0^\circ$.

БЛАГОДАРНОСТИ

Результаты получены с использованием оборудования Центра коллективного пользования “Ангара” (<http://ckp-uf.ru/ckp/3056/>) и Уникаль-

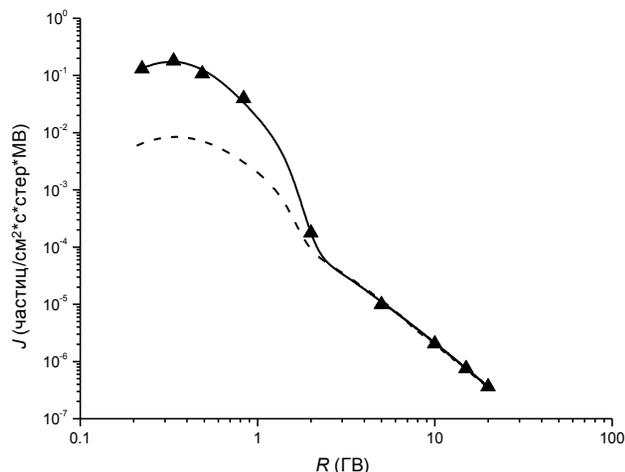


Рис. 3. Дифференциальные жесткостные спектры первичных протонов, рассчитанные по 5-минутным данным. Сплошная линия — расчетный спектр в момент GLE (01:50 UT), штриховая линия — расчетный спектр перед GLE (00:00 UT). Треугольниками отмечены наблюдаемые данные GOES-10 (для жесткостей ниже 1 ГВ) и данные наземных наблюдений КЛ (для жесткостей выше 1 ГВ) в момент GLE.

ной научной установки “Российская национальная наземная сеть станций космических лучей” (Сеть СКЛ) (<https://ckp-rf.ru/usu/433536/>).

Авторы выражают благодарность создателям и операторам базы данных Neutron Monitor Database (<https://www.nmdb.eu/>), основанной на программе FP7 Европейского союза (номер контракта 213007), за предоставление данных мировой сети станций.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России (субсидия № 075-ГЗ/Ц3569/278).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Белов А.В., Ерошенко Е.А., Крякунова О.Н., Курт В.Г., Янке В.Г. Наземные возрастания солнечных космических лучей в трех последних циклах солнечной активности // Геомагнетизм и аэронаука. Т. 50. №1. С. 23–36. 2010.
- Дворников В.М., Кравцова М.В., Сдобнов В.Е. Диагностика электромагнитных характеристик межпланетной среды по эффектам в космических лучах // Геомагнетизм и аэронаука. Т. 53. № 4. С. 457–468. 2013. <https://doi.org/10.7868/S001679401304007X>
- Логачёв Ю.И., Базилевская Г.А., Вашенюк Э.В. и др. Каталог солнечных протонных событий

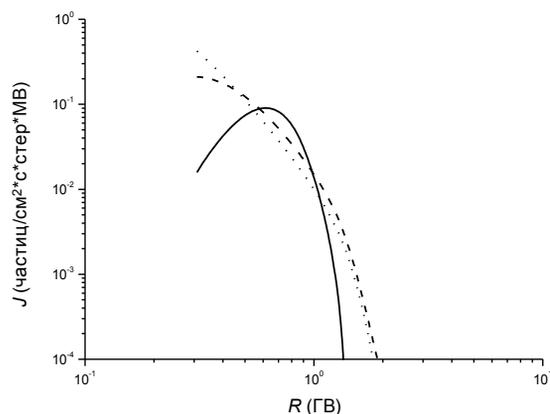


Рис. 4. Дифференциальные жесткостные спектры ускоренных на Солнце частиц в отдельные моменты GLE64: перед событием (01:30 UT, сплошная линия), на максимуме интенсивности КЛ (02:00 UT, штриховая линия), после события (02:50 UT, пунктирная линия).

23-го цикла солнечной активности (1996–2008 гг.). ESDB repository, ГЦ РАН, Москва. <https://doi.org/10.2205/ESDB-SAD-P-001-RU>

- Луковникова А.А., Сдобнов В.Е. Питч-угловая анизотропия и дифференциальные жесткостные спектры космических лучей во время GLE 2 и 6 мая 1998 г. // Солнечно-земная физика. Т. 8. № 2. С. 29–33. 2022. <https://doi.org/10.12737/szf-82202204>
- Dvornikov V.M., Sdobnov V.E. Analyzing the solar proton event of 22 October 1989, using the method of spectrographic global survey // Solar Phys. V. 178. № 2. P. 405–422. 1998.
- Gopalswamy N., Xie H., Yashiro S., et al. Properties of ground level enhancement events and the associated solar eruptions during solar cycle 23 // Space Sci. Rev. V. 171. P. 23–60. 2012. <https://doi.org/10.1007/s11214-012-9890-4>
- Kovalev I.I., Olemskoy S.V., Sdobnov V.E. A proposal to extend the spectrographic global survey method // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. V. 235. P. 105887. 2022. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2022.105887>
- Kravtsova M.V., Sdobnov V.E. Cosmic ray ground level enhancement on August 24, 1998 // Bull. Rus. Acad. Sci.: Phys. V. 87. № 7. P. 1018–1020. 2023. <https://doi.org/10.3103/S1062873823702428>
- Lugaz N., Roussev I.I., Sokolov I.V., Jacobs C. The August 24, 2002 coronal mass ejection: when a western limb event connects to earth // Proc. IAU 257 Symposium. P. 391–398. 2009. <https://doi.org/10.1017/S1743921309029615>
- Miroshnichenko L.I. Solar Cosmic rays: fundamentals and applications. Springer, 2014. 521 p.
- Miroshnichenko L.I., Yanke V.G. Size distributions of solar proton events: methodological and physical restrictions // Solar Phys. V. 291. P. 3685–3704. 2016. <https://doi.org/10.1007/s11207-016-1002-2>

- *Mishev A., Poluianov S., Usoskin I.* Assessment of spectral and angular characteristics of sub-GLE events using the global neutron monitor network // *J. Space Weather and Space Climate.* 7. A28. 2017.
<https://doi.org/10.1051/swsc/2017026>
- *Papaioannou A., Kouloumvakos A., Mishev A., et al.* The first ground level enhancement of solar cycle 25 on 28 October 2021 // *Astron. Astrophys.* V. 660. L5. 2022.
<https://doi.org/10.1051/0004-6361/202142855>
- *Raymond J. C., Ciaravella A., Dobrzycka D., et al.* Far-ultraviolet spectra of fast coronal mass ejections associated with X-class flares // *Astrophys. J.* V. 597. № 2. P. 1106–1117. 2003.
<https://doi.org/10.1086/378663>
- *Struminsky A.B., Logachevb Yu.I., Grigorieva I.Yu., Sadvovski A.M.* Two types of gradual events: solar protons and relativistic electrons // *Geomag. Aeron.* V. 60. № 8. P. 1057–1066. 2020.
<https://doi.org/10.1134/S001679322008023X>
- URL CME, [hhttps://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list](https://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list)
- URL Data GLE, [hhttps://gle oulu.fi](https://gle oulu.fi)
- URL IZMIRAN, [hhttps://cr0.izmiran.ru](https://cr0.izmiran.ru)
- URL Flares, [hhttps://www.solarmonitor.org/](https://www.solarmonitor.org/)
- URL GOES, [hhttps://www.goes.noaa.gov/](https://www.goes.noaa.gov/)
- URL NMDB, [hhttps://www.nmdb.eu/](https://www.nmdb.eu/)
- URL SEP, [hhttps://umbra.nascom.nasa.gov/SEP/](https://umbra.nascom.nasa.gov/SEP/)

Spectra and anisotropy of cosmic rays during gle64

I. I. Kovalev^{1,*}, M. V. Kravtsova^{1,}, S. V. Olemskoy^{1,***}, V. E. Sdobnov^{1,****}**

¹ *Institute of Solar-Terrestrial Physics of Siberian Branch of Russian Academy of Sciences, Irkutsk, Russia*

**e-mail: ivankov@iszf.irk.ru*

***e-mail: rina@iszf.irk.ru*

****e-mail: osv@iszf.irk.ru*

*****e-mail: sdobnov@iszf.irk.ru*

Ground-based observations of cosmic rays by the spectrographic global survey method were used to study the ground-level enhancement in cosmic ray intensity on August 24, 2002. Spectra of variations of primary cosmic rays and their anisotropy were obtained. Based on measurements from the GOES spacecraft and global network of cosmic ray stations, the differential rigidity spectra of accelerated particles in the vicinity of the Sun were calculated. The maximum rigidity to which solar particles were accelerated was estimated.

УДК 550.388.8

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ Q -СТАТИСТИКИ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ПУЛЬСИРУЮЩИХ СИЯНИЙ

© 2024 г. А. А. Чернышов^{1,*}, Б. В. Козелов^{2,**}, М. М. Могилевский^{1,***}

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

² Полярный геофизический институт (ПГИ), Апатиты (Мурманская обл.), Россия

*e-mail: achernyshov@cosmos.ru

**e-mail: boris.kozelov@gmail.com

***e-mail: mogilevsky2012@gmail.com

Поступила в редакцию 10.03.2023 г.

После доработки 05.06.2023 г.

Принята к публикации 28.09.2023 г.

Метод неэкстенсивной статистической механики Тцаллиса (или q -статистика) впервые применен для исследования пульсирующих полярных сияний, которые регулярно наблюдаются в авроральной ионосфере во время геомагнитных возмущений. Для систем, где имеются дальнедействующие взаимодействия, таких как ионизированный газ или плазма, динамика которых определяется в первую очередь дальнедействующими электромагнитными силами, можно ожидать, что неаддитивные и неэкстенсивные термостатистические принципы могут характеризовать их макроскопическое поведение. В данной работе показано, что пульсирующие полярные сияния проявляют свойства неэкстенсивности и могут быть описаны, в том числе, и q -статистикой. Также демонстрируется, что параметр неэкстенсивности q хорошо коррелирует с показателем пологости и с индексом масштабирования, что говорит о применимости данного подхода к авроральному свечению. Таким образом, q -статистика может быть использована для анализа явлений в высокоширотной области Земли.

DOI: 10.31857/S0016794024010077, EDN: GQMXMS

1. ВВЕДЕНИЕ

Многие процессы, происходящие в авроральной области Земли, отражаются в разнообразных динамичных формах полярных сияний. Полярные сияния имеют большое разнообразие динамических характеристик, форм, временных и пространственных масштабов. Причем наблюдаются как спокойные и долгоживущие дуги и полосы, диффузное свечение больших участков ионосферы и пульсации, продолжающиеся долгое время, что можно считать отражением локальных псевдостационарных состояний ионосферной плазмы, так и представляющие собой яркий пример сугубо нестационарного режима брейкапы (взрывная фаза суббури) и псевдобрейкапы. Поэтому для исследования такого рода процессов необходимо разрабатывать и использовать новые подходы.

Для изучения процессов, которые происходят в авроральной зоне, применяются и классиче-

ские методы физики плазмы [Paschmann et al., 2002], и различные нелинейные методы. Например, динамика полярных сияний может интерпретироваться как проявление перемежающейся турбулентности в магнитосферно-ионосферной плазме с характерными для этого режима степенным поведением структурной функции и негауссовыми распределениями флуктуаций [Klimas et al., 2010; Kozelov and Rypdal, 2007]. Были обнаружены признаки состояния самоорганизованной критичности в пространственно-временной динамике полярных сияний на ночной стороне аврорального овала [Kozelov et al., 2004; Aschwanden et al., 2016] и предложена численная аналогия с “горкой песка” для динамики магнитосферы [Lui et al., 2000]. Также выдвигались идеи о бимодальном состоянии плазмы [Chang et al., 2004], в котором распространяющиеся моды сосуществуют с нераспространяющимися пространственно-временными флуктуациями, так называемыми когерентными

структурами, причем нелинейное взаимодействие когерентных структур приводит к проявлениям, характерным для перемежающейся турбулентности. Для флуктуаций электрических и магнитных полей в верхней ионосфере и нижней магнитосфере различные характеристики, к которым относятся масштабная инвариантность, негауссовы функции плотности вероятности, характерное поведение коэффициентов асимметрии и пологости (экссесса), лептокуртические функции распределения с усиленными крыльями, распределения Кастайнга, были продемонстрированы по экспериментальным данным [Tam et al., 2005; Stepanova et al., 2003; Golovchanskaya et al., 2008; Castaing et al., 1990]. Предпринимались попытки использовать так называемое обобщенное движение Леви, которое содержит в себе как черты обобщенного броуновского движения, так и черты перемежаемости для описания авроральных индексов [Watkins et al., 2005]. Широкополосная низкочастотная турбулентность, регулярно наблюдаемая в верхней ионосфере в высокоширотной области, наилучшим образом описывается и теоретически объясняется в нелокальном приближении [Puasov et al., 2015, 2016; Чернышов и др., 2015; Головчанская и др., 2018]. Кроме того, нашли применения процедура вложения Такенса и метод Грассбергера – Прокаччи, который позволяет анализировать динамику области аврорального свечения с учетом ее пространственной структуры для анализа ТВ-кадров полярных сияний и нахождения корреляционной размерности [Kozelov and Vjalkova, 2005]. В ряде работ было показано, что энергетическое распределение высыпающихся в E-слой электронов лучше описывается каппа-распределением по сравнению с максвелловской функцией распределения [Kaeppler et al., 2014] и область ускорения авроральных электронов в магнитосфере также характеризуется каппа-распределением [Antonova and Ergakova, 2008]. Недавно по скейлингу определены фрактальные характеристики среды в области генерации аврорального километрового радиоизлучения (АКР) и их изменения в зависимости от высоты и частоты. Полученные значения скейлинга и фрактальных параметров явно указывают на то, что рассматриваемые процессы обнаруживают дальние взаимодействия [Чернышов и др., 2022]. Вообще, уже доказано в различных статьях и обзорах, что структуры, наблюдаемые в авроральной области, хорошо описываются фрактальной геометрией [Kozelov, 2003; Chernyshov et al., 2013], причем транспортные свойства фрактальных структур существенным образом отличаются от регуляр-

ного случая [Зеленый и Милованов, 2004]. Теоретически получены топологические величины, фрактальные размерности и индексы связности, характеризующие структуру педерсеновской и холловской проводимостей на ночной стороне авроральной зоны [Чернышов и др., 2013]. Принимая во внимание, что протекание (перколяция) тока – это диффузионный процесс, фрактальность учитывается при описании электродинамики ионосферы. Диффузионные процессы на перколирующих фрактальных структурах существенно негауссовы [Chernyshov et al., 2017], так как благодаря дырам, перетяжкам на фрактальном множестве движение по нему частицы замедляется.

Таким образом, видно, что в авроральной области мы имеем дело с системами, где происходят пространственные и/или временные взаимодействия, развивающиеся в неевклидовом, например фрактальном фазовом, пространстве-времени, что делает их поведение неэкстенсивным. Необходимо рассматривать и использовать новые подходы для описания процессов в высокоширотном регионе. Таким подходом может являться интенсивно развиваемая в последнее время неаддитивная (неэкстенсивная) статистическая механика (термодинамика) Тцаллиса (или q -статистика) [Tsallis, 1988; Curado and Tsallis, 1991], предназначенная для описания поведения сложных систем, то есть систем с (мульти)фрактальными свойствами, с эффектами памяти, с сильными корреляциями между отдельными ее частями. Многими такими свойствами обладает плазма в авроральной области магнитосферно-ионосферной системы. Несмотря на существующую критику в научной литературе термодинамики Тцаллиса [Zanette and Montemurro, 2003; Nauenberg, 2003], неэкстенсивная q -статистика нашла многочисленные удачные применения как в науке, так и в различных прикладных задачах. В научной литературе доступны обзоры, дающие последовательное изложение разнообразных результатов, полученных в ходе изучения неэкстенсивных свойств в физических явлениях (см., например, [Tsallis, 2009; Abe and Okamoto, 2001]). Неэкстенсивная q -статистика нашла применение и в задачах космической физики и физики плазмы. Можно выделить работы по пылевой плазме [Liu and Goree, 2008], по изучению свойств солнечного ветра [Leubner and Voros, 2005; Pavlos et al., 2015], по межзвездной турбулентности [Esquivel and Lazarian, 2010], по гелиосфере [Burlaga and Vinas, 2006; Burlaga et al., 2007], по использованию статистического распределения Тцаллиса к геомагнитно-индуцированным токам во время суббу-

ри [Barbosa et al., 2017]. Изучено влияние солнечного затмения на ионосферу Земли, используя фрактальные параметры и энтропию Тцаллиса с помощью измерений полного электронного содержания по навигационным спутникам [Unnikrishnan and Richards, 2014]. Кроме того, была попытка объяснить с помощью статистики Тцаллиса динамику магнитных бурь и солнечных вспышек [Balasis et al., 2011], а также эффекты мощной геомагнитной бури святого Патрика по данным низкоорбитального спутника Swarm [Papadimitriou et al., 2020]. Неэкстенсивная q -статистика была использована для анализа временных рядов Dst во время магнитосферных событий [Balasis et al., 2008]. В работе [Chisham and Freeman, 2010] показано, что распределение вихревых структур в ионосфере, измеренных радаром SuperDARN, не является гауссовским и обладает тяжелыми хвостами. В этом случае функция плотности вероятности (PDF) в различных областях ионосферы хорошо аппроксимируются либо q -экспоненциальными функциями, либо функциями плотности вероятности Вейбулла. Также недавно продемонстрировано, что распределения вероятностей токов Биркеланда лучше всего описываются q -экспоненциальным распределением [Сохон et al., 2022]. Поэтому представляется разумным применить неэкстенсивный подход для сложных систем, изначально развитый Тцаллисом, для авроральных свечений. В представленном исследовании впервые рассматривается q -статистика для пульсирующих полярных сияний, которые регулярно наблюдаются в авроральной зоне. Необходимо исследовать вопрос, проявляют ли авроральные сияния свойства неэкстенсивности и, соответственно, может ли q -статистика быть использована для анализа явлений в высокоширотной области.

2. ОСНОВНЫЕ ОПРЕДЕЛЕНИЯ И ВЫРАЖЕНИЯ ДЛЯ Q -СТАТИСТИКИ

Классическая экстенсивная термодинамика и статистика Больцмана – Гиббса – Шеннона (БГШ) представляет собой мощный инструмент, когда микроскопические взаимодействия и эффекты “памяти” в исследуемой системе невелики, а фазовое пространство системы представляет собой евклидово пространственно-временное, непрерывное и дифференцируемое множество. Однако зачастую мы имеем дело с системами (в том числе с космическими и астрофизическими), где происходят пространственные или временные взаимодействия, развивающиеся в неевклидовом, например, фрактальном фазо-

вом, пространстве-времени, что делает их поведение неэкстенсивным. Обобщение энтропии Больцмана – Гиббса – Шеннона для статистического равновесия сначала предложил Реньи [Renyi, 1955], а затем – Тцаллис [Tsallis, 1988], сохранив обычные свойства положительности, равновероятности и необратимости, но соответствующим образом расширив до неэкстенсивности. Основные теоремы классической статистики Максвелла – Больцмана допускают обобщения в рамках неэкстенсивной статистики (иногда называемой в виде q -статистики или статистики Тцаллиса, где параметр q характеризует степень неэкстенсивности в системе), поэтому целый ряд последующих исследований был посвящен прояснению математических и физических следствий псевдоаддитивности [Tsallis, 1995]. К ним относятся переформулировка классической задачи N тел в рамках расширенной статистической механики [Plastino et al., 1994], развитие неэкстенсивных распределений [Silva et al., 1998], где предполагается детерминированная связь между обобщенной энтропией и результирующими степенными функционалами [Andrade et al., 2002], а также справедливость H -теоремы для энтропии Тцаллиса [Mariz, 1992; Ramshaw, 1993].

Итак, в стандартной термодинамике Больцмана – Гиббса – Шеннона (БГШ) хорошо известно, что энтропия является аддитивной и экстенсивной и определяется следующим выражением:

$$S_{BG} = -k \sum_{i=1}^W p_i \ln p_i, \quad (1)$$

где $\sum_{i=1}^W p_i = 1$, причем $p_i \in [0, 1]$, здесь p_i – вероятность i -го микросостояния; W – число возможных микроскопических состояний, а k – некоторая условная константа, обычно принимаемая за k_B – постоянная Больцмана и за единицу (или какое-либо другое удобное безразмерное значение). Для частного случая равных вероятностей, то есть $p_i = 1/W$, для $\forall i$, сразу получаем известную формулу: $S_{BG} = k \ln W$.

Также предполагается, что частицы движутся независимо друг от друга, то есть в рассматриваемой системе отсутствуют корреляции. Это подразумевает изотропию направлений скорости, и таким образом, энтропия появляется как аддитивная величина, дающая стандартную максвелловскую функцию распределения. Если A и B представляют две подсистемы и $A + B$ система, то

$$S_{BG}(A + B) = S_{BG}(A) + S_{BG}(B). \quad (2)$$

Предположения, лежащие в основе стандартной статистики БГШ, неприменимы, если необходимо учитывать нелокальность и дальнедействующие взаимодействия во фрактальной/мультифрактальной среде. В этом случае требуется ввести корреляцию внутри системы, что разумно делать в виде неаддитивного и неэкстенсивного обобщения для энтропии.

Одна из первых удачных попыток обобщить энтропию была предпринята Реньи [Renyi, 1955, 1970], который предложил следующее выражение:

$$S_q^R = \frac{\ln \sum_{i=1}^W p_i^q}{1-q}, \quad q \in R. \quad (3)$$

В этой формуле (3) q – действительное число и в пределе $q \rightarrow 1$ получается стандартная энтропия БГШ как частный случай. Заметим, что энтропия Реньи аддитивна при всех $q > 0$. Энтропия Реньи является инструментом для анализа временных разрывов в хаотических системах [Paladin and Vulpiani, 1987], то есть при таком типе движения, когда регулярное поведение в фазовом пространстве прерывается случайно распределенными всплесками сильной хаотичности. Как отмечено в работе [Milovanov and Zelenyi, 2000], в случае равновероятности энтропия Гиббса переходит в больцмановскую форму независимо от q .

Далее Тцаллис предложил иной вид обобщения для энтропии и ввел в научную литературу обобщенное распределение [Tsallis, 1988], которое в настоящее время широко используется в различных физических и прикладных задачах:

$$S_q = k \frac{1 - \sum_{i=1}^W p_i^q}{q-1} \equiv k \sum_{i=1}^W p_i \ln_q(1/p_i), \quad q \in R, \quad (4)$$

где p_i – вероятность того, что система находится в определенном микросостоянии, которая удовлетворяет условию $\sum_{i=1}^W p_i = 1$. Энтропия Тцаллиса неаддитивна в том смысле, что энтропия всей системы отличается от суммы энтропий подсистем:

$$\frac{S_q(A+B)}{k} = \frac{S_q(A)}{k} + \frac{S_q(B)}{k} + \frac{(1-q)S_q(A)S_q(B)}{k^2}. \quad (5)$$

При $q = 1$ восстанавливается свойство аддитивности и выражение для энтропии сводится к обычной энтропии БГШ, то есть $S_1 = S_{BG}$. Для частного случая равных вероятностей получаем: $S_q = k \ln_q W$, где q – логарифмическая функция выражается следующим образом:

$$\ln_q x \equiv \frac{x^{1-q} - 1}{1-q}, \quad (6)$$

здесь $x > 0$ и $\ln_q x = \ln x$.

Обратная, q -экспоненциальная функция определяется формулой:

$$e_q^x \equiv [1 + (1-q)x]^{1/(1-q)} \quad (e_1^x = e^x). \quad (7)$$

Таким образом, можно сказать, что энтропия Больцмана – Гиббса – Шеннона работает для идеального газа или систем, управляемых короткодействующими взаимодействиями, однако для систем, где имеются дальнедействующие взаимодействия, такие как (полностью) ионизированный газ или плазма, динамика которых определяется в первую очередь дальнедействующими электромагнитными силами, разумно ожидать, что неаддитивные и неэкстенсивные термостатистические принципы могут характеризовать их макроскопическое поведение.

3. ПРИМЕР ПУЛЬСИРУЮЩИХ СИЯНИЙ И ИХ АНАЛИЗ

В данной работе q -статистика применяется к данным оптических наблюдений пульсирующих полярных сияний. Пульсирующие сияния чаще появляются на восстановительной фазе геомагнитной суббури и выглядят как спорадические пятна светимости с квазипериодическими временными вариациями. Эти колебания часто сопровождаются быстрыми и сложными движениями их яркой части, синхронизированными с изменением их светимости [Yamamoto, 1988; Klimov et al., 2022].

На рис. 1 представлен случай наблюдения полярного сияния 03.12.2011 г. с 22:00 UT камерой всего неба, расположенной около города Апатиты, Мурманская область. В течение почти 3 часов в зените точки наблюдения продолжались пульсирующие полярные сияния, в то время как к северу от них наблюдалось несколько интенсификаций дискретных авроральных дуг. Исходные данные имеют разрешение 1 кадр/с. Затем проводилась специальная обработка этих данных для последующего анализа: был убран фон и удалены яркие звезды, в каждом кадре были инте-

грированы столбцы юг-север и построены часовые кеограммы (рис. 1). Столбцы в кеограммах были разбиты на 40 интервалов, где интегрировалась интенсивность, таким образом, использовалось 40 отдельных наборов времени, полученных от 40 “виртуальных фотометров” (рис. 2).

На рис. 3 показано изменение геомагнитного индекса *SME* [Newell and Gjerloev, 2011], кото-

рый характеризует авроральную активность (верхняя панель) во время геомагнитного события 03.12.2011 г. (формулы расчетов *AE* и *SME* индексов геомагнитной возмущенности на высоких широтах совпадают). Хорошо заметно, что после 23 часов началось существенное повышение значений индекса *SME* почти до 600 нТл, и именно в это время наблюдались наиболее ин-

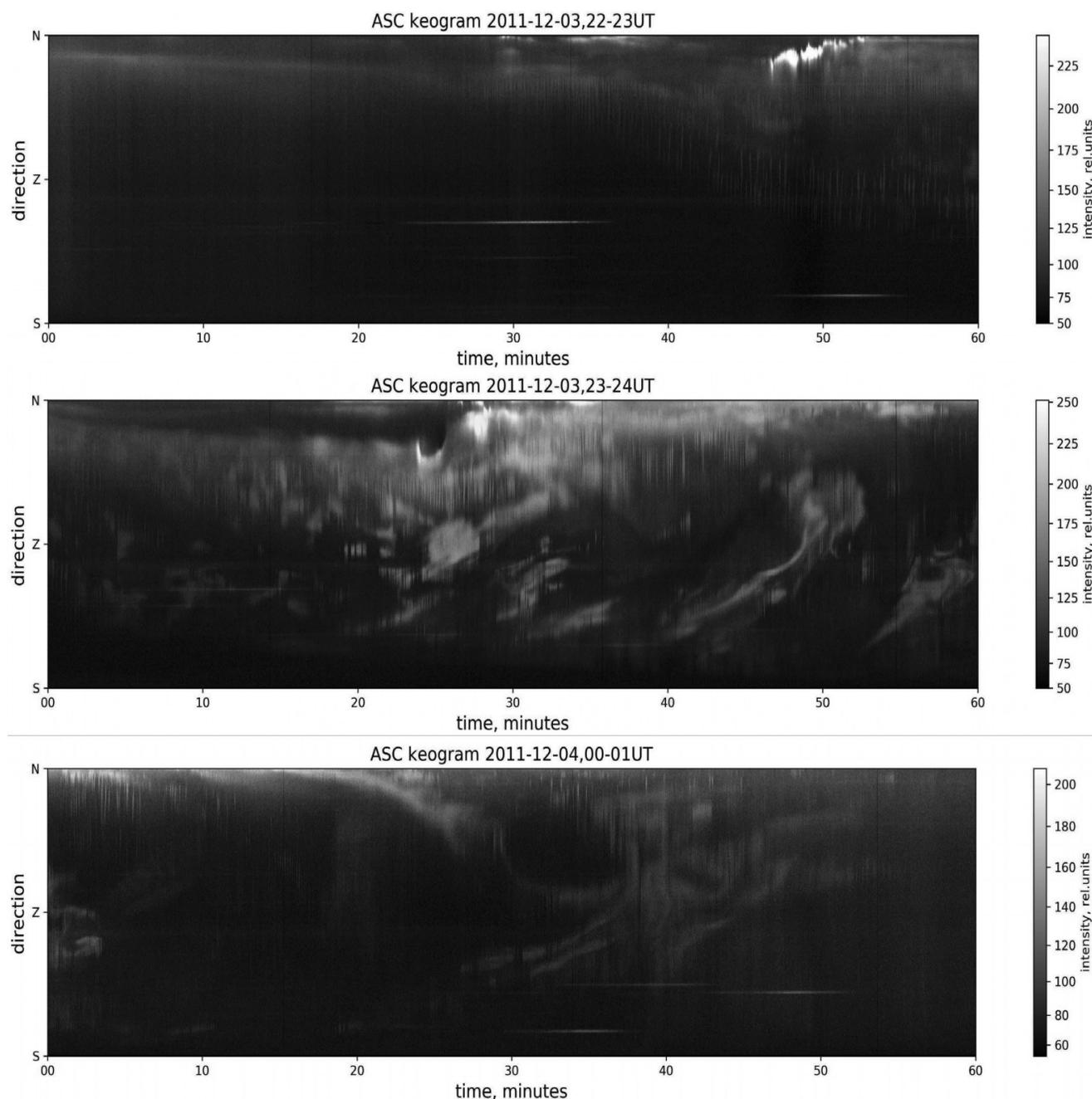


Рис. 1. Часовые кеограммы события, которое началось 03.12.2011 г. в 22:00 UT, продолжительность 3 ч.

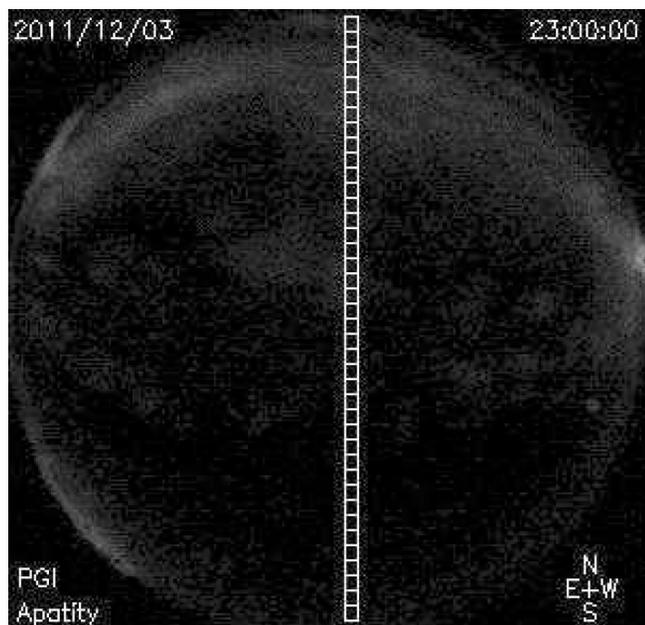


Рис. 2. Схема подготовки оптических данных. Показаны положения 40 виртуальных фотометров.

тенсивные полярные сияния, как следует из рис. 1. На нижней панели рис. 3 представлены OMNI данные [Gjerloev, 2012], отражающие изменения компонент межпланетного магнитного поля (ММП), где ММП B_z показан сплошной, ММП B_x – штрихпунктирной, а ММП B_y – пунктирной линией в системе GSM (geocentric solar magnetospheric coordinates). В системе GSM ось X направлена из центра Земли на Солнце, ось Z лежит в плоскости земного магнитного диполя и оси X , а ось Y завершает правостороннюю систему координат. Как явствует из рис. 3, ММП B_z изменил свою ориентацию на южное направление после 21:20 UT и оставался отрицательным до 01:00 UT с небольшими “всплесками”, когда на очень короткое время ММП B_z принимало положительные значения. Для такой ориентации ММП характерно магнитное пересоединение на дневной стороне магнитопаузы и последующее расширение полярной шапки. Это расширение проявляется в экваториальном движении аврорального овала после 23:00 UT на кеограммах на рис. 1 (панель 2), когда резко увеличились значения ММП B_y , то есть общая мощность межпланетного магнитного поля и индекса SME . Таким образом, предварительная фаза суббурового возмущения началась после поворота B_z к югу в 21:20 UT, а взрывная фаза суббури (увеличение $SME > 300$ нТл), стимулированная поворотом (“пичком”) около 22:50 UT, началась с задержкой ~20 минут в 23:10 UT.

По наземным данным (обсерватории в Лопарской и в Ловозеро) было отмечено, что после ~21:20 UT возникает отрицательная бухта H -компоненты магнитного поля, что характерно для начала суббуровой активности [Akasofu, 1968], которая остается отрицательной до ~01:00 UT 04.12.2011 г., причем в моменты 22:46 UT и 23:23 UT особенности в изменении магнитного поля соответствуют локальным уярчениям северной авроральной дуги. Кроме того, по наземным данным обсерватории Ловозеро заметно увеличение геомагнитных пульсаций $Pi2$, которые традиционно сопровождают вспышки полярных сияний [Намгаладзе и др., 1967]. Однако моменты уярчения дискретной дуги и появления геомагнитных пульсаций в данном случае не совпадают точно, поскольку активизация сияний началась западнее обсерваторий. В нашем случае увеличение низкочастотных пульсаций происходило в моменты повышенного высыпания заряженных частиц в ионосферу и максимального значения индекса SME (~23:15 – 00:45 UT).

Теперь для этого геомагнитного события найдем значения параметра q и далее сравним его с коэффициентом пологости и с индексом масштабирования.

В серии статей Тцаллис и его последователи, как было упомянуто выше, ввели q -экспоненциальные распределения, которые можно выразить следующим образом:

$$P_{q,\kappa}(x) = \left(1 - \frac{(1-q)x}{\kappa}\right)^{1/(1-q)}. \quad (8)$$

Далее удобно ввести другую параметризацию, как было предложено в работе [Shalizi, 2007], используя новые переменные θ и σ , такие что:

$$q = 1 + \frac{1}{\theta}; \kappa = \sigma / \theta. \quad (9)$$

Тогда в новых переменных функцию (8) можно переписать:

$$P_{\theta,\sigma}(x) = (1 + x / \sigma)^{-\theta}. \quad (10)$$

Согласно классификации, данной в монографии Арнольда о распределениях Парето [Arnold, 1983], это пример обобщенного распределения Парето второго типа. Параметр неэкстенсивности q определяется с использованием метода максимального правдоподобия (MLE – maximum likelihood estimation) [Shalizi, 2007]. В статистике давно применяют метод MLE для

оценки параметров распределения Парето, который при выборе определенных параметров дает q -распределение [Arnold, 1983]. Сравнение нескольких методов оптимизации, проведенное в работе [Clauset et al., 2009] на синтетических данных, подчиняющихся степенному закону

распределения, показало, что для дискретных данных оценки MLE дают значения, наиболее близкие к реальным значениям. Как показано и обсуждалось в научной литературе [Pitman, 1979; Barndorff-Nielsen and Cox, 1994], при некоторых общих условиях MLE является последователь-

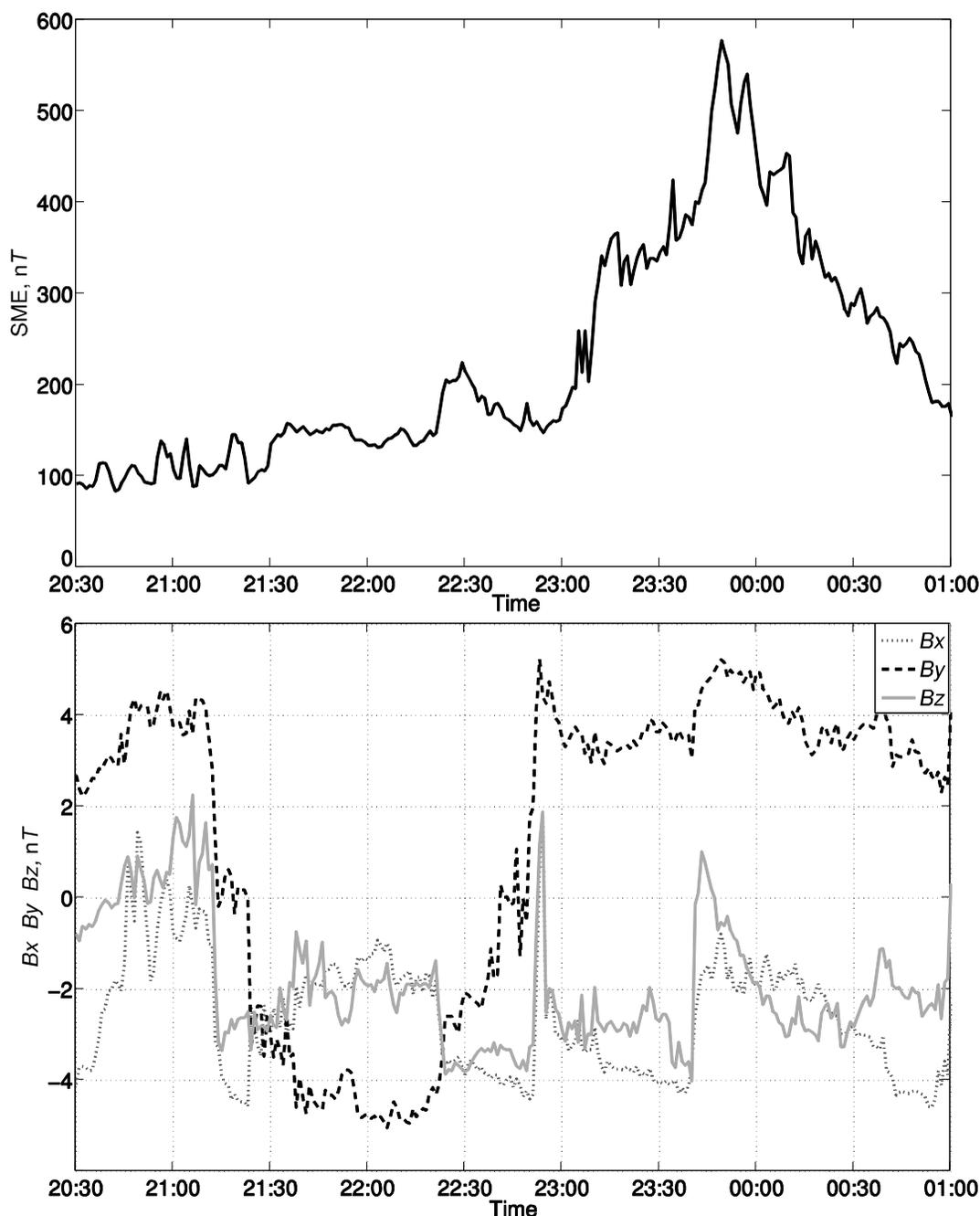


Рис. 3. Для геомагнитного события 03.12.2011 г.: динамика геомагнитного индекса SME (верхняя панель) и компонент межпланетного магнитного поля, данные OMNI, (нижняя панель), где ММП B_z показан сплошной линией, ММП B_x – штрихпунктирной линией, а ММП B_y – пунктирной линией в системе GSM.

ной оценкой в том смысле, что для большого количества выборок оцениваемые параметры приближаются к истинным значениям в вероятностном смысле. К аналогичным выводам пришли в работе [Shalizi, 2007], применив такой метод к q -экспоненциальным распределениям, где MLE использовался для оценки параметров q -гауссовского распределения. Такая техника нахождения параметра q для распределения Тцаллиса нашла применение в различных областях науки, в том числе и в задачах сейсмологии и околоземного пространства (например, [de la Barra and Vega-Jorquera, 2021; Coxon et al., 2022; Chisham and Freeman, 2021]).

На рис. 4 показано изменение параметра q во время геомагнитного возмущения 03.12.2011 г., когда наблюдались пульсирующие сияния. Результаты измерений были разбиты на 10 наборов, объединяющих последовательно с юга на север данные 4 соседних виртуальных фотометров. Фактически наборы соответствуют пространственному распределению в поле зрения камеры с юга (набор 1) на север (набор 10). В таком случае для анализа флуктуаций регистрируемого свечения несущественно влияние оптических искажений (дисторсии объектива и эффекта Ван Рейна [Van Rhijn, 1921], который достигает максимума при тангенциальных, касательных к слою свечения направлениях [Кузьмин, 2020]). Получилось по 43 200 точек на каждый набор, это достаточное количество точек для того, чтобы метод MLE обеспечил надежный результат. Кроме того, для исключения шума из оптических данных производилось вычитание между исходной точкой и 20-й, поскольку, как описано

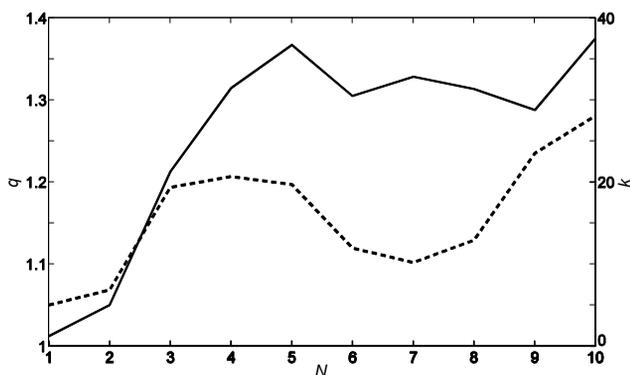


Рис. 4. Динамика значений параметра q (сплошная линия, ось ординат слева) и коэффициента пологости (эксцесса) k (пунктирная линия, ось ординат справа) во время рассматриваемого события для фотометров с юга на север. N — номер набора.

выше и показано на рис. 2, использовалось 40 фотометров, поэтому была взята “середина”. Отметим, что можно использовать другие разности, значения q -параметра будут незначительно меняться, но тренд, динамика изменения q будет такой же. Как видно из рис. 4 и из сравнения с кеограммами на рис. 1, там, где наблюдаются интенсивные оптические свечения, авроральные сияния, значения неэкстенсивности q увеличиваются, и наоборот. На рис. 4 также приведена эволюция значения коэффициента пологости (эксцесс) k , который задается формулой:

$$k = \frac{\mu_4}{\sigma^4} - 3, \quad (11)$$

здесь μ_4 — четвертый центральный момент, σ — стандартное отклонение.

На правой оси ординат (рис. 4) отложены значения k , поскольку о перемежаемости/негауссовости процесса можно судить по поведению коэффициента пологости, являющегося показателем, отражающим остроту (или пологость) вершины и толщину хвостов распределения. Распределение с положительным коэффициентом пологости $k > 0$. В случае гауссова распределения $k = 0$. Как показано на рис. 4, заметна одинаковая тенденция и похожее поведение для q и k , то есть в те промежутки, где наблюдаются сияния, пологость и параметр неэкстенсивности растут, и наоборот.

Для того чтобы количественно оценить связь между двумя показателями q и k , в представленном исследовании использовался коэффициент корреляции Пирсона, который характеризует уровень связи между двумя переменными и в общем виде определяется следующим образом:

$$R = \frac{\text{cov}(x, y)}{\sigma_x \sigma_y}, \quad (12)$$

где cov — ковариация (или корреляционный момент) двух величин; σ_x — стандартное отклонение x ; σ_y — стандартное отклонение величины y . В нашем случае для рассмотренного геомагнитного события коэффициент корреляции Пирсона получился ~ 0.7 , что соответствует высокому уровню связи между переменными.

Важным свойством вариаций аврорального свечения и турбулентных полей в авроральной области является их самоподобие (или скей-

линг), для выявления и исследования которого разработаны специальные методы, в частности основанные на дискретном вейвлет разложении (ДВР). Метод Абри – Вейтча [Abry et al., 2000], далее АВ, позволяет обнаружить, идентифицировать и количественно оценить свойства масштабирования (скейлинг) данных на базе ДВР. Эффективность метода в значительной степени обусловлена тем, что в качестве базисных функций при анализе сигнала используются вейвлеты Добеши, которые, в отличие от многих других базисных функций, сами по себе обладают свойством масштабной инвариантности. Именно с этим связана несмещенность и малая погрешность оценки индекса масштабирования, полученной методом АВ [Abry et al., 2000]. Ранее метод АВ хорошо зарекомендовал себя при обнаружении скейлинговых свойств в структуре полярных сияний [Kozelov and Golovchanskaya, 2010], а также при изучении скейлинга электрических полей в полярной шапке и авроральной зоне [Головчанская и др., 2012] и при описании пространственной структуры ионосферной проводимости во время полярных сияний [Chernyshov et al., 2013; 2017]. В соответствии с теорией дискретного вейвлет преобразования временной ряд $X(t)$ представляется набором коэффициентов – детализирующих и аппроксимирующих. В результате процесс $X(t)$ имеет следующее представление:

$$X(t) = \sum_k a_{J,k} \varphi_{J,k}(t) + \sum_{j=1}^J \sum_k d_{j,k} \psi_{j,k}(t). \quad (13)$$

Здесь $\psi(t)$ – заданный материнский вейвлет, а $\varphi(t)$ – соответствующая скейлинг-функция, играющая роль фильтра низких частот с точки зрения фильтрации сигнала. Аппроксимирующие коэффициенты $a_{j,k}$ и детализирующие коэффициенты $d_{j,k}$ ДВР для $X(t)$ определяются как:

$$\begin{aligned} a_{j,k} &= \int_{-\infty}^{\infty} X(t) \varphi_{j,k}(t) dt, \\ d_{j,k} &= \int_{-\infty}^{\infty} X(t) \psi_{j,k}(t) dt. \end{aligned} \quad (14)$$

Для ДВР стационарного процесса $X(t)$ детализирующие вейвлет-коэффициенты $d_{j,k}$ на масштабном уровне j можно найти как:

$$d_{j,k} = 2^{j/2} \sum_{i=1}^{n_j} X_i \psi_0(2^{-j} n - k). \quad (15)$$

В (15) ψ_0 – базисный вейвлет, а $n_j = 2^{-j} n$ – число вейвлет-коэффициентов при заданном j ($j = 0, 1, 2, \dots$ также называется уровнем разрешения, или октавой). В методе АВ [Abry et al., 2000] для каждой октавы j вычисляется дисперсия детализирующих вейвлет-коэффициентов:

$$\mu_j = \frac{1}{n_j} \sum_{k=1}^{n_j} |d_{j,k}|^2, \quad (16)$$

где n_j – число вейвлет-коэффициентов при заданном j . Далее оценивается индекс масштабирования из наклона регрессионной зависимости $y_j = \log_2(\mu_j)$ от j (масштабная диаграмма второго порядка, или логарифмическая диаграмма (ЛД)). Признаком самоподобия считается наличие линейных участков на полученной зависимости.

На рис. 5 приведены значения параметра неэкстенсивности q и оценки индекса масштабирования α , полученные из наклонов ЛД на тех же временных промежутках, где характер ЛД степенной, т.е. линейный в двойном логарифмическом масштабе. На правой оси ординат приведены соответствующие значения α . Интересно отметить, что эволюция индекса масштабирования α ведет себя практически таким же образом, как и параметр q . Так же как и выше при сопоставлении q с коэффициентом корреляции Пирсона между q и α , который получился ~ 0.95 , что говорит о том, что свойства скейлинга и неэкстенсивности высококоррелированы во время пульсирующих сияний.

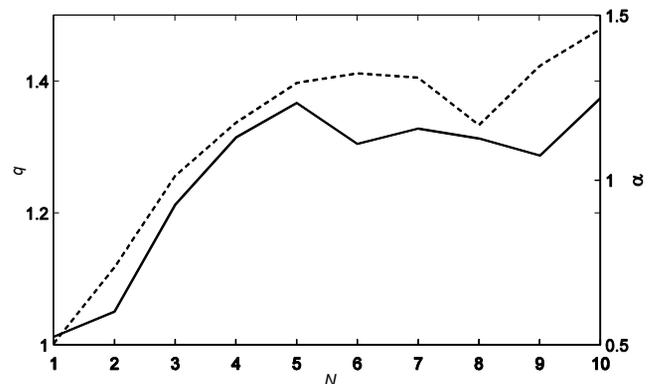


Рис. 5. Изменения значений параметра q (сплошная линия, ось ординат слева), и скейлинга α (пунктирная линия, ось ординат справа), во время авроральной активности. N – номер набора.

Полученные индексы характеризуют вариации аврорального свечения во время рассматриваемого события в разных областях поля зрения. На юге (первый набор) почти нет полярных сияний, индексы имеют малые значения. К середине поля зрения индексы возрастают — наблюдается активная полоса пульсирующих сияний со сложной динамикой. К северу, ближе к горизонту (набор 10), видна активность на приполюсной границе аврорального овала, также характеризуемая повышенными значениями q и α .

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ И ОСНОВНЫЕ ВЫВОДЫ

Статистическая механика Больцмана – Гиббса – Шеннона совместно со стандартной термодинамикой не являются универсальными теориями, так как имеют вполне ограниченные области применимости. Это связано в первую очередь с тем, что в основе статистики БГШ предполагается постулат о полном перемешивании потока в фазовом пространстве, так называемая гипотеза молекулярного хаоса [Maxwell, 1867; Больцман, 1953]. Это подразумевает, что фазовое пространство не содержит запрещенных состояний и обладает обычными свойствами непрерывности, гладкости, евклидовости. При этом гипотеза перемешивания, дополненная предположением о бесконечном числе степеней свободы, приводит к экспоненциальному распределению вероятности состояний системы, из которого следуют, в том числе, и свойство аддитивности экстенсивных термодинамических характеристик, и максвелловское распределение скоростей. Кроме этого, неявно предполагается малый радиус взаимодействия между отдельными элементами системы по сравнению с размерами самой системы (короткодействующие силы). Таким образом, аддитивность энтропии и других термодинамических характеристик для равновесных или близких к равновесию систем является следствием локального взаимодействия между отдельными элементами системы. Однако существует широкий класс сложных систем, элементы которых взаимодействуют глобально. В физике известны многочисленные примеры подобных систем, поведение и свойства которых являются аномальными с точки зрения классической статистики и равновесной термодинамики. Эффекты памяти также приводят к нарушению гипотезы молекулярного хаоса, поскольку движения отдельных частиц такой системы являются сильно коррелированными. Примером такой системы является, в частности, авроральная область магнитосферно-ионосферного вза-

имодействия, поскольку это открытая нелинейная диссипативная система вдали от состояния равновесия. Для ее описания часто используются такие термины из нелинейной динамики, как фрактальность, пространственно-временной хаос, перколяция, перемежаемость, турбулентность, нелокальность, самоорганизованная критичность и другие. Тцаллис ввел в научную литературу обобщение подхода БГШ, предназначенное для описания эволюции нелинейных систем с сильным взаимодействием и сильными корреляциями отдельных ее частей, а также с фрактальным характером фазового пространства. Статистика Тцаллиса (q -статистика) способна описывать и применяться к событиям, которые невозможно описать в терминах статистики БГШ. Однако здесь необходимо отметить, что неэкстенсивная q -статистика Тцаллиса представляет собой обобщение, а не замену классической статистики БГШ, поскольку она распространяет область применимости стандартной статистической теории на неэкстенсивные системы.

Как известно, многие процессы, происходящие в магнитосферно-ионосферной системе, отражаются в разнообразных, зачастую весьма красивых и динамичных формах полярных сияний. Одним из проявлений магнитосферных суббурь/бурь являются пульсирующие сияния, демонстрирующие сложное поведение процессов, протекающих одновременно в ионосфере и магнитосфере. Во время таких событий динамика авроральной плазмы характеризуется интенсивными и быстрыми изменениями характеристик, что приводит к развитию нелинейных процессов и различного типа неустойчивостей. В представленном исследовании впервые применен подход, предложенный Тцаллисом для расширения статистики БГШ на неаддитивные системы, а именно: q -статистика, когда анализируются изменения значений параметра неэкстенсивности q во время геомагнитной активности, сопровождающейся пульсирующими полярными сияниями, которые регистрируются оптическими наземными приборами. Результаты нашего анализа показали неэкстенсивный и негауссов характер плазмы в высокоширотной ионосфере. Проведено сравнение с более “традиционными” показателями нелинейного подхода для описания сложных турбулентных, перемежаемых систем, такими как индекс масштабирования (скейлинг) и показатель пологости (эксцесс). Показано, что параметр неэкстенсивности q имеет высокую корреляцию с этими характеристиками, особенно со скейлингом (~ 0.95). Таким образом, подход, основанный на q -статистике,

может быть использован для описания процессов в высокоширотной области наряду с перемежаемостью, фрактальностью, турбулентностью или функцией плотности вероятности.

Основные результаты, полученные в ходе выполнения данного исследования — следующие:

- впервые q -статистика применена к полярным сияниям;
- пульсирующие полярные сияния проявляют свойства неэкстенсивности и могут быть описаны, в том числе, и q -статистикой;
- параметр неэкстенсивности q хорошо коррелирует с показателем пологости и с индексом масштабирования, что говорит о применимости данного подхода для авроральной светимости;
- q -статистика может быть использована для анализа явлений в высокоширотной области в будущих исследованиях.

БЛАГОДАРНОСТИ

Оптические данные с камеры всего неба, использованные в работе, доступны на сайте: <http://aurora.pgia.ru/>. Данные по индексам геомагнитной активности, а также OMNI-данные взяты на сайте SuperMAG (<http://supermag.jhuapl.edu/info>). А. А. Чернышов выражает благодарность за поддержку Фонду развития теоретической физики и математики “БАЗИС”.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа Б.В. Козелова по обработке первичных данных оптических наблюдений и исследованию структуры пульсирующих полярных сияний поддержана грантом Российского научного фонда № 22-12-20017 “Пространственно-временные структуры в околоземном космическом пространстве Арктики: от полярных сияний через особенности самоорганизации плазмы к прохождению радиоволн”. Комплексный анализ геофизической обстановки во время рассматриваемой суббури и сравнение различных параметров, характеризующих полярные сияния, выполнены А.А. Чернышовым и М.М. Могилевским в рамках государственного задания Института космических исследований Российской академии наук (тема “Плазма”, гос. регистрация № 122042700118-4).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

—Зеленый Л.М., Милованов А.В. Фрактальная топология и странная кинетика: от теории перколяции к проблемам космической электродинамики // УФН. Т. 174. № 8. С. 809—852. 2004.
<https://doi.org/10.3367/UFNr.0174.200408a.0809>.

—Большман Л. Лекции по теории газов. М.: Гостехиздат, 554 с. 1953.

— Головчанская И.В., Козелов Б.В., Дэспирак И.В. Исследование широкополосной ELF турбулентности по данным спутника FAST // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 52. № 4. С. 501—509. 2012.

—Головчанская И.В., Козелов Б.В., Чернышов А.А., Ильясов А.А., Могилевский М.М. Возможный механизм подавления электростатической неустойчивости, связанной с неоднородным распределением плотности энергии, в авроральной ионосфере // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 58. № 2. С. 234—240. 2018.
<https://doi.org/10.7868/S0016794018020098>

—Кузьмин А.К. Фоновые условия и влияние различных световых факторов на изображения распределений интенсивности авроральных эмиссий, получаемый с орбит космических аппаратов // Вопросы электротехники. Труды ВНИИЭМ. Т. 175. № 2. С. 14—41. 2020.

—Намгаладзе А.Н., Расповов О.М., Ролдугин В.К. Связь пульсаций геомагнитного поля $Pi2$ с пульсациями интенсивности полярных сияний // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 7. № 2. С. 376—378. 1967.

—Чернышов А.А., Могилевский М.М., Козелов Б.В. Фрактальный подход к описанию авроральной области // Физика плазмы. Т. 39. № 7. С. 636—645. 2013.
<https://doi.org/10.7868/S0367292113060024>

—Чернышов А.А., Ильясов А.А., Могилевский М.М., Головчанская И.В., Козелов Б.В. Влияние неоднородностей концентрации плазмы и электрического поля на генерацию электростатического шума в авроральной зоне // Физика плазмы. Т. 41. № 3. С. 277—285. 2015.
<https://doi.org/10.7868/S0367292115030014>

—Чернышов А.А., Чугунин Д.В., Могилевский М.М. Авроральное километровое радиоизлучение как средство диагностики свойств магнитосферы // Письма в ЖЭТФ. Т. 115. № 1. С. 28—34. 2022.
<https://doi.org/10.31857/S1234567822010050>

—Abe S., Okamoto Y. (eds) Nonextensive Statistical Mechanics and Its Application / Lecture Notes in Physics. V. 560. Berlin, Heidelberg, New York: Springer, 277 p. 2001.
<https://doi.org/10.1007/3-540-40919-X>

—Abry P., Flandrin P., Taqqu M.S., Veitch D. Wavelets for the analysis, estimation and synthesis of scaling data / Self-Similar Network Traffic and Performance Evaluation. Eds. K. Park, W. Willinger. New York: Wiley. P. 39—88. 2000.
<https://doi.org/10.1002/047120644X.ch2>

—Akasofu S.-I. Polar and Magnetospheric Substorms. Dordrecht, Holland: Springer, 298 p. 1968.
<https://doi.org/10.1007/978-94-010-3461-6>

—Andrade J.S., Almeida M.P., Moreira A.A., Farias G.A. Extended phase space dynamics for the generalized nonextensive thermostatistics // Phys. Rev. E. V. 65. № 3. ID 036121. 2002.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevE.65.036121>

- Antonova E.E., Ermakova N.O. Kappa distribution functions and the main properties of auroral particle acceleration // *Adv. Space Res.* V. 42. № 5. P. 987–991. 2008. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2007.04.045>
- Arnold B.C. Pareto Distributions. Fairland, MD: International Cooperative Publishing House. 326 p. 1983.
- Aschwanden M. J., Crosby N.B., Dimitropoulou M. et al. 25 Years of self-organized criticality: Solar and Astrophysics // *Space Sci. Rev.* V. 198. № 1–4. P. 47–166. 2016. <https://doi.org/10.1007/s11214-014-0054-6>
- Balasis G., Daglis I.A., Papadimitriou C., Kalimeri M., Anastasiadis A., Eftaxias K. Dynamical complexity in Dst time series using non-extensive Tsallis entropy // *Geophys. Res. Lett.* V. 35. № 14. ID L14102. 2008. <https://doi.org/10.1029/2008GL034743>
- Balasis G., Daglis I.A., Papadimitriou C., Anastasiadis A., Sandberg I., Eftaxias K. Quantifying dynamical complexity of magnetic storms and solar flares via nonextensive Tsallis entropy // *Entropy.* V. 13. № 12. P. 1865–1881. 2011. <https://doi.org/10.3390/e13101865>
- Barbosa C.S., Caraballo R., Alves L.R., Hartmann G.A., Beggan C.D., Viljanen A., Ngwira C.M., Papa A.R.R., Pirjola R.J. The Tsallis statistical distribution applied to geomagnetically induced currents // *Space Weather.* V. 15. № 9. P. 1094–1101. 2017. <https://doi.org/10.1002/2017SW001631>
- Barndorff-Nielsen O.E., Cox D.R. Inference and Asymptotics. London: Chapman and Hall. 360 p. 1994.
- Burlaga L.F., Vinas A.F. Triangle for the entropic index q of non-extensive statistical mechanics observed by Voyager 1 in the distant heliosphere // *Physica A.* V. 361. № 1. P. 173–179. 2006. <https://doi.org/10.1016/j.physa.2005.06.097>
- Burlaga L.F., Vinas A.F., Wang C. Tsallis distributions of magnetic field strength variations in the heliosphere: 5 to 90 AU // *J. Geophys. Res. —Space.* V. 112. № 7. ID A07206. 2007. <https://doi.org/10.1029/2006JA012213>
- Castaing B., Gagne Y., Hopfinger E.J. Velocity probability density functions of high Reynolds number turbulence // *Physica D.* V. 46. № 2. P. 177–200. 1990. [https://doi.org/10.1016/0167-2789\(90\)90035-N](https://doi.org/10.1016/0167-2789(90)90035-N)
- Chang T., Tam S.W.Y., Wu C.-C. Complexity induced anisotropic bimodal intermittent turbulence in space plasmas // *Phys. Plasmas.* V. 11. № 4. P. 1287–1299. 2004. <https://doi.org/10.1063/1.1667496>
- Chernyshov A.A., Mogilevsky M.M., Kozelov B.V. Use of fractal approach to investigate ionospheric conductivity in the auroral zone // *J. Geophys. Res. —Space.* V. 118. № 7. P. 4108–4118. 2013. <https://doi.org/10.1002/jgra.50321>
- Chernyshov A.A., Kozelov B.V., Mogilevsky M.M. Study of auroral ionosphere using percolation theory and fractal geometry // *J. Atmos. Sol.-Terr. Phy.* V. 161. P. 127–133. 2017. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2017.06.013>
- Chisham G., Freeman M.P. On the non-Gaussian nature of ionospheric vorticity // *Geophys. Res. Lett.* V. 37. № 12. ID L12103. 2010. <https://doi.org/10.1029/2010GL043714>
- Chisham G., Freeman M.P. A statistical model of vorticity in the polar ionosphere and implications for extreme values // *J. Geophys. Res. —Space.* V. 126. № 11. ID e2021JA029307. 2021. <https://doi.org/10.1029/2021JA029307>
- Clauset A., Shalizi C.R., Newman M.E.J. Power-law distributions in empirical data // *SIAM Rev.* V. 51. № 4. P. 661–703. 2009. <https://doi.org/10.1137/070710111>
- Coxon J.C., Chisham G., Freeman M.P., Anderson B.J., Fear R.C. Distributions of Birkeland current density observed by AMPERE are heavy-tailed or long-tailed // *J. Geophys. Res. —Space.* V. 127. № 2. ID e2021JA029801. 2022. <https://doi.org/10.1029/2021JA029801>
- Curado E.M.F., Tsallis C. Generalized statistical mechanics: connection with thermodynamics // *J. Phys. A —Math. Gen.* V. 24. № 2. P. L69–L72. 1991. <https://doi.org/10.1088/0305-4470/24/2/004>
- de la Barra E., Vega-Jorquera P. On q -pareto distribution: some properties and application to earthquakes // *Eur. Phys. J. B.* V. 94. № 1. ID 32. 2021. <https://doi.org/10.1140/epjb/s10051-021-00045-7>
- Esquivel A., Lazarian A. Tsallis statistics as a tool for studying interstellar turbulence // *Astrophys. J.* V. 710. № 1. P. 125–132. 2010. <https://doi.org/10.1088/0004-637X/710/1/125>
- Gjerloev J.W. The SuperMAG data processing technique // *J. Geophys. Res. —Space.* V. 117. № 9. ID A09213. 2012. <https://doi.org/10.1029/2012JA017683>
- Golovchanskaya I.V., Kozelov B.V., Sergienko T.I., Brändström U., Nilsson H., Sandahl I. Scaling behavior of auroral luminosity fluctuations observed by Auroral Large Imaging System (ALIS) // *J. Geophys. Res. —Space.* V. 113. № 10. ID A10303. 2008. <https://doi.org/10.1029/2008JA013217>
- Ilyasov A.A., Chernyshov A.A., Mogilevsky M.M., Golovchanskaya I.V., Kozelov B.V. Inhomogeneities of plasma density and electric field as sources of electrostatic turbulence in the auroral region // *Phys. Plasmas.* V. 22. № 3. ID 032906. 2015. <https://doi.org/10.1063/1.4916125>
- Ilyasov A.A., Chernyshov A.A., Mogilevsky M.M., Golovchanskaya I.V., Kozelov B.V. Influences of shear in the ion parallel drift velocity and of inhomogeneous perpendicular electric field on generation of oblique ion acoustic waves // *J. Geophys. Res. —Space.* V. 121. № 3. P. 2693–2703. 2016. <https://doi.org/10.1002/2015JA022117>
- Kaeppeler S.R., Nicolls M.J., Strømme A., Kletzing C.A., Bounds S.R. Observations in the E region ionosphere of

- kappa distribution functions associated with precipitating auroral electrons and discrete aurorae // *J. Geophys. Res. — Space*. V. 119. № 12. P. 10164–10183. 2014.
<https://doi.org/10.1002/2014JA020356>
- *Klimas A., Uritsky V., Donovan E.* Multiscale auroral emission statistics as evidence of turbulent reconnection in Earth's midtail plasma sheet // *J. Geophys. Res. — Space*. V. 115. № 6. ID A06202. 2010.
<https://doi.org/10.1029/2009JA014995>
- *Klimov P., Kalegaev V., Sigaeva K., Ivanova A., Antonyuk G., Benghin V., Zolotarev I.* Near-UV pulsations in the aurora region measured by orbital telescope TUS during high-intensity and long-duration continuous *AE* activity // *Remote Sensing*. V. 15. № 1. ID 147. 2022.
<https://doi.org/10.3390/rs15010147>
- *Kozelov B.V.* Fractal approach to description of the auroral structure // *Ann. Geophys.* V. 21. № 9. P. 2011–2023. 2003.
<https://doi.org/10.5194/angeo-21-2011-2003>
- *Kozelov B.V., Golovchanskaya I.V.* Derivation of aurora scaling parameters from ground-based imaging observations: Numerical tests // *J. Geophys. Res. — Space*. V. 115. № 2. ID A02204. 2010.
<https://doi.org/10.1029/2009JA014484>
- *Kozelov B.V., Rypdal K.* Spatial scaling of optical fluctuations during substorm-time aurora // *Ann. Geophys.* V. 25. № 4. P. 915–927. 2007.
<https://doi.org/10.5194/angeo-25-915-2007>
- *Kozelov B.V., Vjalkova N.Y.* Search of temporal chaos in TV images of aurora // *International Journal of Geomagnetism and Aeronomy*. V. 5. № 3. ID GI3005. 2005.
<https://doi.org/10.1029/2005GI000102>
- *Kozelov B.V., Uritsky V.M., Klimas A.J.* Power law probability distributions of multiscale auroral dynamics from ground-based TV observations // *Geophys. Res. Lett.* V. 31. № 20. ID L20804. 2004.
<https://doi.org/10.1029/2004GL020962>
- *Leubner M.P., Voros Z.* A nonextensive entropy path to probability distributions in solar wind turbulence // *Nonlinear Proc. Geoph.* V. 12. № 2. P. 171–180. 2005.
<https://doi.org/10.5194/npg-12-171-2005>
- *Liu B., Goree J.* Superdiffusion and non-Gaussian statistics in a driven-dissipative 2D dusty plasma // *Phys. Rev. Lett.* V. 100. № 5. ID 055003. 2008.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.100.055003>
- *Lui A.T.Y., Chapman S.C., Liou K., Newell P.T., Meng C.I., Brittnacher M., Parks G.K.* Is the dynamic magnetosphere an avalanching system? // *Geophys. Res. Lett.* V. 27. № 7. P. 911–914. 2000.
<https://doi.org/10.1029/1999GL010752>
- *Mariz A.M.* On the irreversible nature of the Tsallis and Renyi entropies // *Phys. Lett. A*. V. 165. № 5–6. P. 409–411. 1992.
[https://doi.org/10.1016/0375-9601\(92\)90339-N](https://doi.org/10.1016/0375-9601(92)90339-N)
- *Maxwell J.C.* IV. On the dynamical theory of gases // *Philos. T. Roy. Soc.* V. 157. P. 49–88. 1867.
<https://doi.org/10.1098/rstl.1867.0004>
- *Milovanov A.V., Zelenyi L.M.* Functional background of the Tsallis entropy: “coarse-grained” systems and “kappa” distribution functions // *Nonlinear Proc. Geoph.* V. 7. № 3–4. P. 211–221. 2000.
<https://doi.org/10.5194/npg-7-211-2000>
- *Nauenberg M.* Critique of *q*-entropy for thermal statistics // *Phys. Rev. E*. V. 67. № 3. ID 036114. 2003.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevE.67.036114>
- *Newell P.T., Gjerloev J.W.* Evaluation of SuperMAG auroral electrojet indices as indicators of substorms and auroral power // *J. Geophys. Res. — Space*. V. 116. № 12. ID A12211. 2011.
<https://doi.org/10.1029/2011JA016779>
- *Paladin G., Vulpiani A.* Anomalous scaling laws in multifractal objects // *Phys. Rep.* V. 156. № 4. P. 147–225. 1987.
[https://doi.org/10.1016/0370-1573\(87\)90110-4](https://doi.org/10.1016/0370-1573(87)90110-4)
- *Papadimitriou C., Balasis G., Boutsis A.Z., Daglis I.A., Giannakis O., Anastasiadis A., De Michelis P., Consolini G.* Dynamical complexity of the 2015 St. Patrick's Day magnetic storm at Swarm altitudes using entropy measures // *Entropy*. V. 22. № 5. ID 574. 2020.
<https://doi.org/10.3390/e22050574>
- *Paschmann G., Haaland S., Treumann R., et al.* Auroral plasma physics // *Space Sci. Rev.* V. 103. № 1–4. P. 1–475. 2002.
- *Pavlos G.P., Iliopoulos A.C., Zastenker G.N., Zelenyi L.M., Karakatsanis L.P., Riazantseva M.O., Xenakis M.N., Pavlos E.G.* Tsallis non-extensive statistics and solar wind plasma complexity // *Physica A*. V. 422. P. 113–135. 2015.
<https://doi.org/10.1016/j.physa.2014.12.007>
- *Pitman E.J.G.* Some Basic Theory for Statistical Inference. New York: Chapman and Hall. 118 p. 1979.
<https://doi.org/10.1201/9781351076777>
- *Plastino A.R., Plastino A., Tsallis C.* The classical *N*-body problem within a generalized statistical mechanics // *J. Phys. A — Math. Gen.* V. 27. № 17. P. 5707–5714. 1994.
<https://doi.org/10.1088/0305-4470/27/17/008>
- *Ramshaw J.D.* *H*-theorems for the Tsallis and Renyi entropies // *Phys. Lett. A*. V. 175. № 3–4. P. 169–170. 1993.
[https://doi.org/10.1016/0375-9601\(93\)90820-P](https://doi.org/10.1016/0375-9601(93)90820-P)
- *Renyi A.* Probability Theory. Budapest: Akad. Kiadó, 1970. 665 p.
- *Renyi A.* On a new axiomatic theory of probability // *Acta Math. Hung.* V. 6. № 3–4. P. 285–335. 1955.
<https://doi.org/10.1007/BF02024393>
- *Shalizi C.R.* Maximum likelihood estimation for *q*-exponential (Tsallis) distributions // *arXiv Mathematics e-prints*. math/0701854. 2007.
<https://doi.org/10.48550/arXiv.math/0701854>
- *Silva J.R., Plastino A.R., Lima J.A.S.* A Maxwellian path to the *q*-nonextensive velocity distribution function // *Phys. Lett. A*. V. 249. № 5–6. P. 401–408. 1998.
[https://doi.org/10.1016/S0375-9601\(98\)00710-5](https://doi.org/10.1016/S0375-9601(98)00710-5)
- *Stepanova M.V., Antonova E.E., Troshichev O.* Intermittency of magnetospheric dynamics through non-Gaussian distribution function of *PC*-index fluctuations // *Geophys. Res. Lett.* V. 30. № 3. ID 1127. 2003.
<https://doi.org/10.1029/2002GL016070>

- Tam S.W.Y., Chang T., Kintner P.M., Klatt E.* Intermittency analyses on the sierra measurements of the electric field fluctuations in the auroral zone // *Geophys. Res. Lett.* V. 32. № 5. ID 105109. 2005.
<https://doi.org/10.1029/2004GL021445>
- Tsallis C.* Possible generalization of Boltzmann — Gibbs statistics // *J. Stat. Phys.* V. 52. № 1—2. P. 479—487. 1988.
<https://doi.org/10.1007/BF01016429>
- Tsallis C.* Non-extensive thermostatics: brief review and comments // *Physica A.* V. 221. № 1. P. 277—290. 1995.
[https://doi.org/10.1016/0378-4371\(95\)00236-Z](https://doi.org/10.1016/0378-4371(95)00236-Z)
- Tsallis C.* Introduction to Nonextensive Statistical Mechanics. Springer, 2009. 382 p.
<https://doi.org/10.1007/978-0-387-85359-8>
- Unnikrishnan K., Richards P.* How does solar eclipse influence the complex behavior of midlatitude ionosphere? Two case studies // *J. Geophys. Res. — Space.* V. 119. № 2. P. 1157—1171. 2014.
<https://doi.org/10.1002/2013JA018708>
- Van Rhijn P.J.* On the brightness of the sky at night and total amount of the starlight // *Publications of the Astronomical Laboratory at Groningen*, 1921. 83 p.
- Watkins N.W., Credgington D., Hnat B., Chapman S.C., Freeman M.P., Greenhough J.* Towards synthesis of solar wind and geomagnetic scaling exponents: A fractional Levy motion model // *Space Sci. Rev.* V. 121. № 1—4. P. 271—284. 2005.
<https://doi.org/10.1007/s11214-006-4578-2>
- Yamamoto T.* On the temporal fluctuations of pulsating auroral luminosity // *J. Geophys. Res. — Space.* V. 93. № 2. P. 897—911. 1988.
<https://doi.org/10.1029/JA093iA02p00897>
- Zanette D.H., Montemurro M.A.* Thermal measurements of stationary nonequilibrium systems: a test for generalized thermostatics // *Phys. Lett. A.* V. 316. № 3—4. P. 184—189. 2003.
[https://doi.org/10.1016/S0375-9601\(03\)01151-4](https://doi.org/10.1016/S0375-9601(03)01151-4)

Use of q -statistics for study of pulsating aurora

A. A. Chernyshov^{1, *}, B. V. Kozelov^{2, **}, M. M. Mogilevsky^{1, ***}

¹ *Space Research Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

² *Polar Geophysical Institute, Murmansk region, Apatity, Russia*

* *e-mail: achernyshov@cosmos.ru*

** *e-mail: boris.kozelov@gmail.com*

*** *e-mail: mogilevsky2012@gmail.com*

The non-extensive statistical mechanics method of Tsallis (or q -statistics) is first applied to study pulsating auroras, which are regularly observed in the auroral ionosphere during geomagnetic disturbances. For systems with long-range interactions, such as ionized gas or plasma, whose dynamics are primarily determined by long-range electromagnetic forces, one can expect that non-additive and non-extensive thermostatical principles may characterize their macroscopic behavior. This paper shows that pulsating polar auroras exhibit non-extensive properties and can be described, in part, by q -statistics. It is also demonstrated that the non-extensive parameter q correlates well with the flatness coefficient and scaling index, indicating the applicability of this approach to auroral emissions. Thus, q -statistics can be used to analyze phenomena in the high-latitude region of the Earth.

УДК 550.384.4

СЦЕНАРИЙ ФОРМИРОВАНИЯ ВИХРЕОБРАЗНЫХ СТРУКТУР В ПРЕДСУББУРЕВОЙ ДУГЕ С УЧЕТОМ ИЗМЕНЕНИЯ ВЫСОТЫ ДУГИ В ПРОЦЕССЕ ЕЕ ЭВОЛЮЦИИ

© 2024 г. В. В. Сафаргалеев^{1,2,*}, Т. И. Сергиенко³, А. Л. Котиков^{1,4}, А. В. Сафаргалеев⁵

¹ Санкт-Петербургский филиал института земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н. В. Пушкова РАН (С-Пб. ИЗМИРАН), Санкт-Петербург, Россия

² Полярный геофизический институт (ПГИ), Апатиты (Мурманская обл.), Россия

³ Шведский институт космической физики, Кируна, Швеция

⁴ Геофизический центр РАН (ГЦ РАН), Москва, Россия

⁵ Общество с ограниченной ответственностью “ЛСР. Управляющая компания” (ООО “ЛСР”), Санкт-Петербург, Россия

*e-mail: Vladimir.safargaleev@pgia.ru

Поступила в редакцию 18.05.2023 г.

После доработки 18.08.2023 г.

Принята к публикации 28.09.2023 г.

Активность в предсуббуревой авроральной дуге в форме вихреобразных структур, появлению/пропаданию которых предшествовало усиление/ослабление яркости дуги, исследована в контексте магнитосферной суббури, крупномасштабной ионосферной конвекции, ситуации в межпланетной среде и триангуляционных измерений высоты свечения. Структуры наблюдаются в предполуденные часы и представляют собой суперпозицию двух авроральных форм — крупномасштабного изгиба дуги, очерчивающей полюсную границу области диффузного свечения, и вытянутых вдоль конвекции небольших светящихся язычков (мини-факелов) на западном склоне изгибов. Структуры как целое двигаются против конвекции, навстречу суббуревой активности, к востоку от области наблюдений. Мы связываем появление структур с распространением вглубь магнитосферы возмущения, сгенерированного в результате взаимодействия магнитопаузы с неоднородностью солнечного ветра, на фронте которой V_z -компонента ММП поворачивается на юг. Результаты триангуляционных измерений показывают, что усиление яркости в предсуббуревой дуге незадолго до появления вихреобразных структур сопровождается уменьшением высоты нижнего края дуги, которое мы объясняем появлением над дугой продольного электрического поля, ускоряющего высыпавшиеся электроны. Роль продольного электрического поля в формировании форм в виде язычков свечения (факелов) обсуждается в рамках желобковой/перестановочной неустойчивости.

Ключевые слова: авроральные вихри, солнечный ветер, предсуббуревая дуга.

DOI: 10.31857/S0016794024010087, EDN: GQMOUV

1. ВВЕДЕНИЕ

Авроральная дуга является наиболее изученной формой полярных сияний. В теоретических исследованиях она представляется стационарной, узкой, сильно вытянутой вдоль геомагнитной широты однородной светящейся полосой, что далеко от реальности. В реальности дуга подвержена деформациям различных масштабов и неоднородна по своей структуре, представляя набор ярких пятен, лучей и т.п., так или иначе эволюционирующих во времени.

Исследования деформаций и неоднородностей светимости, как таковых, так и их динамики, позволяют не только уточнить механизм формирования неоднородностей, но и судить о физических процессах в магнитосопряженной области магнитосферы. С этой позиции наиболее интересными представляются исследования эволюции дуги, с которой (или в окрестности которой) затем начинается авроральный брейкап. В литературе такую дугу часто называют предсуббуревой/предсуществующей дугой (*pre-*

breakup/pre-existing arc). Перед началом авроральной суббури предсуббуревая дуга смещается к экватору и становится активной с быстрым уярчением и азимутальным структурированием (см., например, [Motoba et al., 2015]).

В работе [Keiling et al., 2012] цепочка из светящихся пятен в предсуббуревой дуге (так называемая *beading*-структура) предполагалась признаком развития баллонной неустойчивости, с которой, в свою очередь, связывались генерация пульсаций *Pi2* [Kalmoni et al., 2017] и запуск магнитосферной суббури [Golovchanskaya et al., 2015]. Haerendel and Frey [2021] появление *beading*-структуры связывают с развитием неустойчивости двух близкорасположенных токовых слоев (*mating instability*). В предложенной авторами схеме *mating*-неустойчивость инициирует суббурю. В работе [Solovyev et al., 2000] с волнообразными структурами в дуге ассоциировались пульсации с периодом в диапазоне 30–90 с. [Rae et al., 2009] характеризуют связь волн светимости (*undulations*) в предсуббуревой дуге с запуском суббури как вполне вероятную.

На ранних этапах оптических наблюдений было выделено 7 типов мелкомасштабных волнообразных деформаций дуги. Позже, анализируя телевизионные записи полярных сияний, Hallinan and Davis [1970] провели ревизию классификационной схемы и оставили только две категории: вихри/спирали и складки (*curls/spirals* и *folds* соответственно). Отметим, что такие крупномасштабные волновые формы, как дрейфующий к западу изгиб сияний (*westward travelling surge, WTS*) и омега-сияния (*Ω -auroras*) не являются предметом данного исследования. Наша работа посвящена исследованию деформаций в виде завихрений.

Статистический анализ авроральных вихрей, основанный на данных регулярных оптических наблюдений, представлен в работах Davis and Hallinan [1976], Trondsen and Cogger [1998], Partamies et al. [2001], а также в ряде других. Типичные размеры вихрей составляют 25–75 км и 125–176 км (диаметр вихря и расстояние между двумя соседними вихрями соответственно). В исследовании Partamies et al. [2001] больше спиралей наблюдается в утреннем секторе, в то время как в данных Davis and Hallinan [1976] спирали доминировали в предполуденные часы. В отличие от ранее опубликованных исследований статистический анализ Partamies et al. [2001] показал, что большая часть вихрей возникает в магнито-спокойных условиях, которые сохраняются не менее получаса после обнаружения спирали. Авторы объяснили расхождение различным под-

ходом к определению “спокойных условий”. Указывается, что вихри двигаются по направлению крупномасштабной конвекции: в вечернем секторе преимущественно на запад, а в утреннем — на восток. Средняя скорость движения в азимутальном направлении составляет ~4 км/с.

Теории формирования изгибов сияний столь же многообразны, сколь многообразны форма и динамика этих изгибов (см., например, обзор Pudovkin et al. [1997]). Webster and Hallinan [1975] предположили, что вихри формируются в результате развития неустойчивости слоя продольного тока или слоя заряда (*current-sheet* или *charge-sheet instabilities* соответственно). Для развития неустойчивости зарядового слоя, которая является одним из типов неустойчивости Кельвина-Гельмгольца, нужно, чтобы в слое высыпавшихся частиц превалировали электроны. В качестве возможного кандидата ряд авторов рассматривает неустойчивость Кельвина-Гельмгольца на границе между конвективным потоком к Солнцу в центральном плазменном слое и более слабым потоком плазмы ближе к Земле, обусловленным вращением Земли ([Pudovkin et al., 1997] и ссылки в ней). Возможная роль в формировании вихрей так называемого *field-line resonance* обсуждается в работе [Samson et al., 1996]. Вихрь получается в результате численного моделирования развития гибридной неустойчивости Кельвина-Гельмгольца/Релея-Тейлора [Voronkov et al., 1997; Yamamoto et al., 2012], которая является разновидностью неустойчивости Релея-Тейлора, известной также как желобковая или перестановочная неустойчивость.

После запуска многоспутниковых проектов наземные исследования начали дополняться исследованиями в магнитосфере. Ниже мы приводим несколько результатов таких совместных исследований, но относиться к ним следует с осторожностью. Прямое сравнение спутниковых измерений и наземных данных затруднено низкой точностью картирования магнитосферных процессов в ионосферу из-за незнания формы силовой линии геомагнитного поля. Этот проблема особенно остра, если речь идет о суббуревой околополуденной магнитосфере.

В работе [Keiling et al., 2009] наземные данные проанализированы совместно с данными спутника THEMIS (*Time History of Events and Macroscale Interactions*), находящегося, по мнению авторов, в магнитосопряженном участке магнитосферы. В результате анализа двух вихрей, сформировавшихся во время активной фазы суббури, авторы обнаружили появление продольного тока, связывающего область гене-

рации в магнитосфере с вихрями в ионосфере, и предложили два возможных сценария генерации вихрей. Усиление потока плазмы в магнитосфере приводит либо к усилению продольного тока и, как следствие, формированию в ионосфере вихрей через развитие неустойчивости токового слоя, либо к развитию связанных баллонной и сдвиговой неустойчивостей в магнитосфере, и результат неустойчивости “проектируется” затем в ионосферу в виде вихря. Как нерешенным авторы обозначили вопрос, является ли один из указанных выше механизмов генерации вихрей единственным, или тем или иным образом реализуются сразу оба. Вопрос не является новым. Ранее возможность одновременной реализации двух различных механизмов обсуждалась в работе [Akasofu and Kimball, 1964] применительно к тонкой структуре в крупномасштабных изгибах сияний типа Ω -сияний.

Наблюдения Panov et al. [2019] на спутниках THEMIS выявили признаки перестановочной/баллонной неустойчивости в области магнитосферы, магнитосопряженной, по мнению авторов, с авроральной дугой. В ионосфере эти особенности плазмы авторы связали с пятнами светимости, дрейфующими вдоль дуги по направлению к утреннему сектору. Отметим, что в работе [Oguti, 1974] цепочка неоднородностей в дуге в виде азимутально вытянутой последовательности пятен повышенной светимости эволюционировала со временем в мелкомасштабные авроральные вихри. Оба результата относятся к активной фазе суббури.

В связи с наличием желобковой неустойчивости в списке “кандидатов” на генерацию вихрей уместно упомянуть следующие работы. В работе [Swift, 1967] было показано, что развитие желобковой неустойчивости в значительной мере тормозится проводящей ионосферой. Согласно [Atkinson, 2001] продольная разность потенциалов нарушает связь магнитосферы с ионосферой, ослабляя тормозящее влияние последней на развитие желобковой неустойчивости. С развитием желобковой неустойчивости именно по такому сценарию в работе [Safargaleev et al., 2005] связывалась деформация сияний в форме вытягивающегося в меридиональном направлении языка — аврорального факела. Таким образом, для интерпретации эволюции авроральных структур в рамках желобковой неустойчивости важным моментом является наличие/отсутствие признаков появления в продольном токе продольного электрического поля, связанного с продольной разностью потенциалов, “отсоединяющей” магнитосферу от ионосферы.

На признаки продольного ускорения в данных спутника FAST, пролетающего над пульсирующими сияниями, указывается в работе [Sato et al., 2004]. Согласно [Li et al., 2013] признаки продольной разности потенциалов обнаруживаются в участке магнитосферы, сопряженной с активными формами внутри суббулевой авроральной выпуклости. Сияния регистрировались с высоты около 800 км. Малое пространственное разрешение оптической аппаратуры, а также движение спутника не позволили сопоставить область ускорения со структурами в сияниях.

Одной из возможных причин появления продольного электрического поля является развитие неустойчивости продольного тока на локальном участке силовой линии между ионосферой и экваториальной плоскостью магнитосферы (см., например, [Галеев и Сагдеев, 1984]). Наличие такой области трудно зафиксировать спутником, поскольку вероятность того, что в нужный момент спутник окажется в нужном месте, невелика. Более реализуемой альтернативой спутниковым измерениям являются измерения высоты свечения наземной оптической аппаратурой. В работе [Safargaleev et al., 2005] заключение о появлении продольной разности потенциалов делалось на основании уменьшения высоты авроральной дуги, с которой началось вытягивание языка сияний к полюсу. Высота свечения измерялась методом триангуляции. Более точным методом — методом оптической томографии — было обнаружено уменьшение высоты пульсирующей дуги в работе [Safargaleev et al., 2022].

Главная цель работы — поиск признаков ускорения электронов в эволюционирующей предсуббулевой авроральной дуге посредством триангуляционных измерений. Используются данные двух камер полного обзора неба, установленные на севере Швеции на небольшом удалении друг от друга. Целью работы является также анализ процесса зарождения авроральных вихрей в контексте изменения параметров межпланетной среды. Мотивация такого исследования обсуждается ниже, в разделе 3.2.

2. АППАРАТУРА И МЕТОДИКА

В данной работе признаки ускорения ищутся применительно к проблеме генерации вихреобразных структур. Сравняется высота свечения в дуге за несколько минут до и непосредственно перед их появлением. Если высота дуги уменьшается (свечение приближается к земной поверхности), значит, с большой долей вероятно-

сти в процессе формирования структур было задействовано ускорение электронов.

Для определения высоты свечения использовался метод триангуляции. Анализировались данные двух камер полного обзора неба типа WMI (*Watec monochromatic imager*), установленных Национальным институтом полярных исследований, Япония, в пунктах Кируна (KRN; 67.88° N, 20.42° E) и Чаучас (TJA; 67.31° N, 20.73° E) на севере Швеции. Камеры ведут съемку в видимом свете с временным разрешением один кадр в секунду и расположены на расстоянии около 70 км друг от друга, обеспечивая хорошее перекрытие участка неба в области зенита.

Измерения высоты проводились следующим образом. Сначала по положению звезд на снимке уточнялись ориентация каждой камеры по сторонам света, степень отклонения оптической оси от вертикали и величина зенитного угла для каждого пикселя изображения. Используя эту информацию, при заданной высоте сияний рассчитывались координаты проекции каждого пикселя на земную поверхность. Проекция одного и того же участка неба, рассчитанные в один и тот же момент времени по снимкам двух разнесенных камер, накладывались друг на друга. Варьируя высоту, то есть меняя координаты проекций пикселей, визуально добивались наилучшего совпадения выбранного фрагмента сияний. Принимая во внимание искажения, вносимые объективом “рыбий глаз” у горизонта поля зрения камеры, для анализа выбирались

ситуации, когда исследуемый объект находился в относительной близости зенита одной из камер (KRN в данном случае). Привязка изображения к физическим координатам и совмещение изображений осуществлялись при помощи пакета программ, разработанных для этих целей в рамках проекта ALIS (*Aurora Large Imaging System*, [Gustavsson, 1998]).

Отметим, что для метода триангуляции критичным является положение исследуемой авроральной формы в общем для обеих камер поле зрения. Это условие, а также чистое небо над обоими пунктами, наличие сияний (собственно предсуббуревой дуги), оставшихся, например, после предыдущей суббури, и появление в предсуббуревой дуге волнообразных форм наложило достаточно жесткие условия на критерий отбора оптических данных. В результате пригодным для анализа мы сочли 15-минутный интервал, относящийся к серии магнитосферных суббурь, имевших место 17.02.2017 г. Несмотря на высокое временное разрешение оптических данных, в общем поле зрения камер оказывались уже сформировавшиеся структуры, что не позволило провести измерения высоты непосредственно в процессе их зарождения.

Для оценки геомагнитной обстановки наряду с данными скандинавской сети магнитометров IMAGE (доступны в сети Интернет) использовались данные магнитометров, расположенных к востоку от области наблюдений — на северном побережье РФ в Амдерме (AMD) и Диксоне

Таблица 1. Координаты магнитных станций

Код	Пункт наблюдения	Географические координаты		Исправленная геомагнитная широта, ° N	MLT, ч
		Широта, ° N	Долгота, ° E		
BJN	Bear Island	74.50	19.20	71.83	UT+2.7
DIK	Диксон	73.52	80.68	69,41	UT+5.7
SOR	Sørøya	70.54	22.22	67.70	UT+2.7
KIL	Kilpisjärvi	69.06	20.77	66.24	UT+2.5
AMD	Амдерма	69.60	60.20	65.76	UT+4.6
MUO	Muonio	68.02	23.53	65.08	UT+2.6
PEL	Pello	66.90	24.08	63.55	UT+2.6
RAN	Ranua	65.90	26.41	62.82	UT+2.7
OUI	Oulujärvi	64.52	27.23	61.35	UT+2.7

(DIK). Эти станции находятся под оперативным управлением Арктического и антарктического научно-исследовательского института. В табл. 1 информация о пунктах магнитных измерений приводится в порядке убывания исправленной геомагнитной широты обсерватории. Этот параметр, а также местное магнитное время, MLT, рассчитывались онлайн программой *VITMO Model* (<https://omniweb.gsfc.nasa.gov/vitmo/cgm.html>).

Координаты спутников определялись при помощи онлайн процедуры *SSC 4D Orbit Viewer* (<https://sscweb.gsfc.nasa.gov>), дающей также положения спутников относительно фронта ударной волны и магнитопаузы. Карты крупномасштабной ионосферной конвекции строились по данным системы радаров SuperDARN на сайте (<http://vt.superdarn.org>) и до реконструкции сайта находились в свободном доступе.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

3.1. Интервал оптических наблюдений в контексте суббулевой активности

Исследуемый интервал можно соотнести с двумя суббулями. Наиболее сильное бухтообразное возмущение в X-компоненте геомагнитного поля началось в 21:10 UT (длинная серая стрелка на рис. 1а) к северу от области оптических наблюдений. Отрицательная бухта имела максимум на широте VJN (~400 нТл) и сопровождалась положительной вариацией на широтах ниже VJN (рис. 1а, верхняя панель). По этим двум признакам мы можем отнести возмущение к подклассу “полярные (высокоширотные) суббури”, развивающиеся у полюсной границы авроральной зоны. Идея о выделении таких возмущений в отдельный подкласс и термин предложены Клейменова и др., [2012]. Подобно ситуациям, описанным в работах [Сафаргалеев и др., 2018; Safargaleev et al., 2020], полярная суббуля произошла на фоне более слабой суббури (~230 нТл), начало которой в области оптических наблюдений зарегистрировано на станциях внутри аврорального овала в ~21:00 UT (длинная черная стрелка на рис. 1а). В качестве примера приведена магнитограмма SOR (рис. 1а, верхняя панель). Далее, следуя [Сафаргалеев и др., 2018], будем эту суббулю называть “обычной”. Подобная двух-суббулевая активность наблюдалась и к востоку от области оптических наблюдений (рис. 1а, нижняя панель). Поскольку отрицательные бухты начались там раньше (момент начала суббури в AMD отмечен длинной белой стрелкой), мы полагаем, что очаг обеих суббурь — обычной и полярной — находился к востоку от области

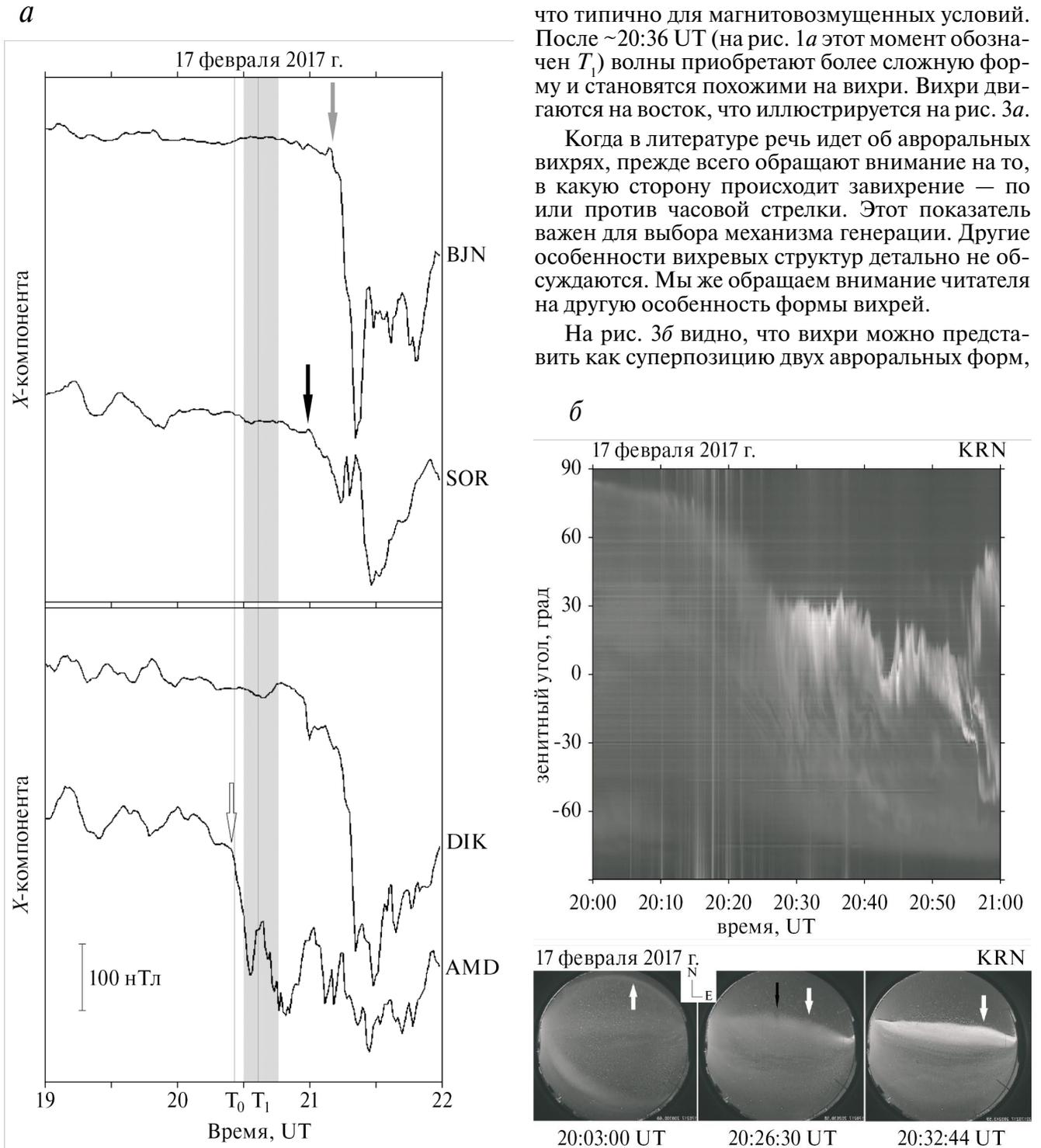
оптических наблюдений. Дугу, о которой пойдет речь ниже, можно считать предсуббулевой по отношению к обеим суббулям. Ниже будет показано, что вихреобразные структуры двигались вдоль дуги на восток, то есть к предполагаемому очагу обеих суббурь. Однако, исходя из времени появления, структуры могут рассматриваться как потенциальные предвестники более поздней, полярной суббури.

В момент времени ~20:12 UT находящаяся у самого северного края поля зрения камеры KRN дуга начала смещаться к югу. Момент начала движения точно определить не удалось, так как дуга располагалась у самого горизонта поля зрения. Тем не менее движение отслеживается по кеограмме и по серии кадров на рис. 1б. Такой характер поведения дуги является типичным для подготовительной фазы суббури. За несколько минут до появления авроральных вихрей дуга остановилась недалеко от зенита KRN, яркость в ней увеличилась (правый кадр на рис. 1б). Момент уярчения обозначен на магнитограммах как T_0 . Сравнение с предшествующим кадром показывает, что уярчение дуги произошло не одновременно по всей ее длине, а распространялось с востока на запад и было обусловлено, вероятно, началом обычной суббури к востоку от области оптических наблюдений. На кеограмме на рис. 1б видно, что яркость свечения увеличилась не только в дуге, но и к экватору от нее, в области пульсирующего и диффузного свечения.

3.2. Волновая магнитная и оптическая активность

Усиление яркости в интервале широт, занятом сияниями, происходило в промежутке времени 20:25—20:30 UT. В это же время на магнитных станциях, расположенных под этой областью, наблюдается цуг затухающих пульсаций с периодом 5—6 мин (диапазон Pc5). Пульсации возникают в ~20:26 UT (момент T_0) как небольшая отрицательная вариация в начале цуга, напоминая тем самым пульсации с предварительным импульсом, возбуждаемые скачком давления солнечного ветра (см., например, [Safargaleev et al., 2010]). На рис. 2а (верхняя панель) этот момент отмечен черной стрелкой. Появление пульсаций связано по времени с увеличением яркости сияний как в дуге, так и в области диффузного свечения к экватору от нее (рис. 1б).

Авроральные вихри появились на дуге после того, как дуга из широкой полосы слабого свечения трансформировалась в более яркое и более узкое образование. Сначала на полюсной границе дуги развивается слабая волновая активность,



что типично для магнитовозмущенных условий. После $\sim 20:36$ UT (на рис. 1*a* этот момент обозначен T_1) волны приобретают более сложную форму и становятся похожими на вихри. Вихри движутся на восток, что иллюстрируется на рис. 3*a*.

Когда в литературе речь идет об авроральных вихрях, прежде всего обращают внимание на то, в какую сторону происходит завихрение — по или против часовой стрелки. Этот показатель важен для выбора механизма генерации. Другие особенности вихревых структур детально не обсуждаются. Мы же обращаем внимание читателя на другую особенность формы вихрей.

На рис. 3*b* видно, что вихри можно представить как суперпозицию двух авроральных форм,

Рис. 1. Интервал наблюдения волн светимости в предсуббуревой дуге (выделен серым цветом) в контексте суббуревой активности: (*a*) — магнитные возмущения в области, включающей область оптических наблюдений. Длинными стрелками белого, черного и серого цвета отмечены начала суббурь в AMD, SOR и BJA соответственно. Моменты уярчения предсуббуревой дуги и появления на ней вихреобразных структур обозначены T_0 и T_1 соответственно; (*b*) — кеограмма и серия кадров, демонстрирующие эволюцию сияний над KRN. Дрейфующая к экватору предсуббуревая дуга показана короткой белой стрелкой. Короткая черная стрелка указывает на изгиб границы диффузной дуги, по которому происходил подбор высоты.

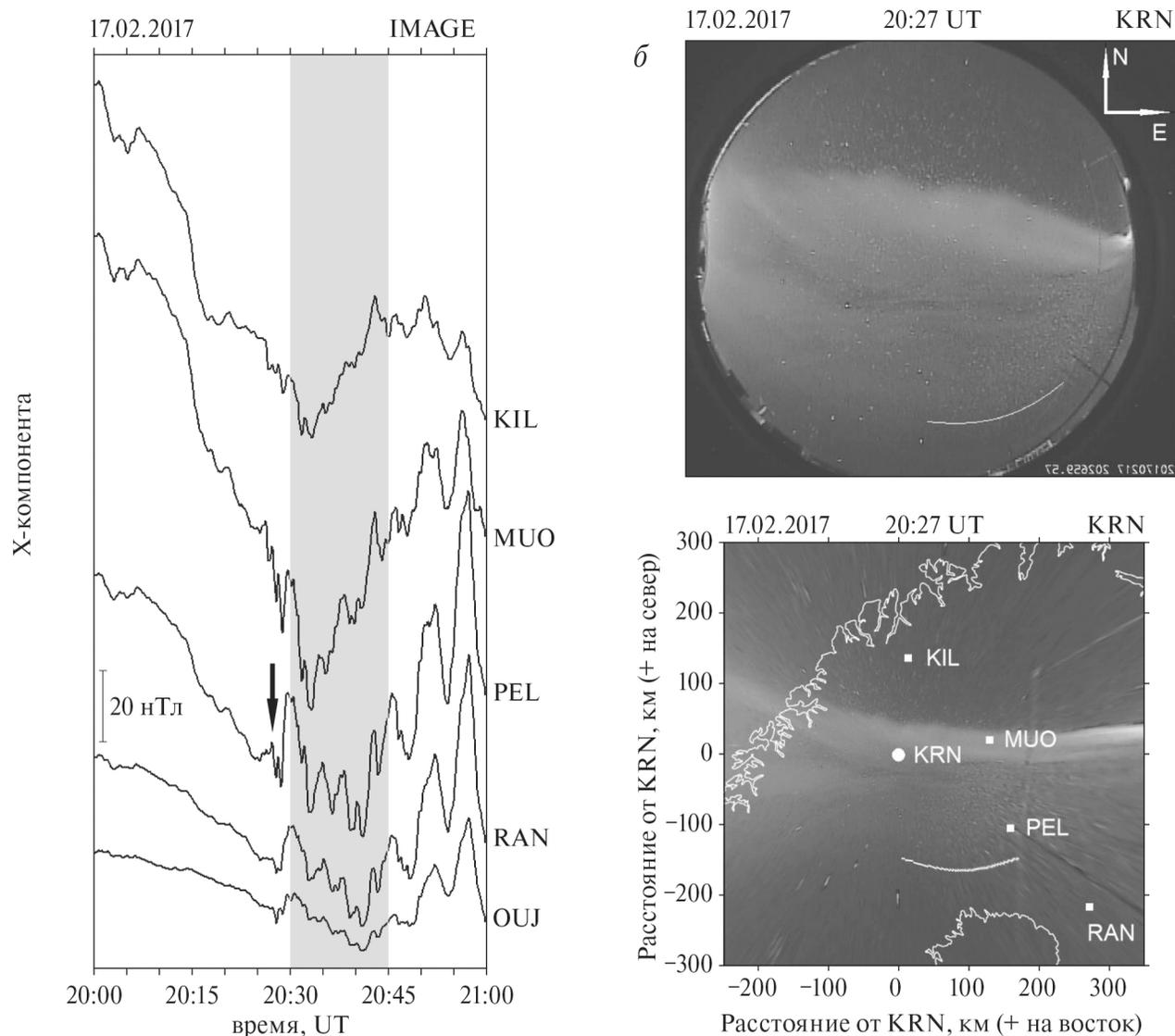


Рис. 2. Локализация пульсации *Pc5* вдоль меридиана (*a*). Исследуемый интервал выделен серым цветом; оригинальный кадр (верхняя панель) и его проекция на высоту 105 км (нижняя панель) в момент времени, отмеченный на магнитограмме PEL черной стрелкой (*b*). Положение камеры KRN и магнитных станций показано кругом и квадратами соответственно. Сегментом дуги отмечено примерное положение экваториальной границы области, занятой диффузными сияниями.

отличающихся размерами. Первая форма — это крупномасштабный изгиб границы диффузного свечения по направлению к полюсу. Изгиб претерпевают не только предсуббулевая дуга, но и несколько более тонких пульсирующих дуг, расположенных к экватору от нее. Вторая форма — это факелообразные языки свечения меньших размеров на западной границе изгиба, ориентированные почти параллельно границе свечения. Изгиб и языки выглядят как два самостоятель-

ных явления, поскольку есть изгибы без языков (первый и второй кадры на рис. 3б) и есть языки без изгибов (последний кадр на рис. 3б). Языки вытянуты по направлению конвекции, показанному черной стрелкой на рис. 3б. Характер конвекции в области оптических наблюдений обсуждается в следующем разделе.

Как отмечалось выше, усиление яркости дуги началось с востока, то есть от очага обычной суббури. Логично было бы предположить, что

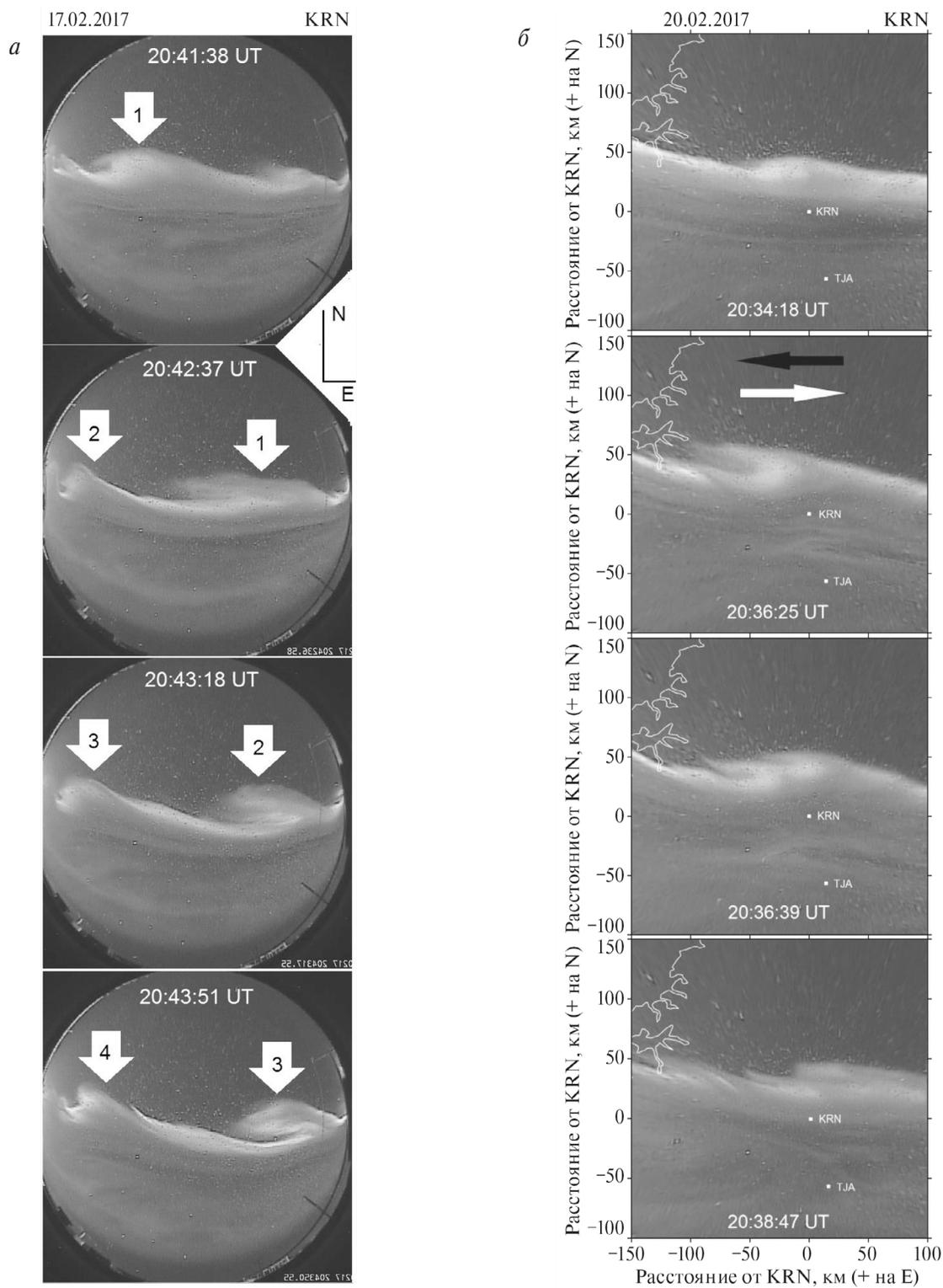


Рис. 3. Особенности авроральных вихрей: (а) — прохождение вихрей через поле зрения камеры с запада на восток, вертикальными стрелками с одинаковыми номерами показано положение соответствующей структуры до и после ее прохождения через зенит KRN; (б) — тонкая структура авроральных вихрей на высоте 105 км, белой горизонтальной стрелкой показано направление движения вихрей, черной стрелкой показано направление конвекции.

последующие возмущения в дуге (вихри) также были инициированы обычной суббурей. Однако в нашем случае вихри распространяются с запада на восток, к очагу суббури, так что их вряд ли можно считать ее продуктом.

3.3. Характер ионосферной конвекции в области наблюдений

На рис. 4 приведены результаты прямых измерений скорости ионосферной плазмы, сделанные радарной системой SuperDARN, и модельные расчеты глобальной картины конвекции, опирающиеся на результаты этих измерений и состояние ММП.

На диаграммах широта — местное время короткими отрезками обозначены величина и направление скорости плазмы, измеренной радаром в области, отмеченной точкой в начале каждого отрезка. Семейством кривых показаны линии равного потенциала, вдоль которых происходит конвекция плазмы. Область оптических наблюдений (окружность на рис. 4а) находится под экваториальной частью вечернего вихря крупномасштабной ионосферной конвекции. Стрелки показывают, что здесь плазма конвектирует от местной полуночи в вечерний сектор. Диаграмма относится к моменту времени за несколько минут до появления вихрей. Далее надежных измерений над Скандинавией не было (в интересующей нас области стрелочки отсут-

ствуют). Основываясь на модельных расчетах, представленных на рис. 4б, мы предполагаем, что и до, и во время, и после прохождения вихрей через поле зрения камер направление конвекции оставалось неизменным. Следует, однако, оговориться, что глобальная эмпирическая модель не дает информации о мелкомасштабных особенностях конвекции типа, например, каналов конвекции, иногда наблюдаемых перед суббурей [Lyons et al., 2022].

Таким образом, в нашем случае движение вихреобразных структур в целом происходит в направлении, противоположном направлению конвекции. Это не согласуется с результатами статистических исследований [Partamies et al. 2001].

Перечисленные выше обстоятельства побудили нас рассмотреть вихреобразную активность в дуге не в контексте эволюции суббури или крупномасштабной конвекции, а искать возможную причину в межпланетной среде. Направление движения вихрей от вечера к полуночи может соответствовать движению возмущения, инициированного, например, неоднородностью солнечного ветра идвигающегося от вечернего фланга магнитопаузы вглубь магнитосферы.

3.4. Возмущение в солнечном ветре и магнитосфере

В работе использовались данные трех спутников в солнечном ветре (ACE, DSCOVR и THС) и спутника GEOTAIL, находящегося в вечерней части магнитосферы. Положение ближних к Земле спутников схематично представлено на рис. 5а. Отрезком прямой со стрелкой показан фронт неоднородности, ориентация которого определена по запаздыванию возмущения на спутниках ACE ([218 -8 -17] R_E) и DSCOVR ([242 -14 -23] R_E) и их взаимным расположением.

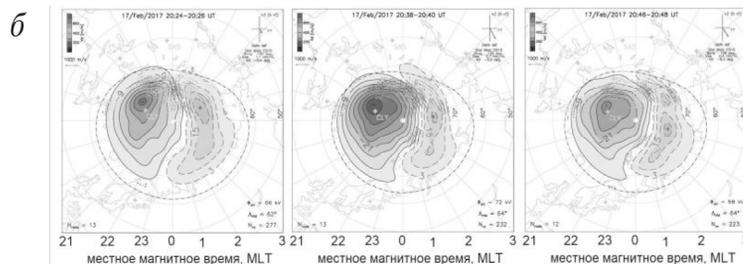
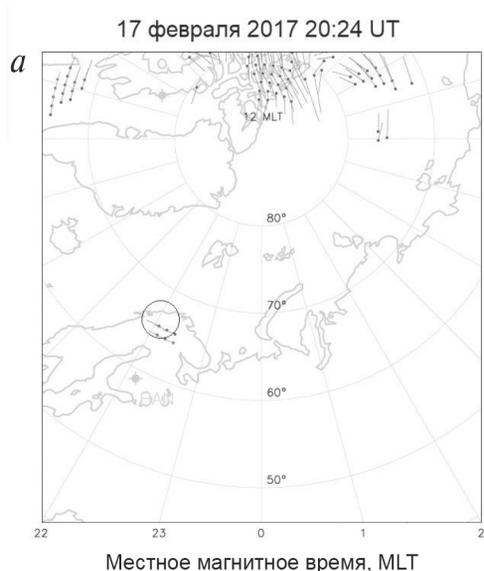


Рис. 4. Направление ионосферной конвекции по данным SuperDARN в области оптических наблюдений (показана кругом) перед рассматриваемым событием (а); модельные расчеты конвекции до, во время и после рассматриваемого события (б). Отрезками обозначены величина и направление скорости плазмы.

Вариации B_z -компоненты ММП на спутниках ACE и TNC представлены на рис. 5б. Мы обращаем внимание читателя на экскурс B_z -компоненты ММП в область отрицательных значений, зарегистрированный на спутнике ACE в 19:13 UT, а на спутнике TNC — в 20:32 UT. Разворот в целом длился 5–6 мин и имел сложную форму. Из-за наличия кратковременного экскурса B_z в сторону положительных значений разворот на спутнике ACE напоминает один период синусоиды. На рис. 5б (верхняя панель) соответствующий интервал отмечен черным горизонтальным отрезком. В данных спутника TNC синусоидальный характер разворота B_z к югу более выражен. На рис. 5б (нижняя панель) этот интервал отмечен горизонтальным серым отрезком. Разная форма B_z -вариации могла быть обусловлена, например, реконfigurацией фронта неоднородности в процессе ее движения от ACE до TNC.

На рис. 6 для исследуемого промежутка времени представлены вариации плазмы (энергия и поток электронов) и магнитного поля на спутнике GEOTAIL. Высокая степень схожести формы возмущения плазмы на GEOTAIL с вариациями B_z на TNC дает нам основания предполагать, что на GEOTAIL мы наблюдаем внутримангнитосферный отклик на изменения B_z в солнечном ветре.

Таким образом, опираясь на данные измерений, мы продемонстрировали, что неоднородность солнечного ветра, на фронте которой произошла смена знака B_z -компоненты ММП, является не локальным явлением (например, из-за секторной структуры солнечного ветра), а представляет глобальное возмущение. Разворот B_z к югу виден в невозмущенном солнечном ветре (спутник ACE) и вблизи фланга магнитосферы, где могло сказаться обтекание (спутник TNC). Предполагаемый отклик на вариации B_z ММП виден и внутри магнитосферы на спутнике GEOTAIL, находящемся приблизительно в том MLT-секторе, где проводились наблюдения. Периодический характер разворота в том или ином виде проявляется на всех трех спутниках. Таким образом, можно утверждать, что фронт возмущения не прошел мимо магнитосферы.

Мы не делали попытку более точно оценить время распространения фронта возмущения в солнечном ветре, магнитослое и внутри магнитосферы, а также его искажения/переориентацию в процессе распространения. Из-за незнания параметров среды подобные оценки всегда носят приблизительный характер.

3.5. Высота предсуббуревой дуги по данным триангуляционных измерений

Положение дуги вблизи зенита KRN как до, так и после момента ее уярчения (средний и правый кадры на нижней панели, см. рис. 1б) представляет благоприятную ситуацию для проведения триангуляционных измерений ее высоты при помощи имеющихся в нашем распоряжении двух камер, поскольку в эти моменты дуга находится в их общем поле зрения. Снимки камер накладывают один на другой и, меняя высоту свечения, добиваются совпадения выбранных фрагментов сияний. Наложение фрагмента дуги, сфотографированной с двух позиций, демонстрируется на

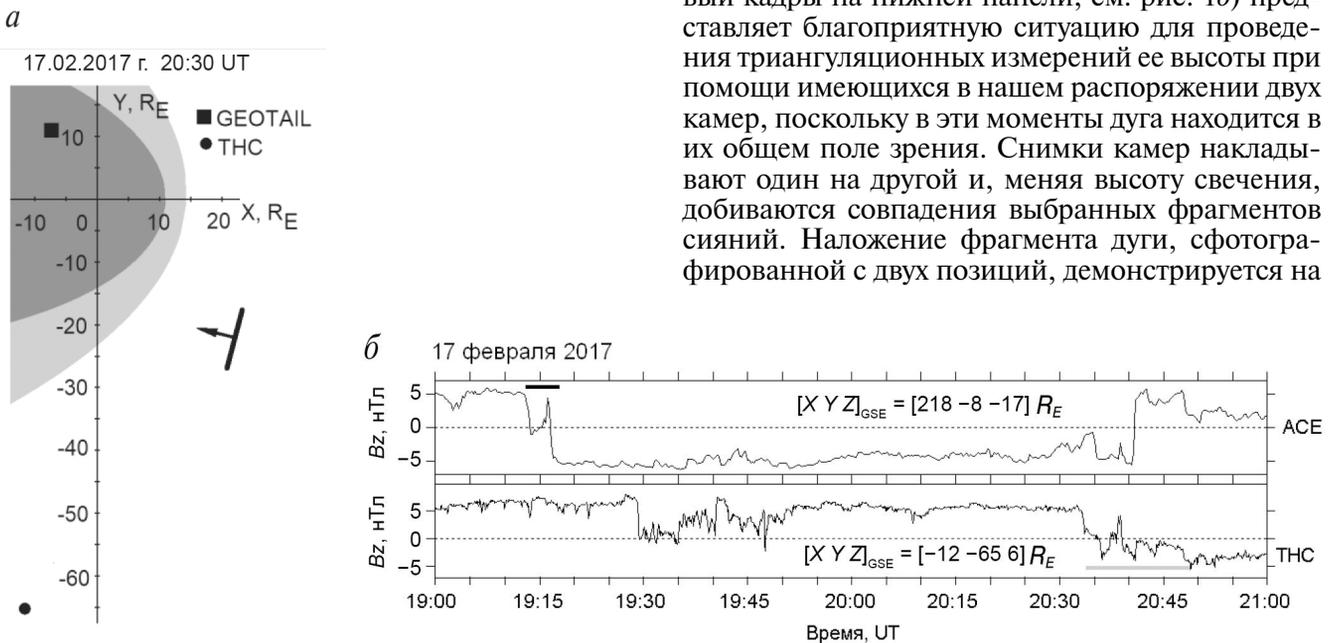


Рис. 5. Положение спутников TNC и GEOTAIL (а). Отрезком прямой со стрелкой показаны ориентация и направление движения фронта неоднородности солнечного ветра; вариации B_z -компоненты ММП на двух спутниках (б).

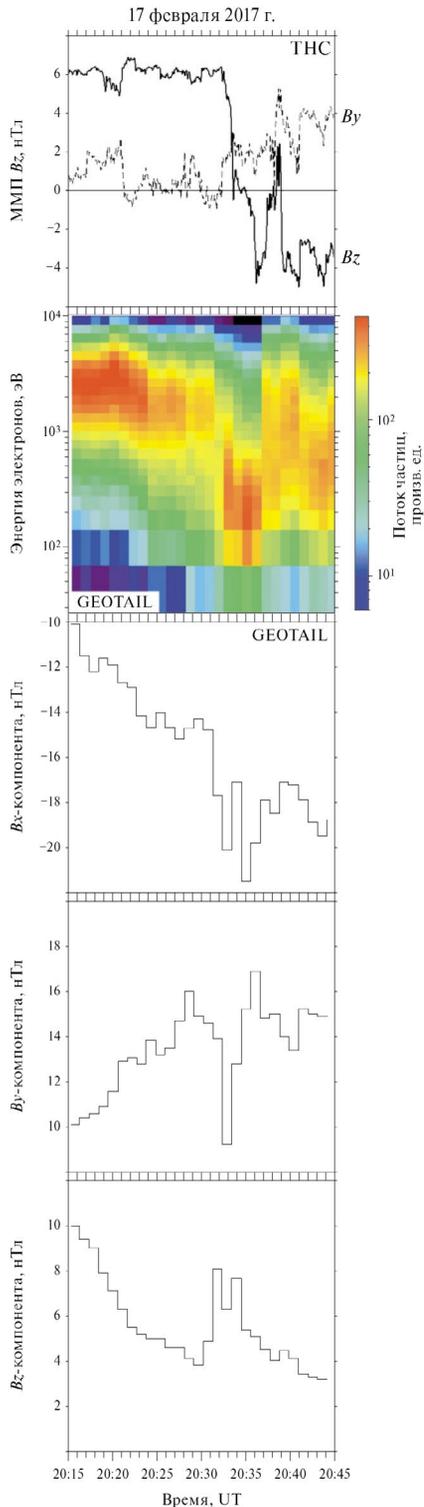


Рис. 6. Вариации потока и энергии электронов, а также магнитного поля на спутнике GEOTAIL, вызванные прохождением через спутник волнового возмущения, сгенерированного фронтом неоднородности солнечного ветра с периодической вариацией B_z -компоненты ММП (верхняя панель).

рис. 7а для трех значений высоты. Здесь в псевдоцвете представлен снимок камеры KRN, в то время как распределение свечения на снимке камеры TJA передается семейством изолиний. Такое представление делает более удобным совмещение авроральных структур при наложении.

На снимках камер полного обзора неба нижней границей сияний является та, что расположена дальше от географического зенита. В нашем случае это северная кромка свечения. К моменту времени 20:32:44 UT интенсивность предсуббуревой дуги заметно увеличилась, а ее нижняя кромка (полюсная граница на правом кадре рис. 1б) приобрела более четкие очертания, чем было за 6 минут до этого (средний кадр на рис. 1б). На рис. 7а видно, что для трех вариантов высот наилучшее совпадение границы в псевдоцвете с границей в виде сгущения изолиний достигается при высоте нижней кромки $h = 100$ км. При изменении высоты на ± 5 км несовпадение области сгущения изолиний с кромкой дуги на цветном изображении уже становится заметным. Величину 100 км мы и принимаем за высоту дуги в момент времени 20:32:44 UT.

Определение высоты дуги до уярчения (средний кадр на рис. 1б) осложнено тем, что полюсная кромка свечения является размытой. Поэтому описанную выше процедуру мы применили к небольшому провалу в свечении, находящемуся вблизи зенита и имеющему более отчетливые очертания. Провал показан на этом кадре черной стрелкой. По нашим оценкам, получилось, что за несколько минут до уярчения дуга находится дальше от земной поверхности (на высоте 110–112 км), чем после уярчения. Результат совмещения показан на рис. 7б, где черная стрелка также указывает на провал в свечении. Уменьшение высоты на ~ 10 км свидетельствует об увеличении энергии высыпающихся электронов на ~ 2 –3 кэВ.

Еще одна благоприятная для триангуляционных измерений ситуация сложилась около 20:45:30 UT. На этот раз яркость дуги уменьшилась (рис. 8а), а высота дуги увеличилась (рис. 8б). Визуальное сравнение яркости ослабевшей дуги и дуги на рис. 1б показывает, что до начала вихревой активности дуга была менее яркая. Возможно, по этой причине дуга в 20:45:37 UT оказалась на меньшей высоте (107 км), чем в начале рассматриваемого интервала (110–112 км). У восточного края кадра на рис. 8а видна очередная вихревая структура. Однако после ее прохождения через зенит в $\sim 20:46:20$ UT подобных структур более не наблюдалось. Отметим также еще одну примечательность данного момента

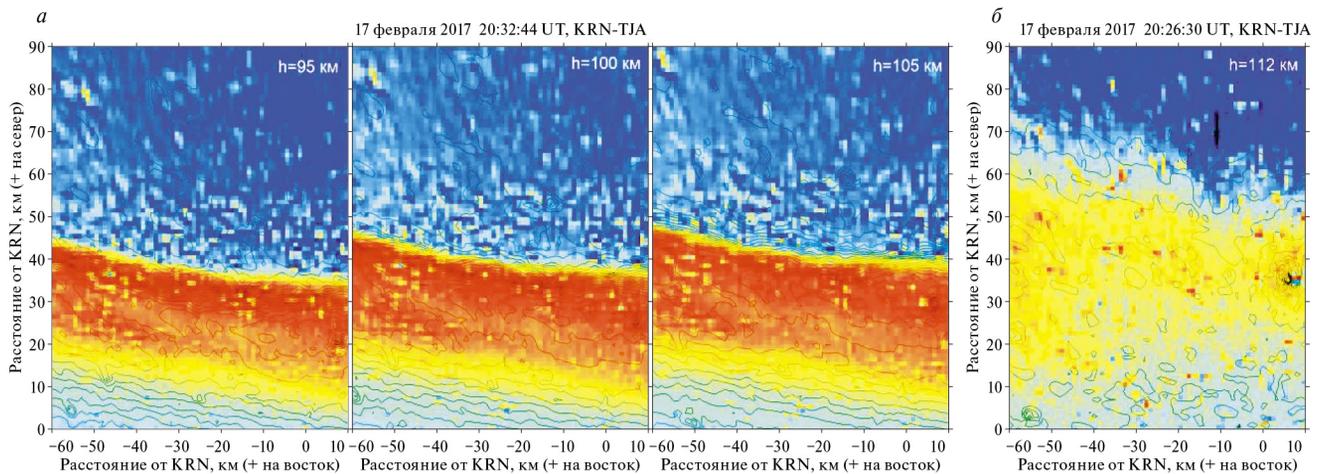


Рис. 7. Высота предсуббуриевой дуги в процессе ее эволюции: (а) — иллюстрация этапов подбора высоты свечения за счет наилучшего совмещения отчетливой полюсной кромки дуги с областью сгущения изолиний; (б) — результат подбора высоты изгиба на размытой полюсной кромке дуги (показан черной стрелкой здесь и на рис. 1в) незадолго до усиления свечения и появления авроральных вихрей. Сияния над KRN представлены в псевдоцвете, распределение интенсивности свечения на кадре ТЖА передается изолиниями.

времени — смену режима пульсаций на магнитограмме (см. рис. 2). Можно предположить, что ситуация в магнитосопряженной области магнитосферы в этот момент изменилась. Причины смены мы оставляем за рамками исследования.

Таким образом, триангуляционные измерения показали, что при уярчении дуги, за которым спустя некоторое время последовала активность в виде формирования вихрей, с большой долей вероятности имело место ускорение электронов вдоль силовых линий. И наоборот, ослабление дуги сопровождалось ослаблением ускоряющего фактора (дуга поднялась с высоты ~ 100 км до ~ 107 км), а вихревая активность постепенно сошла на нет.

4. ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

4.1. Последовательность событий

Обобщим полученные результаты, выставив их в хронологическом порядке.

1. В $\sim 19:13$ UT на спутнике ACE начался разворот V_z -компоненты ММП в область отрицательных значений, по форме напоминающий один период синусоиды. В данных спутника ТНС разворот начался в $\sim 20:32$ UT, и его синусоидальный характер более выражен.

2. В $\sim 20:12$ UT дуга, находящаяся до этого у самого северного края поля зрения камеры KRN, начала дрейфовать к зениту.

3. В $\sim 20:26$ UT (момент времени T_0 на рис. 1а) дуга остановилась вблизи зенита. Яркость дуги

начала увеличиваться с востока. Высота дуги при этом уменьшилась. Также увеличилась яркость диффузных и пульсирующих сияний к экватору от дуги.

4. Примерно одновременно с уярчением сияний зарегистрирован цуг затухающих пульсаций с периодом ~ 5 минут. Пульсации имели ярко выраженный максимум на станции, расположенной вдали от дуги, но близко к экваториальной границе диффузного свечения.

5. За ~ 1 — 2 минуты до T_0 начинается отрицательная бухта в X -компоненте на станции AMD, расположенной к востоку от области оптических наблюдений (обычная суббури). Момент отмечен длинной белой стрелкой на рис. 1а.

6. Зарождение авроральных вихреобразных структур начинается на фоне взрывной фазы этой суббури, и рассматривать их как предшественники суббури или как ионосферный след ее триггера представляется нам необоснованным.

7. Начиная с $20:36$ UT (на рис. 1а момент T_1) структуры приобретают форму, напоминающую вихри.

8. За несколько минут до этого спутник GEOTAIL, находящийся в вечернем секторе магнитосферы, регистрирует вариации плазмы и магнитного поля, которые мы интерпретируем как отклик на взаимодействие фронта неоднородности солнечного ветра с магнитосферой.

9. Около $20:45$ UT яркость дуги уменьшилась, а высота дуги увеличилась.

10. Через минуту, в $\sim 20:46$ UT, через поле зрения KRN прошла последняя вихревая структура, после чего авроральная активность приобрела иную форму.

11. В $\sim 21:10$ UT (на рис. 1а момент отмечен длинной серой стрелкой) на станции VJN, находящейся вблизи полюсной границы аврорального овала, регистрируется второе, более сильное возмущение (полярная суббура). Аналогичная двухсуббуревая активность имела место и к востоку от области оптических наблюдений. Потенциально описанные в данной работе вихревые структуры могут иметь отношение к запуску полярной суббуры. В связи со сказанным отме-

тим работу [Rae et al., 2009], где связь волн светимости в предсуббуревой дуге с запуском суббуры характеризуется как вполне вероятная, а также работы [Сафаргалеев и др., 2018] и [Safargaleev et al., 2020], где перед началом полярных суббур вариация B_z -компоненты ММП демонстрировала квази-синусоидальный характер, что имело место и в рассмотренном случае.

4.2. Изменения высоты предсуббуревой дуги в процессе ее эволюции

Триангуляционные измерения высоты дуги проводились в целях выяснения вопроса: меняется ли высота свечения при изменении его ин-

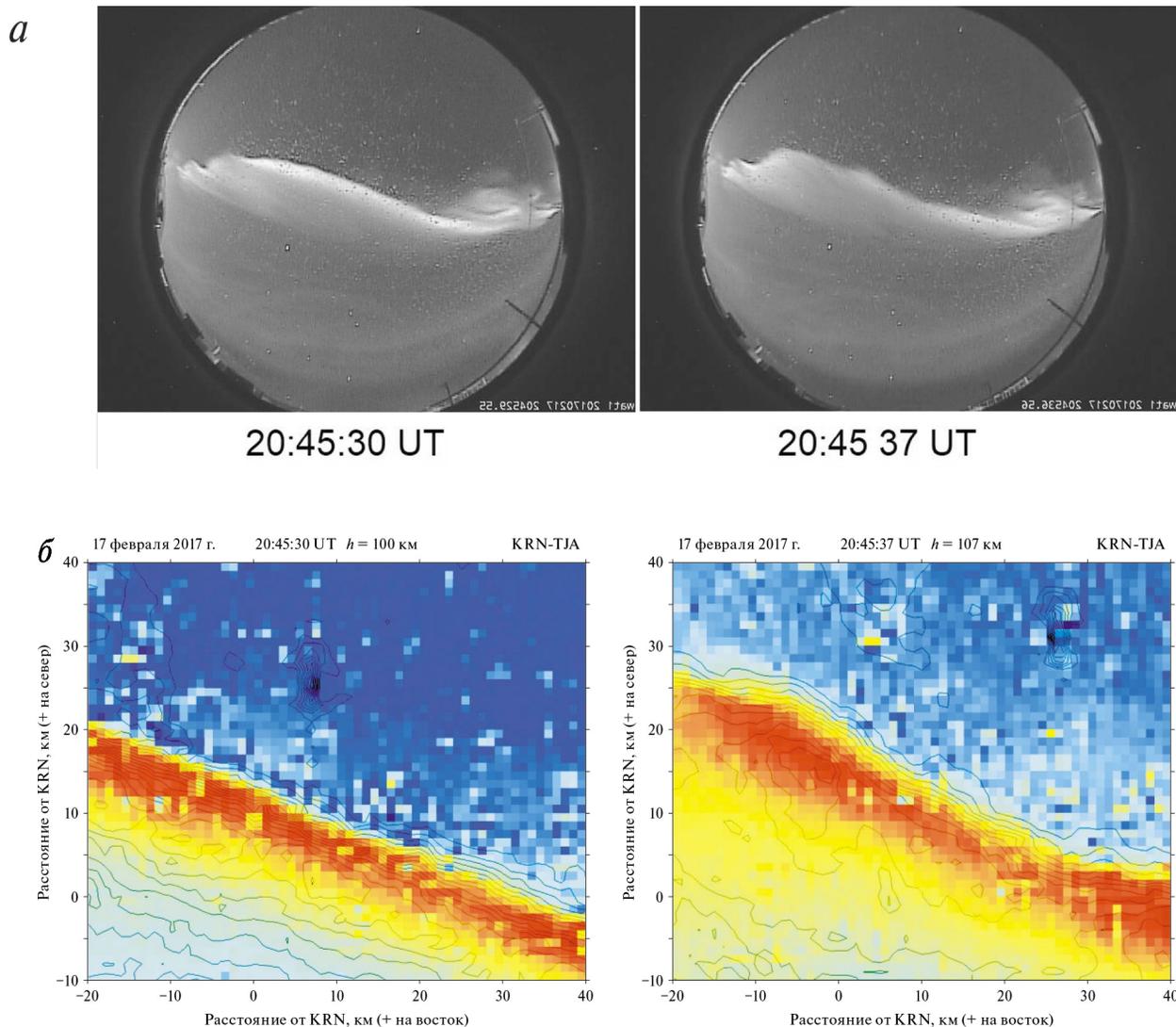


Рис. 8. Ослабление светимости в предсуббуревой дуге по данным камеры KRN (а); результаты триангуляционных измерений высоты предсуббуревой дуги до и после ослабления светимости (б).

тенсивности или нет? Интенсивность свечения определяется интенсивностью потока высыпавшихся частиц и не обязательно должна сопровождаться изменением энергии частиц, приводящим к приближению или удалению нижнего края сияний от земной поверхности. Если же высота меняется (то есть меняется энергия частиц), это может способствовать пониманию магнитосферных процессов, “руководящих” дальнейшей эволюцией свечения в этой дуге. Уменьшение высоты мы трактуем в рамках появления продольной разности потенциалов в продольном токе на участке где-то между ионосферой и экваториальной плоскостью магнитосферы.

Триангуляционные измерения показали, что началу вихревой активности предшествовало уменьшение высоты дуги, в то время как окончанию вихревой активности предшествовало удаление дуги от земной поверхности. Можно сделать вывод, что вихревая авроральная активность была тем или иным образом обусловлена ускорением высыпавшихся частиц.

4.3. Возможная природа геомагнитных пульсаций $Pc5$

Пульсации, информация о которых суммирована на рис. 2, не являются основным предметом исследования. Мы останавливаемся на этом вопросе, так как в ряде работ (см., например, работы [Solovuev et al., 2000; Rae et al., 2009] и ссылки в них) с вихревой активностью в дуге напрямую связывается возбуждение пульсаций $Pi2$. В нашем случае о такой связи говорить не приходится хотя бы потому, что максимум пульсаций $Pc5$ наблюдается не на широте дуги, как это было в процитированных выше работах, а на станции PEEL, расположенной на 100 км южнее.

Из рис. 2б видно, что PEEL находится вблизи экваториальной границы области пульсирующих и диффузных сияний. На кеограмме на рис. 1б эта граница начинает отчетливо идентифицироваться после уярчения исследуемой дуги, связанного, как отмечалось выше, с суббуревой активностью к востоку от области наблюдения. Из-за слабости диффузного свечения для идентификации его границы на отдельном кадре нам пришлось акцентировать ее искусственным образом — посредством сегмента дуги.

Главные особенности пульсаций — ярко выраженной локализация в меридиональном направлении, указывающая на альвеновский характер связанной с ними геомагнитной волновой активности, затухание и наличие кратковременного отрицательного импульса перед нача-

лом дуга. Особенности позволяют предположить, что наблюдаемые пульсации есть результат изменения проводимости ионосферы из-за усиления потока высыпавшихся электронов, “ответственных” за пульсирующие и диффузные сияния (см., например, [Maltsev et al., 1974]). Площадь воздействия последних на ионосферу гораздо больше, чем для высыпаний, соответствующих авроральной дуге. Возможно, по этой причине диффузные высыпания более эффективно влияют на ионосферную проводимость, чем дискретные, и максимум пульсаций находится не под дугой.

Как возможную альтернативу предложенному механизму можно рассматривать перекачку энергии сложной волны, возбуждаемой внутри магнитосферы по той или иной причине, в альвеновскую моду (см., например, работу [Мазур и др., 2007] и ссылки в ней). Экваториальной границей диффузного свечения, вблизи которой располагалась станция PEEL с максимальной амплитудой пульсаций, традиционно связывают с внутренней границей плазменного слоя [Gussenhoven et al., 1983]. Эта граница и может быть областью, где происходит перекачка энергии. Поиск причины генерации сложной волны представляет самостоятельную задачу, что выходит за рамки нашего исследования. Поэтому столь привлекательный механизм, объясняющий высокую степень локализации пульсаций, рассматривается нами как второстепенный.

4.4. Сценарий формирования вихреобразных структур в предсуббуревой дуге

Исследуемая дуга расположена на полюсной границе области диффузного свечения с вкраплениями пульсирующих сияний в виде ориентированных вдоль границы узких полос. В отличие от экваториальной границы диффузного свечения, положение и динамика его полюсной границы менее исследованы (см., например, [Gussenhoven et al., 1983]). Мы не делаем здесь попытку отождествить эту границу с какими-либо участками плазменного слоя, имея в виду замечание [Shiokava et al., 2020] о том, что простое картографирование силовых линий от ионосферы в хвост является ненадежным инструментом для установления однозначного соответствия между этими областями. Тем не менее сошлемся на результаты исследований [Motoba et al., 2015], которые считаем важными для интерпретации механизма формирования вихревых структур в дуге.

В работе [Motoba et al., 2015] было показано, что предсуббуревая дуга связана в магнитосфере

с узкой (параметр Мак-Илвейна лежит в пределах $L \sim 5.2-5.4$) областью увеличенного плазменного давления. На внешней (дальней от Земли) границе этой области давление уменьшается по направлению в хвост (см. рис. 8f в указанной работе), то есть в направлении центробежной силы, действующей на баунсирующие между сопряженными ионосферами протоны. Поэтому здесь возможно развитие желобковой неустойчивости. Ранее с развитием желобковой неустойчивости в ближней части плазменного слоя связывалась генерация крупномасштабных волнообразных авроральных структур типа Ω -сияний [Yamamoto et al., 1997]. В работе [Haerendel and Frey, 2021] предсуббуревая дуга также связывалась со слоем плазмы повышенного давления, возникающего на некоторой границе (авторы назвали ее “внешней границей дипольной магнитосферы”) во время подготовительной фазы суббури.

Опираясь на результаты, изложенные в разделе 3.2, а также результаты [Akasofu and Kimball, 1964; и Keiling et al., 2009], упомянутые во Введении, мы будем рассматривать анализируемые нами структуры как суперпозицию двух самостоятельных авроральных явлений — крупномасштабного изгиба области, занятой диффузными/пульсирующими сияниями, включая ее полюсную границу, и вытянутые вдоль конвекции узкие языки на западном фронте изгибов. При этом мы полагаем, что каждому явлению присущ свой механизм генерации. Отметим, что в проекции на ионосферу толщина упомянутой выше области повышенного давления составляет $\sim 40-50$ км в меридиональном направлении. Примерно такую же ширину имеет область пульсирующих/диффузных сияний южнее дуги, подверженная крупномасштабной деформации типа изгиба.

Во Введении отмечалось, что волнообразные структуры сияний традиционно объясняются неустойчивостью Кельвина-Гельмгольца на внутримангнитосферной границе, разделяющей конвекционные потоки разного направления. Радарные измерения, во-первых, такую границу не обнаруживают и, во-вторых, показывают, что в этом временном секторе плазма конвектирует на запад (рис. 4), в то время как вихри перемещаются на восток (рис. 3a). По этим причинам связь вихрей с неустойчивостью Кельвина-Гельмгольца в чистом виде представляется нам маловероятной.

Мы связываем крупномасштабные изгибы сияний, которые претерпевают не только рассматриваемая дуга, но и пульсирующие полосы

вблизи ее экваториальной границы, с МГД-возмущением, инициируемым извне быстрым поворотом B_z -компоненты ММП к югу. Изменение B_z могло активизировать пересоединение на магнитопаузе и через периодическую эрозию привести к колебаниям магнитопаузы в направлении к Земле — от Земли. Пересоединение происходит там, где силовые линии ММП антипараллельны силовым линиям геомагнитного поля. В рассматриваемом случае ММП характеризуется отрицательным B_z и положительным B_y (см. рис. 6, верхняя панель), поэтому, исходя из топологии геомагнитного поля, область пересоединения будет сдвинута от подсолнечной точки к вечернему меридиану. Генерируемое таким образом возмущение, рассмотрение которого не является задачей исследования, распространяется от послеполуночной магнитопаузы вглубь магнитосферы как в радиальном, так и в азимутальном направлениях. В проекции на ионосферу такой характер распространения может объяснить наблюдаемое движение вихреобразных структур с вечера к полуночи.

Форма свечения на заднем фронте изгиба в виде языков и их множественный характер (на рис. 3b можно идентифицировать три и более языка) свидетельствует о том, что языки могут быть результатом желобковой неустойчивости на полюсной границе свечения. Языки вытянуты вдоль дуги, например, за счет сноса а конвекцией плазменных желобков, первоначально ориентированных в магнитосфере в радиальном направлении от Земли, как это должно быть в случае классической желобковой неустойчивости. Либо, как было показано в работе [Волков и Мальцев, 1986], желобки изначально развивались под небольшим углом к дуге за счет несоответствия контуров $B = \text{const}$ и $p = \text{const}$ (здесь B — магнитное поле, p — давление плазмы). Такая модификация желобковой неустойчивости привлекалась ранее для объяснений ориентированных на Солнце (т.е. вдоль границы овала) дуг в утреннем секторе [Kozlovsky et al., 2007].

Желобковая неустойчивость является беспороговой. Любая малая флуктуация границы, разделяющей области плазмы с низким и высоким давлением, будет приводить к тому, что силовые трубки, заполненные плазмой высокого давления, будут удаляться от Земли, а на их место, двигаясь к Земле, придут силовые трубки с плазмой низкого давления. Однако, как было показано в работе [Swift et al., 1967], хорошо проводящая ионосфера будет препятствовать перестановке трубок, замедляя тем самым развитие неустойчивости.

Усиление интенсивности свечения дуги обусловлено усилением потока высыпающихся частиц, а значит, усилением связанного с дугой продольного тока. На наличие над дугой продольного тока указывалось, например, в работе [Keiling et al., 2009]. Если величина тока превысит критическое значение, в токе развивается неустойчивость, порождающая над дугой локальную область продольного электрического поля. На границах области появляется продольная разность потенциалов, препятствующая дальнейшему усилению тока. Появление продольной разности потенциалов “отключает” хорошо проводящую ионосферу, тормозящую перестановку трубок в магнитосфере [Atkinson, 2001], ускоряя тем самым эволюцию нарастающих плазменных желобков.

Отметим, что продольное электрическое поле (продольная разность потенциалов), ускоряя электроны, является препятствием для ионов. В результате между дугой и этой областью может возникнуть избыток отрицательного заряда, что может быть причиной так называемой неустойчивости зарядового слоя (*charge-sheet instability*). Появление авроральных вихрей объясняют этой неустойчивостью, например, [Webster and Hallinan, 1973].

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено всестороннее исследование вихреобразных структур в предсуббуревой дуге при помощи двух камер полного обзора неба, установленных на севере Швеции.

Структуры наблюдались в предполуночные часы и представляли суперпозицию двух самостоятельных авроральных форм. Первая форма — крупномасштабный изгиб дуги по направлению к полюсу, включающий прилегающую к ней с юга область пульсирующих сияний. Вторая форма — напоминающие маленькие авроральные факелы светящиеся языки, вытянутые почти вдоль дуги. Формы наблюдаются как по отдельности, так и одновременно. Структура в целом лишь отдаленно напоминает классический вихрь или спираль, поскольку отсутствует закрученность по или против часовой стрелки. Поэтому в отношении нее в работе используется термин “вихреобразная структура”.

Вихреобразные структуры двигались с запада на восток. В контексте наземной геофизической обстановки движение происходило к очагу суббури, имевшей место восточнее области оптических наблюдений, и против крупномасштабной конвекции ионосферной плазмы. Такой харак-

тер движения не согласуется с результатами статистических исследований и не может быть объяснен непосредственно ни суббуревой активностью, ни особенностями конвекции. Отметим, что конвекционная неустойчивость (неустойчивость Кельвина-Гельмгольца и ее модификации) является наиболее распространенным объяснением авроральных вихрей.

Мы предполагаем, что появление крупномасштабной составляющей вихреобразных структур (изгиба) могло быть следствием взаимодействия магнитосферы с неоднородностью солнечного ветра, на фронте которой V_z -компонента меняла знак с плюса на минус, и это изменение носило периодический характер. Конфигурация ММП показывает, что область пересоединения могла быть сдвинута от полуденного меридиана в вечерний сектор. Распространяясь от послеполуденной магнитопаузы вглубь магнитосферы, возмущение вызывает движение вихреобразных структур с вечера к полуночи.

Триангуляционные измерения высоты дуги при изменении интенсивности ее свечения показали, что высота дуги меняется. Уярчение дуги незадолго до появления вихреобразных структур связано по времени с началом обыкновенной суббури восточнее области оптических наблюдений. Наблюдаемое при этом уменьшение высоты дуги обусловлено увеличением энергии высыпающихся электронов из-за ускорения в продольном электрическом поле, возникшем где-то между ионосферой и экваториальной плоскостью магнитосферы. Продольное электрическое поле (продольная разность потенциалов) “отключает” тормозящее влияние проводящей ионосферы, способствуя развитию желобковой неустойчивости. Ионосферным проявлением неустойчивости являются факельные структуры на западном фронте крупномасштабного изгиба границы диффузного свечения.

Форма регистрируемых в области оптических наблюдений геомагнитных пульсаций $Pc5$ напоминает форму пульсаций $Psc5$, регистрируемых на земле во время событий SC (*sudden commencement*) и SI (*sudden impulses*). Поскольку начало пульсаций связано по времени с уярчением сияний, мы, подобно $Psc5$, объясняем их генерацию локальным увеличением ионосферной проводимости, вызванным усилением потока высыпающихся частиц незадолго до начала формирования вихреобразных структур. Ранее такие пульсации связывались непосредственно с вихреобразными структурами.

БЛАГОДАРНОСТИ

Данные камер KRN и TJA были взяты с сайта Национального института полярных исследований Японии (NIPR, <https://scidbase.nipr.ac.jp/>) до его реконструкции и на момент подготовки статьи находились в свободном доступе. Мы признательны проекту PsA, в рамках которого функционировали камеры и данные размещались в сети Интернет. Координаты спутников определялись при помощи онлайн процедуры SSC 4D Orbit Viewer (<https://sscweb.gsfc.nasa.gov/>). Пакет программ для триангуляционных измерений подготовлен Б. Густавссоном (Университет Тромсе). Данные сети IMAGE доступны на сайте (<https://space.fmi.fi/MIRACLE>). Данные магнитометров AMD и DIK предоставлены Калишиным А.С. (ААНИИ). ВС благодарит Митрофанова В.Н. (ПГИ) за помощь в работе с оптическими данными.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Волков М.А., Мальцев Ю.П. Желобковая неустойчивость внутренней границы плазменного слоя // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 26. С. 793—801. 1986.
- Галеев А.А., Сагдеев Р.З. Токовые неустойчивости и аномальное сопротивление плазмы // Основы физики плазмы. В двух томах. Дополнение к второму тому. Ред. А.А. Галеев и Р. Судан. М.: Энергоатомиздат, С. 5—37, 1984.
- Клейменова Н.Г., Антонова Е.Е., Козырева О.В., Мальшиева Л.М., Корнилова Т.А., Корнилов И.А. Волновая структура магнитных суббурь в полярных широтах // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 52. № 6. С. 785—793. 2012.
DOI: 10.1134/S0016793212060059
- Мазур Н.Г., Федоров Е.Н., Пилипенко В.А. Трансформация БМЗ волн в альфвеновские в гиротропной продольно-неоднородной плазме // Физика плазмы. Т. 33. № 6. С. 526—533. 2007.
- Сафаргалеев В.В., Митрофанов В.Н., Козловский А.Е. Комплексный анализ полярной суббури по данным магнитных, оптических и радарных наблюдений в окрестности Шпицбергена // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 58. № 6. С. 828—844. 2018.
DOI: 10.1134/S0016793218040151
- Akasofu S.-I., Kimball D.S. The dynamics of the aurora—I: Instabilities of the aurora // J. Atm. Terr. Phys. V. 26. № 2. P. 0—211. 1964.
[https://doi.org/10.1016/0021-9169\(64\)90147-3](https://doi.org/10.1016/0021-9169(64)90147-3)
- Atkinson G. Decoupling of convection in the magnetosphere from the ionosphere by parallel electric fields // AGU Fall Meeting 2001, abstract No SM51A-0784, AGU. 2001.
- Davis T.N., Hallinan, T.J. Auroral Spirals I. Observations // J. Geophys. Res. V. 81. № 22. P. 3953—3958. 1976.
<https://doi.org/10.1029/JA081i022p03953>
- Golovchanskaya I., Kornilov I., Kornilova T. East-west type precursor activity prior to the auroral onset: Ground-based and THEMIS observations // J. Geophys. Res. V. 120. № 2. P. 1109—1123. 2015.
<https://doi.org/10.1002/2014JA020081>
- Gussenhoven M.S., Hardy D.A., Heinemann N. Systematics of the equatorward diffuse auroral boundary // J. Geophys. Res. V. 88. № 7. P. 5692—5708. 1983.
<https://doi.org/10.1029/JA088iA07p05692>
- Gustavsson B. Tomographic inversion for ALIS noise and resolution // J. Geophys. Res. V. 103. № 11. P. 26621—26632. 1998.
<https://doi.org/10.1029/98JA00678>
- Haerendel G. and Frey H. The onset of a substorm and the mating instability // J. Geophys. Res. V. 126. e2021JA029492. 2021.
<https://doi.org/10.1029/2021JA029492>
- Hallinan T.J., Davis T.N. Small-scale auroral arc distortions // Planet. Space Sci. V. 18. № 12. P. 1735—1744. 1970.
[https://doi.org/10.1016/0032-0633\(70\)90007-3](https://doi.org/10.1016/0032-0633(70)90007-3)
- Johnstone A.D. Pulsating aurora // Nature. V. 274. № 5667. P. 119—126. 1978.
DOI: 10.1038/274119a0
- Kalmoni N.M.E., Rae I.J., Murphy K.R., C. Forsyth C., Watt C.E.J., Owen C.J. Statistical azimuthal structuring of the substorm onset arc: Implications for the onset mechanism // Geophys. Res. Lett. V. 44. № 5. P. 2078—2087. 2017.
<https://doi.org/10.1002/2016GL071826>
- Keiling A., Angelopoulos V., Weygand J.M., et al. THEMIS ground-space observations during the development of auroral spirals // Ann. Geophys. V. 27. № 11. P. 4317—4332. 2009.
DOI: 10.5194/angeo-27-4317-2009
- Keiling A., Shiokawa K., Uritsky V., et al. Auroral signatures of the dynamic plasma sheet. In: Keiling A. et al. (eds): Auroral Phenomenology and Magnetospheric Processes: Earth and Other Planets. Geophys. Monograph. Series. V. 197. P. 317—336. American Geophysical Union, Washington, D.C. 2012.
<https://doi.org/10.1029/2012GM001231>
- Kozlovsky A., Aikio A., Turunen T., Nilsson H., Sergienko T., Safargaleev V., Kauristie K. Dynamics and electric currents of morningside Sun-aligned auroral arcs // J. Geophys. Res. V. 112. № 6. A063061of12. 2007.
<https://doi.org/10.1029/2006JA012244>
- Li B., Marklund G., Karlsson T., et al. Inverted-V and low-energy broadband electron acceleration features of multiple auroras within a large-scale surge // J. Geophys. Res. V. 118. № 9. P. 5543—5552. 2013.
<https://doi.org/10.1002/jgra.50517>
- Lyons L.R., Nishimura Y., Liu J., Bristow W.A., Zou Y., Donovan E.F. Verification of substorm onset from intruding flow channels with high-resolution SuperDARN radar flow maps // J. Geophys. Res. V. 127. e2022JA030723. 2022.
<https://doi.org/10.1029/2022JA030723>

- Maltsev Yu.P., Leontyev S.V., Lyatsky W.B. Pi-2 pulsations as a result of evolution of an Alfvén impulse originating in the ionosphere during a brightening of aurora // *Planet. Space Sci.* V. 22. P. 1519—1533. 1974.
DOI: 10.1016/0032-0633(74)90017-8
- Motoba T., Ohtani S., Anderson B.J., Korth H., Mitchell D., Lanzerotti L.J., Shiokawa K., Connors M., Kletzing C.A., Reeves G.D. On the formation and origin of substorm growth phase/onset auroral arcs inferred from conjugate space-ground observations // *J. Geophys. Res.* V. 120. № 10. P. 8707—8722. 2015.
<https://doi.org/10.1002/2015JA021676>
- Oguti T. Rotational deformations and related drift motions of auroral arcs. *J. Geophys. Res.* V. 79. № 25. P. 3861—3865. 1974.
<https://doi.org/10.1029/JA079i025p03861>
- Panov E.V., Baumjohann W., Nakamura R., Pritchett P.L., Weygand J.M., Kubyshkina M.V. Ionospheric footprints of detached magnetotail interchange heads // *Geophys. Res. Lett.* V. 46. № 13. P. 7237—7247. 2019.
<https://doi.org/10.1029/2019GL083070>
- Partamies N., Kauristie K., Pulkkinen T.I., Brittnacher M. Statistical study of auroral spirals // *J. Geophys. Res.* V. 106. № 8. P. 15415—15428. 2001.
<https://doi.org/10.1029/2000JA900172>
- Pudovkin M.I., Steen A., Brändström U. Vorticity in the magnetospheric plasma and its signatures in aurora dynamics // *Space Sci. Rev.* V. 80. P. 411—444. 1997.
<https://doi.org/10.1023/A:1004916808514>
- Rae I. J., Mann I.R., Murphy K.R. et al. Timing and localization of ionospheric signatures associated with substorm expansion phase onset // *J. Geophys. Res.* V. 114. № 1 A00C09. 2009.
<https://doi.org/10.1029/2008JA013559>
- Safargaleev V., Sergienko T., Nilsson H., Kozlovsky A., Massetti S., Osipenko S., Kotikov A. Combined optical, EISCAT and magnetic observations of the omega bands/Ps6 pulsations and an auroral torch in the late morning hours: a case study // *Ann. Geophys.* V. 23. № 5. P. 1821—1838. 2005.
DOI:10.5194/angeo-23-1821-2005
- Safargaleev V., Kozlovsky A., Honary F., Voronin A. Geomagnetic disturbances on ground associated with particle precipitation during SC // *Ann. Geophys.* V. 28. № 1. P. 247—265. 2010.
<https://doi.org/10.5194/angeo-28-247-2010>
- Safargaleev V.V., Kozlovsky A.E., Mitrofanov V.M. Polar substorm on 7 December 2015: preonset phenomena and features of auroral breakup // *Ann. Geophys.* V. 38. № 4. P. 901—918. 2020.
<https://doi.org/10.5194/angeo-38-901-2020>
- Safargaleev V., Sergienko T., Hosokawa K., Oyama S-I., Ogawa Y., Miyoshi Y., Kurita S., Fujii R. Altitude of pulsating arcs as inferred from tomographic measurements // *Earth Planets Space.* V. 74. № 1. Article id.31. 2022.
<https://doi.org/10.1186/s40623-022-01592-8>
- Samson J.C., Cogger L.L., Pao Q. Observations of field line resonances, auroral arcs, and auroral vortex structures // *J. Geophys. Res.* V. 101. № 8. P. 17373—17383. 1996.
<https://doi.org/10.1029/96JA01086>
- Sato N., Wright D.M., Carlson C.W., Ebihara Y., Sato M., Saemundsson T., Milan S., Lester M. Generation region of pulsating aurora obtained simultaneously by the FAST satellite and a Syowa-Iceland conjugate pair of observatories // *J. Geophys. Res.* V. 109. № 10. A10201. 2004.
<https://doi.org/10.1029/2004JA010419>
- Shiokawa K., Nosé M., Imajo S., et al. Arase observation of the source region of auroral arcs and diffuse auroras in the inner magnetosphere // *J. Geophys. Res.* V. 125. № 8. Article id. e27310. 2020.
<https://doi.org/10.1029/2019JA027310>
- Solovyev S.I., Baishev D.G., Barkova E.S., Molochushkin N.E., Yumoto K. Pi2 magnetic pulsations as response on spatio-temporal oscillations of auroral arc current system // *Geophys. Res. Letters.* V. 27. № 13. P. 1839—1842. 2000.
<https://doi.org/10.1029/2000GL000037>
- Swift D. The possible relationship between the auroral breakup and the interchange instability of the ring current // *Planet. Space Sci.* V. 15. № 8. P. 1225—1226. 1967.
DOI: 10.1016/0032-0633(67)90179-1
- Trondsen T., Cogger L. A survey of small-scale spatially periodic distortions of auroral forms // *J. Geophys. Res.* V. 103. № 5. P. 9405—9415. 1998.
<https://doi.org/10.1029/98JA00619>
- Voronkov I., Rankin R., Frycz P., Tikhonchuk V.T., Samson J.C. Coupling of shear flow and pressure gradient instabilities // *J. Geophys. Res.* V. 102. № 5. P. 9639—9650. 1997.
<https://doi.org/10.1029/97JA00386>
- Webster H.F., Hallinan T.J. Instabilities in charge sheets and current sheets and their possible occurrence in the aurora // *Radio Sci.* V. 8. № 5. P. 475—482. 1975.
<https://doi.org/10.1029/RS008i005p00475>
- Yamamoto T., Inoe S., Meng C.-I. Formation of auroral omega bands in the paired region 1 and region 2 field-aligned current system // *J. Geophys. Res.* V. 102. № 2. P. 2531—2544. 1997.
<https://doi.org/10.1029/96JA02456>
- Yamamoto T. Numerical simulation for a vortex street near the poleward boundary of the nighttime auroral oval // *J. Geophys. Res.* V. 117. № 2. A02209. 2012.
<https://doi.org/10.1029/2011JA017011>

Scenario for the formation of vortexlike structures in a presubstorm arc, taking into account changes in the arc height during its evolution

V. V. Safargaleev^{1,2,*}, T. I. Sergienko³, A. L. Kotikov^{1,4}, A. V. Safargaleev⁵

¹ Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere, and Radio Wave Propagation, Russian Academy of Sciences, St. Petersburg Department, St. Petersburg, Russia

² Polar Geophysical Institute, Russian Academy of Sciences, Murmansk region, Apatity, Russia

³ Swedish Institute of Space Physics, Kiruna, Sweden

⁴ Geophysical Center, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

⁵ Limited Liability Company LSR Management Company, St. Petersburg, Russia

*e-mail: Vladimir.safargaleev@pgia.ru

Activity in a prebreakup auroral arc in the form of vortexlike structures, the appearance/disappearance of which is preceded by an increase/decrease in the brightness of the arc, was studied in the context of a magnetospheric substorm, large-scale ionospheric convection, the situation in the interplanetary medium, and triangulation measurements of the arc height. The structures are observed in the premidnight hours and represent a superposition of two auroral forms: a large-scale bend in the arc that outlines the polar boundary of the diffuse auroras and smaller luminous tongues of luminosity (mini-torches) elongated along the convection on the western slope of the bends. The structures as a whole move against convection, towards substorm activity to the east of the observation area. We attribute the appearance of structures to the propagation of a disturbance deep into the magnetosphere, generated as a result of interaction of the magnetopause with a solar wind inhomogeneity, on the front of which B_z turns southward. The results of triangulation measurements show that the increase in brightness in the prebreakup arc shortly before the appearance of vortexlike structures is accompanied by a decrease in the height of the lower edge of the arc, which we explain by the appearance of a parallel electric field above the arc, which accelerates the precipitating electrons. The role of such a field in the formation of the torchlike structures is discussed in the framework of the interchange instability of the pole boundary of diffuse auroras.

Keywords: auroral vortices, solar wind, prebreakup arc.

ЗАВИСИМОСТЬ ГОДОВОЙ АСИММЕТРИИ В $NmF2$ ОТ МЕСТНОГО ВРЕМЕНИ

© 2024 г. В. Н. Шубин^{1,*}, В. И. Бадин¹, М. Г. Деминов¹, Р. Г. Деминов²

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

²Казанский федеральный университет, Казань, Россия

*e-mail: shubin@izmiran.ru

Поступила в редакцию 23.05.2023 г.

После доработки 21.06.2023 г.

Принята к публикации 28.09.2023 г.

На основе глобальной эмпирической модели медианы критической частоты $F2$ -слоя (SDMF2) выполнен анализ свойств суточных вариаций годовой асимметрии в концентрации максимума $F2$ -слоя $NmF2$ при различных значениях индекса солнечной активности F . В качестве параметра этой асимметрии использован индекс AI , который характеризует относительную разницу в $NmF2$, усредненной по всем долготам и широтам, между январем и июлем в данное местное время. Получено, что в суточных вариациях индекса AI преобладает полусуточная мода с максимумами в дневные и ночные часы. Дневной максимум индекса AI почти не зависит от уровня солнечной активности. Ночной максимум AI уменьшается с ростом солнечной активности. Для низкой солнечной активности дневной и ночной максимумы AI почти совпадают по амплитуде, когда $AI = 16–17\%$. Разница в потоке солнечного радиоизлучения между январем и июлем из-за эллиптичности орбиты Земли относительно Солнца вносит заметный вклад в индекс AI во все часы суток. В среднем он составляет 3–4% и может достигать 5% при низкой солнечной активности в ночные часы. Разница в индексе AI для низкой и высокой активности по Международной справочной модели ионосферы IRI (с коэффициентами URSI и тем более CCIR) завышена относительно модели SDMF2 почти во все часы суток, по-видимому, из-за ограниченного числа экспериментальных данных при получении коэффициентов CCIR и URSI, особенно над океанами.

DOI: 10.31857/S0016794024010091, EDN: GQKLQT

1. ВВЕДЕНИЕ

Годовая асимметрия (годовая аномалия, декабрьская аномалия) — это морфологическая особенность ионосферы, при которой глобально усредненная концентрация электронов в данное местное время в январе больше, чем в июле [Rishbeth and Müller-Wodarg, 2006]. Для выделения этой асимметрии часто используют концентрацию максимума $F2$ -слоя $NmF2$ по данным сети ионосферных станций [Rishbeth and Müller-Wodarg, 2006; Mikhailov and Perrone, 2015; Brown et al., 2018], внешнего зондирования ионосферы [Gulyaeva et al., 2014] или по данным радиозатменных измерений на спутниках FORMOSAT-3/COSMIC [Zeng et al., 2008; Sai Gowtam and Tulasi Ram, 2017a]. Кроме того, используют полное электронное содержание ионосферы [Mendillo et al., 2005; Zhao et al., 2007; Gulyaeva et al., 2014]

или высотное распределение концентрации электронов в области F ионосферы [Sai Gowtam and Tulasi Ram, 2017b]. В качестве характеристики этой асимметрии, например, для $NmF2$ используют индекс асимметрии [Rishbeth and Müller-Wodarg, 2006]:

$$AI = \frac{\left(NmF2(N + S)_{Jan} - NmF2(N + S)_{July} \right)}{\left(NmF2(N + S)_{Jan} + NmF2(N + S)_{July} \right)} \quad (1)$$

или отношение [Rishbeth and Müller-Wodarg, 2006; Mikhailov and Perrone, 2015];

$$R = NmF2(N + S)_{Jan} / NmF2(N + S)_{July}, \quad (2)$$

где $NmF2(N + S)_{Jan}$ и $NmF2(N + S)_{July}$ — суммар-

ные (по Северному и Южному полушариям) значения $NmF2$ в январе и июле в фиксированное местное время. Обычно в этих уравнениях используют средние за месяц или медианы за месяц $NmF2$ [Rishbeth and Müller-Wodarg, 2006; Mikhailov and Perrone, 2015; Brown et al., 2018]. Ниже для определенности использован индекс AI для медиан $NmF2$ за месяц. Для оценки величины R по известному индексу AI можно использовать соотношение: $R = (1 + AI)/(1 - AI)$.

Кроме глобального индекса AI можно использовать индекс $AI(\Phi)$, который определен аналогично глобальному индексу AI с помощью уравнения (1), но для фиксированной исправленной геомагнитной широты Φ в Северном полушарии и сопряженной широты в Южном полушарии [Gustafsson et al., 1992]. Индекс $AI(\Phi)$ назван локальным индексом AI для краткости изложения.

Для получения корректных оценок глобального индекса AI для данного местного времени и уровня солнечной активности необходимо иметь соответствующие данные $NmF2$ для января и июля на всех широтах и долготах. Данные ионосферных станций не удовлетворяют этому критерию, поскольку в Южном полушарии такие станции есть только в определенных долготных секторах. Тем не менее по данным ионосферных станций были изучены некоторые свойства индексов R или AI [Yonezawa, 1971; Rishbeth and Müller-Wodarg, 2006; Mikhailov and Perrone, 2015; Brown et al., 2018]. Например, на основе анализа наблюдений на четырех парах станций этим способом было получено, что в целом AI больше в солнечном максимуме, чем в солнечном минимуме [Rishbeth and Müller-Wodarg, 2006], вопреки предыдущим выводам [Yonezawa, 1971]. Спутниковые данные, и в первую очередь данные радиозатменных измерений $NmF2$, полученные с помощью спутников COSMIC, позволили получить почти глобальную картину $NmF2$ для определенных геофизических условий и тем самым судить о закономерностях пространственного распределения индексов R или AI для этих условий [Zeng et al., 2008; Sai Gowtam and Tulası Ram, 2017a]. Так, по данным COSMIC для центрированных на 21 июня и 21 декабря 2006 г. 90-дневных интервалов было получено, что при низкой солнечной активности годовая асимметрия $NmF2$ испытывает суточные вариации с максимумами в полдень и полночь на примерно 25° геомагнитной широты [Zeng et al., 2008].

Для получения корректных оценок индекса AI по экспериментальным данным необходимо,

чтобы данные для января и июля (или декабря и июня) соответствовали почти фиксированному уровню солнечной активности. Это требование может удовлетворяться для продолжительного периода низкой солнечной активности, но редко выполняется на фазах роста и спада солнечного цикла, когда за интервал в половину года изменения индекса солнечной активности обычно существенны. В этом, по-видимому, основная причина того, что свойства суточных вариаций глобального индекса AI по экспериментальным данным и на основе численного моделирования детально исследовались только для низкой солнечной активности [Zeng et al., 2008; Dang et al., 2017]. Следовательно, задачу о закономерностях суточных вариаций годовой асимметрии в $NmF2$ при разных уровнях солнечной активности нельзя считать решенной.

Один из способов решения данной задачи основан на использовании глобальной модели медианы $NmF2$, в которой учтены зависимости $NmF2$ от геофизических условий, включая зависимость $NmF2$ от солнечной активности. Реализация этого способа решения задачи по модели SDMF2 (Satellite and Digisonde Data Model of the F2 layer) [Шубин, 2017] была главной целью данной работы. Выбор модели SDMF2 обусловлен тем, что она построена по большой базе данных ионосферных станций и спутниковых радиозатменных измерений критической частоты $F2$ -слоя $foF2$. Это позволило обеспечить почти глобальное покрытие данными $foF2$ (с шагом 15° по долготе и 5° по широте) для каждого месяца и фиксированного часа мирового времени UT при низкой и относительно высокой солнечной активности. При построении модели SDMF2 был использован метод Лежандра для пространственного разложения месячных медиан $foF2$, вычисленных по этой базе данных, а затем метод Фурье — для разложения полученных коэффициентов по времени UT. Кроме того, для получения скользящих медиан $foF2$ на данный день месяца использована линейная интерполяция медиан $foF2$ для данного месяца и ближайшего месяца. В результате входными параметрами этой модели являются географические координаты, время UT, день, месяц, год и интегральный индекс $F10.7(\tau)$ солнечной активности для данного дня. Индекс $F10.7(\tau)$ является средне-взвешенным индексом $F10.7$ (с характерным временем $T = 27$ дней или $\tau = \exp(-1/T) = 0.96$), отражая зависимость $foF2$ от предыстории изменения $F10.7$ [Шубин, 2017].

Для решения поставленной задачи использован вариант модели SDMF2, когда не проводит-

ся интерполяция $foF2$ на данный день месяца. В этом случае входными (задаваемыми) параметрами модели являются географические координаты, мировое время UT, месяц года и индекс солнечной активности F — средняя величина измеренного потока радиоизлучения Солнца на длине волны 10.7 см для данного месяца. Этот вариант модели был использован ранее для анализа зависимости индекса годовой асимметрии R в полдень от геомагнитной широты и индекса солнечной активности F с помощью модели SDMF2 [Деминов и др., 2021].

Здесь эта модель использована для анализа свойств суточных вариаций индекса годовой асимметрии AI при различных значениях индекса солнечной активности F . Ниже последовательно представлены результаты анализа свойств суточных вариаций глобального индекса AI по модели SDMF2 и по базовой модели медианы $foF2$ в Международной справочной модели ионосферы IRI [Bilitza, 2018] с коэффициентами CCIR (International Radio Consultative Committee) [Jones and Gallet, 1962, 1965] и URSI (International Union of Radio Science) [Rush et al., 1984, 1989]. Дополнительно рассмотрен индекс AI для фиксированных исправленных геомагнитных широт. Далее представлены обсуждение этих результатов и основные выводы работы.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ АНАЛИЗА

В среднем плотность потока солнечного радиоизлучения в январе больше, чем в июле, из-за эллиптичности орбиты Земли относительно Солнца, когда расстояние Солнце — Земля минимально в начале января. Для учета этой разницы в величине индекса F здесь использован индекс

$$F^* = cF, \quad (3)$$

где коэффициент $c = 1.03$ для января, $c = 0.97$ для июля. Вариант $c = 1$ соответствует круговой орбите Земли на расстоянии 1 а.е. от Солнца. Ниже для вычисления годовой аномалии в $NmF2$ при заданном значении индекса солнечной активности F использована модель SDMF2, в которой в качестве входного параметра использован индекс F^* , учитывающий эллиптичность орбиты Земли.

Для получения глобального индекса AI для заданной солнечной активности F и фиксированного местного времени LT использовалась модель SDMF2, с помощью которой вычислялись средние (с шагом по широте 5° в интервале

$85^\circ \text{ N}—85^\circ \text{ S}$ и шагом по долготе 15° в интервале $0—345^\circ \text{ E}$) значения $NmF2$ для января и июля. Такие вычисления были выполнены для всех часов местного времени с шагом полчаса. Результат дает искомую зависимость глобального индекса AI от местного времени для заданной солнечной активности. Он показан на рис. 1 для средней солнечной активности ($F = 120$) с учетом эллиптичности орбиты Земли по уравнению (3) и без учета этой эллиптичности, когда коэффициент $c = 1$ в уравнении (3). Данные на этом рисунке показывают, что в суточных вариациях индекса AI преобладает полусуточная мода с максимумами в полночь и почти в полдень (12.25 LT). Для варианта, когда эллиптичность орбиты Земли не учитывается, $AI = 11.0\%$ и $AI = 12.9\%$ в полночь и полдень соответственно. Учет эллиптичности орбиты Земли приводит к отчетливому увеличению AI в течение всех часов суток, которое составляет примерно 4% в полночь и 3% в полдень. В результате $AI = 14.7\%$ в полночь и $AI = 15.8\%$ в полдень для варианта, когда эллиптичность орбиты Земли учитывается с помощью уравнения (3). Следовательно, для средней солнечной активности вклад эллиптичности орбиты Земли составляет примерно 20—25% суммарного значения AI .

Глобальный индекс AI зависит не только от местного времени, но и от солнечной активности. Для примера на рис. 2 показаны суточные вариации глобального индекса AI для низкой ($F = 80$) и высокой ($F = 160$) солнечной активности, вычисленные по модели SDMF2 без учета

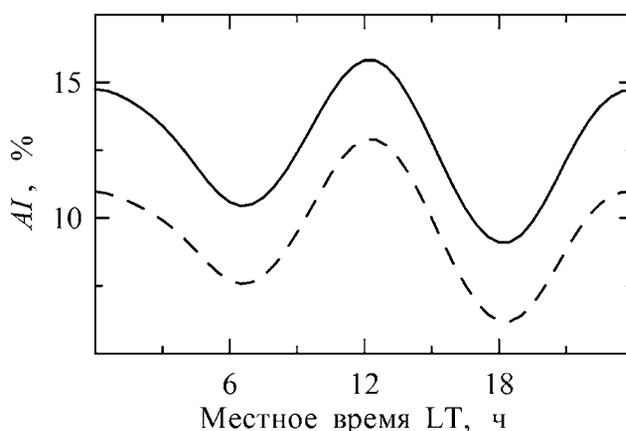


Рис. 1. Суточные вариации глобального индекса AI для средней солнечной активности, $F = 120$, с учетом (сплошная линия) и без учета (штриховая линия) разницы в потоке солнечного радиоизлучения для января и июля из-за эллиптичности орбиты Земли относительно Солнца.

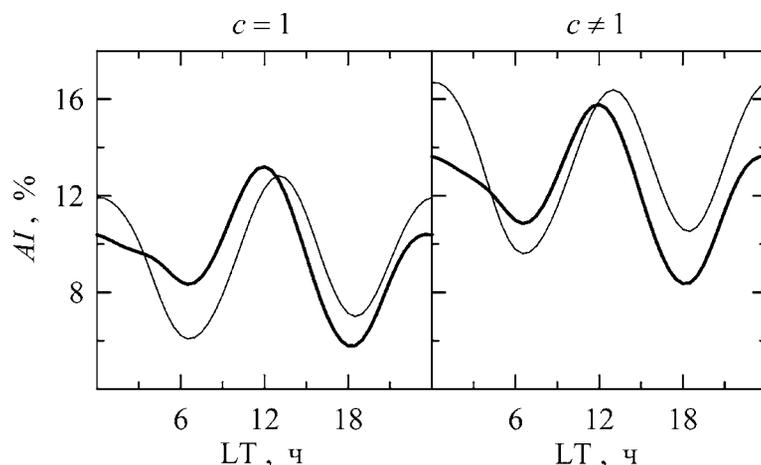


Рис. 2. Суточные вариации глобального индекса AI для низкой ($F = 80$, тонкие линии) и высокой ($F = 160$, толстые линии) солнечной активности без учета ($c = 1$) и с учетом ($c \neq 1$) разницы в потоке солнечного радиоизлучения для января и июля из-за эллиптичности орбиты Земли относительно Солнца.

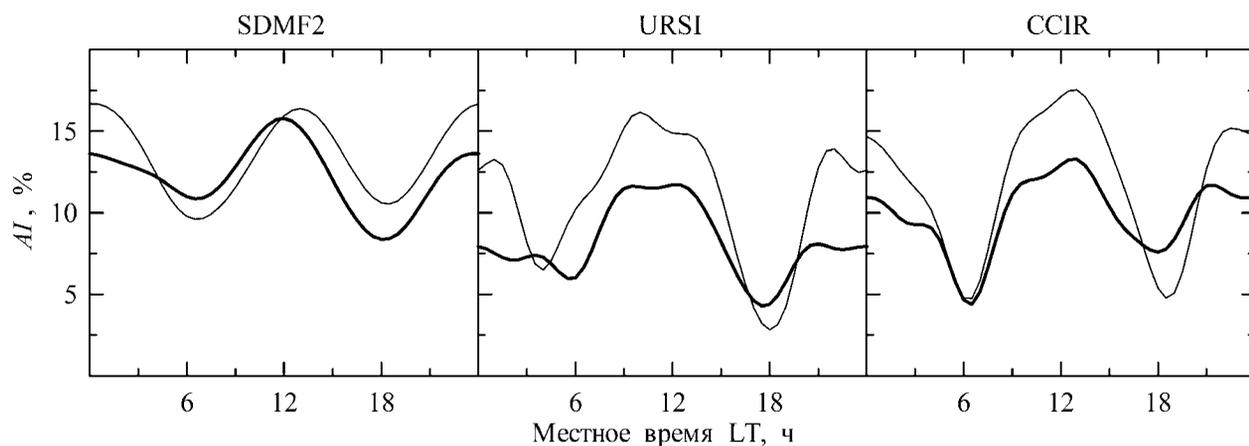


Рис. 3. Суточные вариации глобального индекса AI для низкой ($F = 80$, тонкие линии) и высокой ($F = 160$, толстые линии) солнечной активности по модели SDMF2 и по модели IRI с коэффициентами URSI и CCIR.

($c = 1$) и с учетом ($c \neq 1$) разницы в потоке солнечного радиоизлучения для января и июля по уравнению (3). Из данных на этом рисунке следует, что в полночь индекс AI для высокой солнечной активности меньше, чем для низкой активности, в полдень зависимость AI от солнечной активности ослаблена. В результате для высокой солнечной активности дневной максимум AI больше ночного максимума. Для низкой солнечной активности дневной и ночной максимумы AI практически совпадают. Разница в величине AI между вариантами $c = 1$ и $c \neq 1$ значительна во все часы суток. Она максимальна при низкой солнечной активности для ночных часов и составляет почти 30% суммарного значения AI .

На рис. 3 приведены суточные вариации глобального индекса AI по модели SDMF2 и по базовой модели медианы $foF2$ в международной модели IRI [Bilitza, 2018] с коэффициентами CCIR (International Radio Consultative Committee) [Jones and Gallet, 1962; 1965] и URSI (International Union of Radio Science) [Rush et al., 1984; 1989]. Следует отметить, что при получении коэффициентов CCIR и URSI по данным $foF2$ в качестве индикатора солнечной активности был использован индекс Rz — относительное число солнечных пятен. Этот индекс определен по данным оптических измерений на Солнце, поэтому он не зависит от эллиптичности орбиты Земли. В модели IRI для получения зависимости $foF2$

(и $NmF2$) от F по коэффициентам CCIR и URSI использовано уравнение регрессии, отражающее корреляцию только между индексами F и R_z . Поэтому приведенные на рис. 3 результаты расчетов индекса AI по модели IRI с коэффициентами CCIR и URSI получены для варианта, когда коэффициент $c = 1$ в уравнении (3). На этом рисунке результаты расчетов индекса AI по модели SDMF2 получены для $c \neq 1$. Из данных на рис. 3 следует, что для всех трех моделей преобладает полусуточная мода изменений AI с местным временем с максимумами в дневные и ночные часы. Для низкой солнечной активности в полдень модели дают близкие значения AI : 15.9; 14.9 и 17.1% по моделям SDMF2, URSI и CCIR соответственно. В полдень увеличение солнечной активности не приводит к заметному изменению AI по модели SDMF2 и приводит к уменьшению AI по моделям URSI, и CCIR. В результате для высокой солнечной активности в полдень разница в значениях AI для этих моделей существенна: 15.8; 11.7 и 12.9% по моделям SDMF2, URSI и CCIR. Увеличение солнечной активности приводит к уменьшению глобального индекса AI в полночь по всем трем моделям. Итак, основным качественным отличием глобального индекса AI по модели SDMF2 и модели IRI с коэффициентами URSI и CCIR является разный знак зависимости этого индекса от солнечной активности в дневные часы.

Глобальный индекс AI характеризует среднюю по всем широтам и долготам степень годовой аномалии в $NmF2$ в данное местное время. Локальный индекс $AI(\Phi)$ характеризует среднюю по всем долготам степень годовой аномалии в $NmF2$ в данное местное время на данной исправленной геомагнитной широте Φ Северного полушария и сопряженной широте Южного полушария. На рис. 4 показаны суточные вариации локального индекса $AI(\Phi)$ на трех широтах для низкой и высокой солнечной активности, полученные по модели SDMF2 с учетом разницы в потоке солнечного радиоизлучения для января и июля из-за эллиптичности орбиты Земли относительно Солнца, когда коэффициент $c \neq 1$ в уравнении (3). Эти три широты подобраны на основе анализа зависимости $AI(\Phi)$ от Φ в полдень. Широта $\Phi = 25^\circ$ примерно соответствуют максимуму $AI(\Phi)$ для низкой солнечной активности, широта $\Phi = 65^\circ$ — максимуму $AI(\Phi)$ для высокой солнечной активности [Демин и др., 2021]. Данные на рис. 4 показывают, что на выбранных широтах для низкой солнечной активности самое большое значение $AI(\Phi) = 23.5\%$ наблюдается на $\Phi = 25^\circ$ почти в полдень (12.5 LT). Для высокой солнечной активности

самое большое значение $AI(\Phi) = 29.2\%$ наблюдается на $\Phi = 65^\circ$ в 12.5 LT. Противоположные по знаку зависимости индекса $AI(\Phi)$ от солнечной активности на относительно низких ($\Phi = 25^\circ$) и более высоких ($\Phi = 45^\circ$ и $\Phi = 65^\circ$) широтах приводят к отсутствию этой зависимости для глобального индекса AI в полдень, когда индекс $AI = 15.9\%$ (см. рис. 2 и рис. 4). В полночь на низких и средних ($\Phi = 25^\circ$ и $\Phi = 45^\circ$) широтах индекс $AI(\Phi)$ для низкой солнечной активности больше, чем для высокой активности, на высоких широтах ($\Phi = 65^\circ$) эта зависимость практически отсутствует (рис. 4). В результате в полночь глобальный индекс AI для низкой солнечной активности больше, чем для высокой активности (см. рис. 2). Из данных на рис. 2 и рис. 4 можно видеть, что для заданной солнечной активности амплитуда суточных изменений глобального индекса AI обычно меньше, чем локального индекса $AI(\Phi)$, в том числе из-за сдвига фаз суточных вариаций $AI(\Phi)$ на разных широтах.

3. ОБСУЖДЕНИЕ

Дополнительный учет разницы в потоке солнечного радиоизлучения для января и июля из-за эллиптичности орбиты Земли относительно Солнца с помощью модели SDMF2 приводит к значительному увеличению глобального индекса годовой асимметрии AI во все местные времена. Такое увеличение AI в среднем составляет 20—25% от суммарного значения AI и может достигать 30% при низкой солнечной активности в ночные часы (рис. 1 и рис. 2). Из данных численного моделирования для низкой солнечной активности также следует, что учет разницы в потоке солнечного радиоизлучения приводит к значительному увеличению глобального индекса годовой асимметрии [Dang et al., 2017]. Тем не менее основная причина годовой аномалии в $NmF2$, по-видимому, обусловлена дополнительной перестройкой в нейтральной атмосфере годовых изменений скорости нагрева атмосферы из-за эллиптичности орбиты Земли относительно Солнца [Lei et al., 2013; Dang et al., 2017]. В данном случае эти изменения в нейтральной атмосфере, по-видимому, обеспечивают примерно 70—80% от суммарного значения индекса AI .

Модель медианы $foF2$ с коэффициентами CCIR (как составная часть модели IRI) целиком построена по данным ионосферных станций, которые занимают небольшую часть Южного полушария даже на средних широтах [Jones and Gallet, 1962; 1965]. Модель медианы $NmF2$ с коэффициентами URSI также построена по наземным дан-

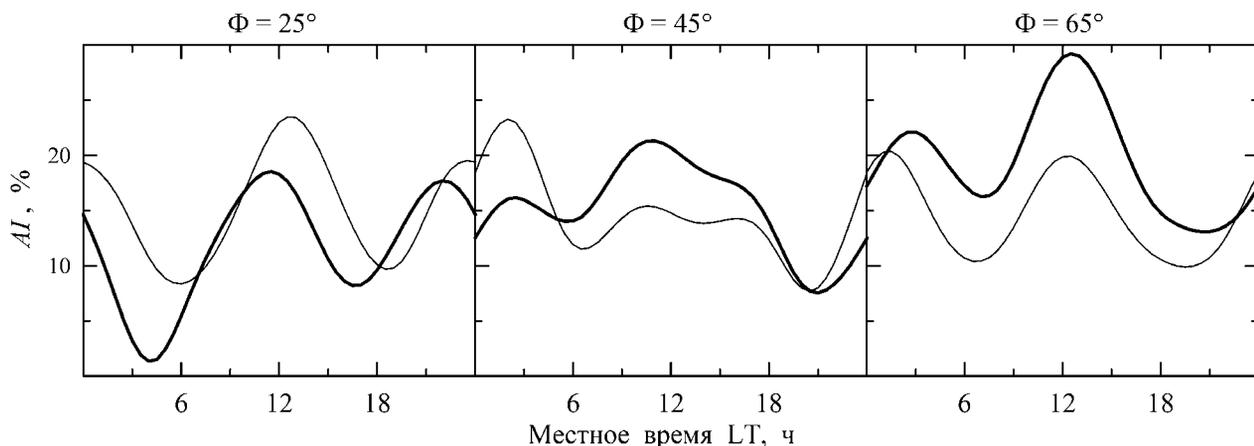


Рис. 4. Суточные вариации локального индекса $AI(\Phi)$ на исправленных геомагнитных широтах $\Phi = 25^\circ$, 45° и 65° для низкой ($F = 80$, тонкие линии) и высокой ($F = 160$, толстые линии) солнечной активности по модели SDMF2.

ным, но дополнительно учтены результаты моделирования ионосферы, в том числе над океанами [Rush et al., 1984; 1989]. Модель SDMF2 в значительной степени построена по спутниковым данным $foF2$, которые обеспечили почти полное покрытие всех долгот и широт для выбранных геофизических условий [Шубин, 2017]. В этом основная причина повышенной точности индекса AI по модели SDMF2 по сравнению с этим индексом по модели IRI с коэффициентами и CCIR, и URSI. В результате разница в индексе AI для низкой и высокой активности по модели IRI (с коэффициентами URSI и тем более CCIR) завышена относительно модели SDMF2 почти во все часы местного времени (см. рис. 3).

Модель SDMF2 дает отчетливые максимумы глобального индекса AI в дневные и ночные часы. В дневные часы этот максимум, по-видимому, обусловлен относительно высокими значениями $NmF2$ в январе в Северном полушарии (местной зимой), в ночные часы — относительно высокими значениями $NmF2$ в январе в Южном полушарии (местным летом). Это предположение основано на результатах исследования локального индекса $AI(\Phi)$ на средних широтах [Деминов и Деминова, 2023] и требует дополнительного анализа, поскольку разница между локальным и глобальным индексами годовой аномалии в $NmF2$ значительна.

4. ВЫВОДЫ

На основе глобальной эмпирической модели медианы критической частоты $F2$ -слоя (SDMF2) выполнен анализ свойств суточных вариаций го-

довой асимметрии в концентрации максимума $F2$ -слоя $NmF2$ при различных значениях индекса солнечной активности F . В качестве параметра этой асимметрии использован индекс AI , который характеризует относительную разницу в $NmF2$, усредненной по всем долготам и широтам, в январе и июле в данное местное время. Получены следующие результаты.

1. В суточных вариациях индекса AI преобладает полусуточная мода с максимумами в дневные и ночные часы. Дневной максимум индекса AI почти не зависит от уровня солнечной активности. Ночной максимум AI уменьшается с ростом солнечной активности. Для низкой солнечной активности дневной и ночной максимумы AI почти совпадают по амплитуде, когда $AI = 16\text{--}17\%$.

2. Разница в потоке радиоизлучения Солнца между январем и июлем из-за эллиптичности орбиты Земли относительно Солнца вносит заметный вклад в индекс AI во все часы суток. В среднем он составляет 3–4% и может достигать 5% при низкой солнечной активности в ночные часы.

3. Разница в индексе AI для низкой и высокой активности по модели IRI (с коэффициентами URSI и тем более CCIR) завышена относительно модели SDMF2 почти во все часы суток, по-видимому, из-за ограниченного числа экспериментальных данных при получении коэффициентов CCIR и URSI, особенно над океанами.

4. Для локального индекса $AI(\Phi)$, который определен по $NmF2$ на данной исправленной геомагнитной широте Φ Северного полушария

и сопряженной широте Южного полушария, также преобладает полусуточная мода в суточных вариациях этих индексов. Для заданной солнечной активности амплитуда суточных изменений глобального индекса AI обычно меньше, чем локального индекса $AI(\Phi)$, в том числе из-за сдвига фаз суточных вариаций $AI(\Phi)$ на разных широтах. Кроме того, в дневные часы с ростом уровня солнечной активности индекс $AI(\Phi)$ уменьшается на относительно низких широтах и увеличивается на средних и высоких широтах. В результате в дневные часы глобальный индекс AI почти не зависит от уровня солнечной активности.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят создателей сайта IRI (<http://irimodel.org>) за FORTRAN программы расчета медиан критической частоты $F2$ -слоя $foF2$ по модели IRI с коэффициентами CCIR и URSI.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Демин М.Г., Шубин В.Н., Демин Р.Г. Зависимость годовой асимметрии в $NmF2$ от геомагнитной широты и солнечной активности // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 61. № 3. С. 347—353. 2021.
<https://doi.org/10.31857/S0016794021030032>
- Демин М.Г., Демин Г.Ф. Зависимость локального индекса годовой асимметрии для $NmF2$ от местного времени и солнечной активности // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 63. № 2. С. 147—153. 2023.
<https://doi.org/10.31857/S0016794022600636>
- Шубин В.Н. Глобальная эмпирическая модель критической частоты $F2$ -слоя ионосферы для спокойных геомагнитных условий // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 57. № 4. С. 450—462. 2017.
<https://doi.org/10.7868/S0016794017040186>
- 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>
- Brown S., Bilitza D., Yigit E. Improvements to predictions of the ionospheric annual anomaly by the international reference ionosphere model // Ann. Geophys. Discuss. 2018.
<https://doi.org/10.5194/angeo-2018-97>
- Dang T., Wang W., Burns A., Dou X., Wan W., Lei J. Simulations of the ionospheric annual asymmetry: Sun-Earth distance effect // J. Geophys. Res. —Space. V. 122. № 6. P. 6727—6736. 2017.
<https://doi.org/10.1002/2017JA024188>
- Gulyaeva T.L., Arikani F., Hernandez-Pajares M., Veselovsky I.S. North-south components of the annual asymmetry in the ionosphere // Radio Sci. V. 49. № 7. P. 485—496. 2014.
<https://doi.org/10.1002/2014RS005401>
- Gustafsson G., Papitashvili N.E., Papitashvili V.O. A revised corrected geomagnetic coordinate system for Epochs 1985 and 1990 // J. Atmos. Terr. Phys. V. 54. № 11—12. P. 1609—1631. 1992.
[https://doi.org/10.1016/0021-9169\(92\)90167-J](https://doi.org/10.1016/0021-9169(92)90167-J)
- Jones W.B., Gallet R.M. The representation of diurnal and geographic variations of ionospheric data by numerical methods // Telecommun. J. V. 29. № 5. P. 129—149. 1962.
- Jones W.B., Gallet R.M. Representation of diurnal and geographic variations of ionospheric data by numerical methods // Telecommun. J. V. 32. № 1. P. 18—28. 1965.
- Lei J., Dou X., Burns A., Wang W., Luan X., Zeng Z., Xu J. Annual asymmetry in thermospheric density: Observations and simulations // J. Geophys. Res. —Space. V. 118. № 5. P. 2503—2510. 2013.
<https://doi.org/doi:10.1002/jgra.50253>
- Mendillo M., Huang C.L., Pi X., Rishbeth H., Meier R. The global ionospheric asymmetry in total electron content // J. Atmos. Sol.-Terr. Phys. V. 67. № 15. P. 1377—1387. 2005.
<https://doi.org/10.1016/j.jastp.2005.06.021>
- Mikhailov A.V., Perrone L. The annual asymmetry in the $F2$ layer during deep solar minimum (2008—2009): December anomaly // J. Geophys. Res. —Space. V. 120. № 2. P. 1341—1354. 2015.
<https://doi.org/10.1002/2014JA020929>
- Rishbeth H., Müller-Wodarg I.C.F. Why is there more ionosphere in January than in July? The annual asymmetry in the $F2$ -layer // Ann. Geophys. V. 24. № 12. P. 3293—3311. 2006.
<https://doi.org/10.5194/angeo-24-3293-2006>
- Rush C.M., PoKempner M., Anderson D.N., Perry J., Stewart F.G., Reasoner R. Maps of $foF2$ derived from observations and theoretical data // Radio Sci. V. 19. № 4. P. 1083—1097. 1984.
<https://doi.org/10.1029/RS019i004p01083>
- Rush C., Fox M., Bilitza D., Davies K., McNamara L., Stewart F., PoKempner M. Ionospheric mapping —an update of $foF2$ coefficients // Telecommun. J. V. 56. № 3. P. 179—182. 1989.
- Sai Gowtam V., Tulasi Ram S. Ionospheric annual anomaly —New insights to the physical mechanisms // J. Geophys. Res. —Space. V. 122. № 8. P. 8816—8830. 2017a.
<https://doi.org/10.1002/2017JA024170>
- Sai Gowtam V., Tulasi Ram S. Ionospheric winter anomaly and annual anomaly observed from Formosat-3/COSMIC Radio Occultation observations during the ascending phase of solar cycle 24 // Adv. Space Res. V. 60. № 8. P. 1585—1593. 2017b.
<https://doi.org/10.1016/j.asr.2017.03.017>
- Yonezawa T. The solar-activity and latitudinal characteristics of the seasonal, non-seasonal and semi-annual variations in the peak electron densities of the $F2$ -layer at noon and at midnight in middle and low latitudes // J. Atmos. Terr. Phys. V. 33. № 6. P. 889—907. 1971.
[https://doi.org/10.1016/0021-9169\(71\)90089-4](https://doi.org/10.1016/0021-9169(71)90089-4)
- Zhao B., Wan W., Liu L., Mao T., Ren Z., Wang M., Christensen A.B. Features of annual and semiannual variations derived from the global ionospheric maps of total electron

content // Ann. Geophys. V. 25. № 12. P. 2513—2527. 2007.
<https://doi.org/10.5194/angeo-25-2513-2007>
 —Zeng Z., Burns A., Wang W., Lei J., Solomon S., Synder-
 gaard S., Qian L., Kuo Y.-H. Ionospheric annual asymmetry

observed by the COSMIC radio occultation measurements
 and simulated by the TIEGCM // J. Geophys. Res. —
 Space. V. 113. № 7. A07305. 2008.
<https://doi.org/10.1029/2007JA012897>

Dependence of annual asymmetry in $NmF2$ on local time

V. N. Shubin^{1, *}, V. I. Badin¹, M. G. Deminov¹, R. G. Deminov²

¹*Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation, Russian Academy of Sciences
 (IZMIRAN), Moscow, Russia*

²*Kazan Federal University, Kazan, Russia*

*e-mail: shubin@izmiran.ru

Based on the global empirical model of the $F2$ layer critical frequency median (Satellite and Digisonde Data Model of the $F2$ layer, SDMF2), an analysis was made of the properties of diurnal variations in the annual asymmetry in the concentration of the $F2$ layer maximum $NmF2$ at different values of the solar activity index F . The AI index, which characterizes the relative difference in $NmF2$ averaged over all longitudes and latitudes between January and July at a given local time, was used as a parameter of this asymmetry. It was found that the diurnal variations of the AI index are dominated by a semidiurnal mode with maxima in the daytime and at night. The daytime maximum of the AI index is almost independent of the level of solar activity. The nighttime AI maximum decreases with increasing solar activity. For low solar activity, the daytime and nighttime AI maxima almost coincide in amplitude when $AI = 16$ – 17% . The difference in the solar radio flux between January and July due to the ellipticity of the Earth's orbit relative to the Sun makes a significant contribution to the AI index at all hours of the day. On average, it is 3–4% and can reach 5% with low solar activity at night. The difference in the AI index for low and high activity according to the IRI model (with URSI and, especially, CCIR coefficients) is overestimated relative to the SDMF2 model at almost all hours of the day, apparently due to the limited number of experimental data when obtaining the CCIR and URSI coefficients especially over the oceans

УДК 551.510.413.3:551.583.1

МНОГОЛЕТНИЙ ТРЕНД ТЕМПЕРАТУРЫ В ОБЛАСТИ МЕЗОПАУЗЫ ПО НАБЛЮДЕНИЯМ ГИДРОКСИЛЬНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ЗВЕНИГОРОДЕ

© 2024 г. В. И. Перминов^{1,*}, Н. Н. Перцев^{1,**}, П. А. Далин^{2,3,***}, В. А. Семенов^{1,****},
В. А. Суходоев^{1,*****}, Ю. А. Железнов^{4,*****}, М. Д. Орехов^{1,*****}

¹Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН (ИФА РАН), Москва, Россия

²Swedish Institute of Space Physics, Kiruna, Sweden

³Институт космических исследований РАН (ИКИ РАН), Москва, Россия

⁴Институт электрофизики и электроэнергетики РАН (ИЭЭ РАН), Санкт-Петербург, Россия

*e-mail: v.perminov@rambler.ru

**e-mail: n.pertsev@bk.ru

***e-mail: pdalin@yandex.ru

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

*****e-mail: vladi13s@yandex.ru

*****e-mail: otdel18@bk.ru

*****e-mail: jlestersskull@gmail.com

Поступила в редакцию 05.05.2023 г.

После доработки 10.07.2023 г.

Принята к публикации 28.09.2023 г.

Представлен анализ многолетнего хода среднегодовой температуры ОН*, значения которой получены по ночным спектральным измерениям полос излучения гидроксила на Звенигородской научной станции (56° N, 37° E) с 1957 по 2022 г. В настоящее время данный ряд температур ОН*, отражающий тепловое состояние области мезопаузы, является самым длинным в мире. На его основе выполнена оценка линейного тренда и отклика температуры на изменения солнечной активности как в целом по всей совокупности данных, так и для отдельных интервалов времени. В первом случае тренд составил -0.23 ± 0.04 К/год. Во втором случае анализ показал сильное охлаждение в области мезопаузы (-0.53 ± 0.34 К/год) до 1970-х гг., которое впоследствии замедлилось до -0.14 ± 0.03 К/год. Сравнение результатов анализа с другими измерениями и модельными расчетами показывает, что последние имеют более низкие значения трендов. Предполагается, что причинами температурного тренда, помимо роста парниковых газов, основным из которых является CO₂, могут быть долговременные изменения в динамике верхней атмосферы.

DOI: 10.31857/S0016794024010107, EDN: GQDZNU

1. ВВЕДЕНИЕ

Многолетние наблюдения характеристик различных областей атмосферы имеют важное значение для понимания климатических изменений, имеющих характер как квазипериодических колебаний, так и многолетних трендов, вызванных естественными процессами или антропогенным воздействием. Данные наблюдений используются для количественных оценок возмущений различного временного масштаба (от минут до столетий и более), проверки различной сложности атмосферных моделей и ве-

рификации измерений, проводимых различными методами. Для средней и верхней атмосферы важными являются исследования многолетних изменений ее химического и радиационного баланса и термодинамического состояния. Одной из причин таких изменений могут быть антропогенные выбросы парниковых газов, в частности CO₂. Модельные исследования показывают, что чувствительность к изменениям парниковых газов в атмосфере изменяется с ростом высоты. В верхних слоях атмосферы она намного больше, чем в нижних слоях [Roble and

Dickinson, 1989; Rishbeth and Roble, 1992; Schmidt et al., 2006; Fomichev et al., 2007]. В этом плане область мезопаузы (80–100 км) является одним из наиболее чувствительных слоев атмосферы к изменениям концентраций малых газовых составляющих.

Спектрально-яркостные характеристики излучения колебательно-возбужденного гидроксид (ОН*) являются информативным источником данных о температуре, газовом составе и физико-химических процессах в области мезопаузы [Шефов и др., 2006]. Излучение ОН* возникает в результате экзотермической реакции озона с водородом в слое с максимумом около 87 км и полушириной ~9 км [Baker and Stair, 1988]. Наблюдения полос излучения гидроксид как метод измерения температуры в области мезопаузы начали применяться с 1950-х гг. [Прокудина, 1959; Шуйская, 1959; Гайнуллина и Карягина, 1960; Шефов, 1961; Ярин, 1961; Meinel, 1950; Kvitte, 1961]. Метод основан на предположении, что распределение населенностей низких вращательных уровней колебательно-возбужденного гидроксид является термализованным, т. е. подчиняется распределению Больцмана, на основании которого определяется температура ОН* [Перминов и Семенов, 1992; Перминов и др., 2007; Dick, 1977; Krassovsky et al., 1977]. Получаемая температура является средневзвешенной в соответствии с высотным распределением молекул ОН*. Ее наземные измерения стали основным методом мониторинга состояния области мезопаузы международной сетью наблюдений NDMC (Network for the Detection of Mesopause Change) [Reisin et al., 2014]. Этот метод является наиболее удобным и распространенным для долгосрочных исследований теплового режима данной области атмосферы [Beig et al., 2003, 2011; Offermann et al., 2010; Perminov et al., 2018; French et al., 2020].

На Звенигородской научной станции (ЗНС) Института физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН (56° N, 37° E) наблюдения температуры ОН* ведутся с 1957 г. [Прокудина, 1959; Шефов, 1961]. Многолетние измерения с самого начала были направлены на исследования влияния солнечного 11-летнего цикла, регулярных сезонных вариаций и влияния геомагнитных возмущений [Shefov, 1969]. Позднее, в 1990-х гг., были проведены первые исследования многолетнего тренда [Семенов, 1996; Семенов и др., 1996; Perminov et al., 1994; Golitsyn et al., 1996]. Было показано, что в период 1957–1994 гг. область мезопаузы испытывала значительное похолодание. В дальнейшем также были рассмотрены сезонные осо-

бенности многолетнего тренда и обнаружено, что температурный режим области мезопаузы наиболее сильно изменился в зимний период [Semenov, 2000; Semenov et al., 2002]. Наблюдения в первые два десятилетия 2000-х гг. стали свидетельствовать о значительном замедлении понижения температуры ОН*, которое, по-видимому, началось с 1980-х гг. [Семенов и Шефов, 2011; Мохов и др. 2017; Perminov et al., 2018]. В связи с этим становится важным рассмотрение тенденции в изменении многолетнего хода температуры в области мезопаузы.

В настоящей работе используется обновленный ряд температуры ОН*, измеренной на ЗНС в 1957–2022 гг. в целях исследования ее многолетнего хода.

2. НАБЛЮДЕНИЯ

Исторически начало многолетних наблюдений температуры ОН* на ЗНС было стимулировано проведением Международного геофизического года (МГГ, 1957–1958 гг.), в рамках которого была предусмотрена достаточно широкая программа спектрофотометрических исследований полярных сияний и свечения ночного неба на ряде отечественных и зарубежных обсерваторий [Семенов и Шефов, 2011]. Подготовка к МГГ включала развитие светосильной спектральной аппаратуры с хорошим спектральным разрешением и систем регистрации спектров слабого атмосферного излучения. Благодаря разработанным дифракционным спектрографам СП-48, СП-49 и СП-50 [Герасимова и Яковлева, 1956; Капорский и Николаева, 1969], а также применению высокочувствительных астрономических фотопленок, измерения спектров в области до 700 нм осуществлялись в ночное время с временами экспозиций до нескольких часов. Применение электронно-оптических преобразователей (ЭОП) в качестве усилителей яркости изображений позволило сократить экспозиции до десятков минут, а в дальнейшем — до нескольких минут. Кроме того, с помощью ЭОП стало возможным исследовать спектры в ближней инфракрасной (ИК) области вплоть до 1240 нм [Krassovsky et al., 1962]. Фотографическая регистрация спектров излучения ночной верхней атмосферы на ЗНС велась практически до середины 1990-х гг. К некоторым недостаткам фотографического метода можно отнести сложность и трудоемкость обработки фотоматериалов, а также необходимость нелинейных преобразований полученных почернений на фотопленке в значения интенсивности излучения, вызвавших эти почернения.

С середины 1990-х гг. в экспериментальную практику регистрации атмосферного излучения началось внедрение приемников излучения, изготовленных на основе приборов с зарядовой связью (ПЗС). Данный метод регистрации свободен от нелинейных преобразований, значительно сокращает время обработки спектров и дает возможность полностью цифровизировать процесс получения спектров. Применение охлаждения ПЗС значительно улучшало соотношение сигнала к шуму и тем самым повышало точность измерения интенсивности спектральных линий.

С 2000 г. наблюдения спектров на ЗНС ведутся спектрографами СП-50, оснащенными регистрирующими камерами с ПЗС, высокочувствительными в ближней ИК-области. Цифровой метод регистрации позволяет измерять спектры с экспозициями от 1 до 10 мин. Как правило, спектральные наблюдения ведутся в ясную и полуюсную погоду в северном направлении при зенитных углах $50-60^\circ$ (с 2000 г. центр поля зрения соответствует зенитному углу 53° и азимуту 23° , отсчитываемому от севера в сторону запада). Детальное описание современных условий наблюдения, характеристик применяемых спектральных приборов и обработки спектров излучения гидроксила опубликовано в работах [Семенов и др., 2002; Шефов и др., 2006; Pertsev and Perminov, 2008].

3. АНАЛИЗ И ОБСУЖДЕНИЕ

3.1. Характеристика данных

В настоящей работе для анализа были взяты температуры, определенные по полосам излучения OH^* , возникающим при квантовых переходах с пятого и шестого колебательного уровней (v). Это полосы (5–2) 1083 нм (наблюдения в 1959–1969 гг.), (6–1) 650 нм (1971–1976 гг. и 1984–1988 гг.), (5–1) 791 нм (1984–1997 гг.) и (6–2) 835 нм (1957–1958, 1995–1997 и 2000–2022 гг.). Часть этих данных опубликована в работах [Shefov, 1969; Golitsyn et al., 1996; Perminov et al., 2014; Dalin et al., 2020]. В настоящее время они позволяют рассматривать наиболее длинный временной ряд v -однородно полученных данных с 1957 по 2022 г. Из-за отсутствия измерений подобных полос из анализа выпали только 1970 г., 1977–1983 и 1998–1999 гг. Для временных интервалов, когда были одновременные наблюдения полос излучения с пятого и шестого колебательного уровня, рассматривалась вся совокупность температурных данных. Необходимость соблюдения v -однородности температур вызвана тем, что высотные максимумы излу-

чения OH^* с высоких и низких колебательных уровней разнесены по высоте, причиной чего является различие в деактивации колебательных уровней гидроксила атомарным кислородом [Перминов и др., 1993; Makhlouf et al., 1995; Grygalashvyly, 2015]. Вследствие этого может возникать различие температур, определяемых по полосам излучения с разных колебательных уровней OH^* [Vakanas et al., 2003]. В работе [Перминов и др., 2007] отмечено, что наименьшее расхождение наблюдается для температур, оценка которых проведена по полосам, возникающим с пятого и шестого колебательных уровней. При рассмотрении среднегодовых значений температуры данное различие составляет менее 1 К.

Температура OH^* вычислялась путем аппроксимации населенностей первых трех вращательных уровней верхнего колебательного состояния распределением Больцмана. Населенности определялись по интенсивности линий Р1-ветви полос гидроксила. Важным требованием к анализируемым данным являлась необходимость применения одних и тех же вероятностей колебательно-вращательных переходов при определении температуры [Перминов и др., 2007]. На протяжении многих лет они неоднократно менялись при анализе данных. Применение разных версий вероятностей на ранних и современных этапах 65-летнего периода измерений затрудняло сравнение температур. В настоящей работе все температурные данные рассчитывались или были пересчитаны на основе вероятностей колебательно-вращательных переходов, полученных в работе [Langhoff et al., 1986]. Данные вероятности наиболее близки к их экспериментальным оценкам для полосы $\text{OH}(6-2)$ [French et al., 2000], измерения которой на ЗНС дают наиболее длинный ряд в анализируемом интервале лет. Пересчет температур, полученных до 1990-х гг., производился по методике определения систематических поправок для них согласно работе [Перминов и др., 2007].

3.2. Многолетний линейный тренд

На рис. 1а представлен многолетний ход среднегодовой температуры OH^* (T). Чтобы получить ее наилучшую статистическую оценку, производился гармонический анализ годовых вариаций температуры (до второй гармоники включительно) для каждого года отдельно. В этом случае нулевая гармоника соответствовала среднегодовому значению температуры. Как видно на рис. 1а, ее многолетний ход испытывает значительные межгодовые вариации с отрицатель-

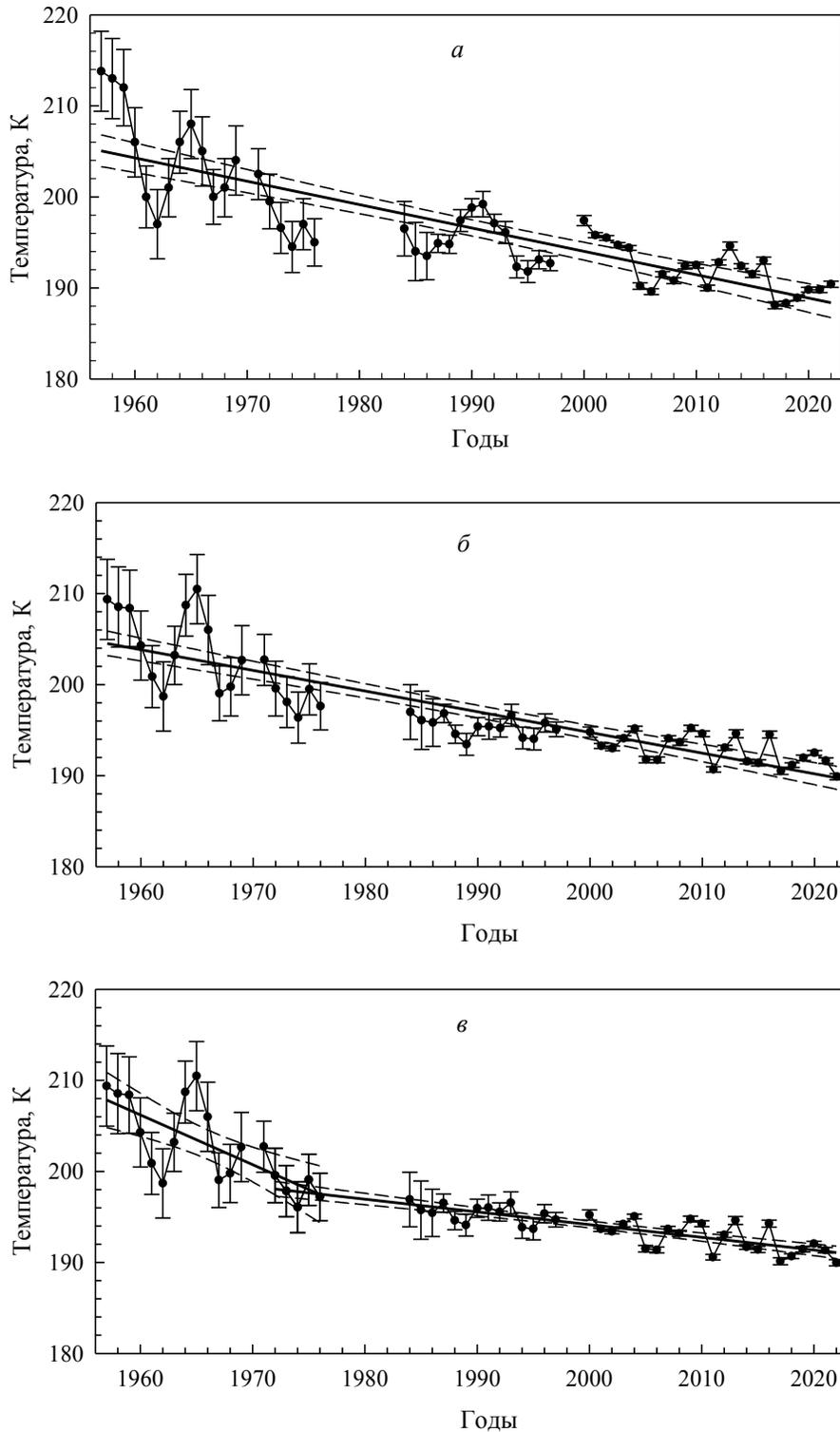


Рис. 1. Многолетний ход температуры OH^* по наблюдениям в Звенигороде: (а) — точки показывают среднегодовые значения температуры. Линия — многолетний тренд до исключения влияния солнечной активности. Штриховые линии — 95%-й статистический уровень достоверности; (б) — аналогично рис. 1а, но значения температуры приведены согласно (1) к фиксированному уровню солнечной активности $F_{Ly-\alpha} = 4.5$; (в) — аналогично рис. 1б, но линии тренда приведены отдельно для временных интервалов 1957–1976 и 1972–2022 гг.

ным линейным трендом -0.26 ± 0.04 К/год, статистическая оценка которого получена методом линейной регрессии. Здесь и далее указываемая ошибка соответствует двум стандартным отклонениям среднего (2σ). Данный линейный тренд обусловлен всеми гелиогеофизическими факторами влияния.

Одним из основных драйверов межгодовых вариаций является солнечная активность, и учет ее влияния на тренд необходим в первую очередь. В связи с этим новая оценка тренда была выполнена на основе следующей множественной регрессионной модели:

$$T(t, F_{Ly-\alpha}) = A_0 + A_{tr}(t - 1990) + A_{sol}(F_{Ly-\alpha} - 4.5), \quad (1)$$

где t — время в годах; $F_{Ly-\alpha}$ — поток солнечного излучения в линии Лайман-альфа 121.6 нм ($Ly-\alpha$) в единицах 10^{11} фотон $см^{-2} с^{-1}$, принятых за 1 *sfu* (solar flux unit); A_0 — константа, К; A_{tr} — линейный тренд, К/год; A_{sol} — отклик на изменения солнечной активности, К/*sfu*. Данные по солнечному потоку в линии $Ly-\alpha$ взяты согласно LASP Interactive Solar Irradiance Data Center (доступны на веб-сайте: <https://lasp.colorado.edu/lisird>). Результаты анализа по модели (1) представлены в первой строке табл. 1. Следует заметить, что здесь и в других случаях регрессионного анализа с использованием формулы (1) значения A_{sol} получены при нулевом временном лаге. При других лагах они были статистически незначимыми. При исключении регрессионного влияния солнечной активности ($A_{sol} = 3.02 \pm 1.00$ К/*sfu* в (1) линейный тренд становится несколько меньше его первичной оценки: -0.23 ± 0.04 К/год.

Первые исследования многолетнего тренда температуры в области мезопаузы по гидроксильному излучению были выполнены по на-

блюдениям на ЗНС и астрономической обсерватории в Абастумани ($41.8^\circ N, 42.8^\circ E$) [Семенов, 1996; Семенов и др., 1996; Perminov et al., 1994; Golitsyn et al., 1996]. На их основе было показано, что с 1957 г. до начала 1990-х гг. среднегодовая температура ОН* после учета влияния солнечной активности падала со скоростью 0.65 К/год. По более поздним многолетним (свыше 20 лет) наблюдениям на ряде станций было выявлено (с учетом солнечной активности) более медленное понижение температуры в области излучающего гидроксила:

1) -0.23 К/год в 1988–2008 гг. [Offermann et al., 2010] и около -0.09 К/год в 1988–2015 гг. [Kalicinsky et al., 2016] на основе анализа среднегодовых температур, измеренных по полосе ОН(3–1) в Вуппертале ($51^\circ N, 7^\circ E$);

2) -0.12 К/год согласно среднезимним температурам, полученным по наблюдениям полосы ОН(6–2) на ст. Дэвис ($69^\circ S, 78^\circ E$) с 1995 по 2018 гг. [French et al., 2020];

3) -0.02 К/год, показанное в работе [French et al., 2020] по измерениям температуры по полосе ОН(6–2) на ст. Лонгйир ($78^\circ N, 15^\circ E$) в зимние периоды с 1983 по 2012 г. [Holmen et al., 2014];

4) от 0.1 до -0.18 К/год на высотах от 85 до 100 км (-0.03 К/год вблизи 87 км) по лидарным наблюдениям в Форт Коллинс ($41^\circ N, 105^\circ W$) и Логан ($42^\circ N, 112^\circ W$) в 1990–2017 гг. [She et al., 2019].

Спутниковые измерения имеют менее длинные ряды данных по сравнению с наземными. Однако они дают как глобальную характеристику многолетним изменениям температуры, так и возможность рассмотреть их широтно-долготные особенности. Так, глобальное охлаждение области мезопаузы получено по данным наблюдений прибором SABER на борту спутника TIMED: $-(0.04-0.05)$ К/год на высотах 80–95 км между широтами $52^\circ S$ и $52^\circ N$ с 2002 по 2018 г. согласно работе [Garcia et al., 2019] и $-(0.05-0.1)$ К/год в области 80–100 км (около -0.08 К/год на высоте ~ 87 км) с 2002 по 2020 г.

Таблица 1. Результаты множественного регрессионного анализа

№	Период наблюдений, гг.	A_0 , К	A_{tr} , К/год	A_{sol} , К/ <i>sfu</i>
1	1957–2022	197.0 ± 0.7	-0.23 ± 0.04	3.02 ± 1.00
2	1957–1976.	190.3 ± 8.2	-0.53 ± 0.34	3.01 ± 2.56
3	1972–2022	195.6 ± 0.5	-0.14 ± 0.03	2.53 ± 0.56
4	1972–1998	195.5 ± 0.6	-0.15 ± 0.06	2.58 ± 0.68
5	2000–2022	196.0 ± 2.0	-0.16 ± 0.10	2.41 ± 1.10

Примечание. В качестве ошибки указано 2σ .

для широтного охвата $50^\circ \text{ S} - 50^\circ \text{ N}$ [Zhao et al., 2021]. Недавний анализ [Mlynczak et al., 2022] чуть более длинного ряда глобальных температур TIMED/SABER (2002–2021 гг.) дал аналогичный результат для области мезопаузы.

Представление о широтном ходе температурного тренда дают работы [French et al., 2020; Zhao et al., 2021]. Обе работы показывают его значительные изменения. Последняя из этих работ, основанная на данных TIMED/SABER, на высоте ~ 87 км (высота максимума излучения гидроксила) и широте 50° N дает значение тренда около -0.12 К/год. Работа [French et al., 2020] исследует тренд на уровне 0.0046 гПа (~ 85 км). Она основана на сезонных наблюдениях температуры прибором MLS со спутника EOS Aura за 14 лет с момента его запуска в июле 2004 г. По результатам этого исследования среднесезонное значение на широте Звенигородской станции составило около -0.04 К/год для летнего (апрель – сентябрь) и зимнего (октябрь – март) периодов года. Это же исследование свидетельствует о долготном изменении температурного тренда. Так, в европейской части России значения трендов как зимой, так и летом отмечаются как положительные. Однако статистическая значимость значений не показана, и возможно, она недостаточно высока.

Из вышесказанного следует отметить, что оценки температурного тренда в области мезопаузы, сделанные на основании наблюдений, проведенных различными методами за последние 35 лет, имеют меньшие, а в некоторых случаях многократно меньшие значения по сравнению с величиной тренда, полученной в настоящей работе. В этом случае стоит обратить внимание, что на рис. 1б значения температуры (после их приведения к фиксированной солнечной активности) с начала наблюдений (1957 г.) до начала 1970-х гг. преимущественно находятся выше линии тренда, в 1970-х и 1980-х гг. — ниже и с конца 2000-х гг. — опять выше этой линии. Поэтому имеет смысл рассмотреть изменение линейного тренда температуры на разных временных интервалах.

3.3. Перелом тренда

На рис. 1в показаны раздельно линейные тренды для временных периодов 1957–1976 и 1972–2022 гг. Среднегодовые значения температуры, показанные на этом рисунке (как и на рис. 1б), приведены к одному уровню солнечной активности ($F_{Ly-\alpha} = 4.5 \text{ sfu}$). Значения тренда и отклика температуры на изменения солнечной ак-

тивности, полученные методом множественного регрессионного анализа для каждого временного интервала, представлены во второй и третьей строке табл. 1. Как видно из результатов регрессионного анализа, тренд в середине 1970-х гг. испытал значительный перелом. Его значение изменилось с -0.53 ± 0.34 до -0.14 ± 0.03 К/год. Последняя величина сопоставима со значениями тренда, полученными на основании других рядов данных и по более коротким интервалам времени в последние несколько десятков лет.

Впервые непостоянство многолетнего тренда в области мезопаузы было отмечено в работе [Семенов и Шефов, 2011]. По данным многолетних наблюдений температуры излучающего гидроксила на ряде обсерваторий, как отечественных, так и зарубежных, было показано, что в зимний период года с 1959 по 1985 г. наблюдался тренд около -0.9 К/год, а в 1985–2010 гг. — около -0.2 К/год. Для летнего периода года сообщалось о его нулевой величине. Более детальный анализ кусочно-линейного поведения многолетнего тренда зимней температуры OH^* по наблюдениям на Звенигородской научной станции в период 1960–2015 гг. был проведен в работе [Мохов и др., 2017]. В ней показано, что при разбивке всего ряда наблюдений на четыре 14-летних интервала наиболее быстрое понижение температуры происходило в интервале 1974–1987 гг. (со скоростью около -1.3 К/год), а наименьшее (-0.09 К/год) — в период 2002–2015 гг. Современное низкое значение тренда для зимнего периода года подтверждается также результатами анализа звенигородских данных за 2000–2018 гг. (-0.04 К/год) [Dalin et al., 2020].

Внимание на возможную нелинейность тренда по более коротким температурным рядам в области мезопаузы обращалось в работе [Offermann et al., 2010]. В ней по наблюдениям температуры OH^* на средних широтах в 1988–2008 гг. показано, что после 1997 г. произошло усиление отрицательного тренда (с -0.08 К/год для 1988–1997 гг. до -0.34 К/год для 1997–2008 гг.). В дальнейшем на основании более длинного ряда (1988–2015 гг.) этих наблюдений [Kalicinsky et al., 2016] обнаружили перелом в многолетнем ходе температуры в 2008 г. (с -0.24 до 0.64 К/год). Объяснением данного факта стало их предположение о существовании либо влияния 22-летнего цикла Хейла, описывающего реверс магнитного поля Солнца, либо 25-летней атмосферной осцилляции с амплитудой около 2 К. Учет такой долговременной осцилляции позволил [Kalicinsky et al., 2016] пренебречь рассмотрением линейного тренда при их анализе. В настоящей работе был проанализиро-

ван спектр вариаций остаточных температурных данных (т.е. после вычитания из начального температурного ряда солнечного влияния), в результате которого не было обнаружено каких-либо гармонических колебаний в области периодов 22–25 лет. Кроме того, отдельно были проанализированы временные интервалы 1972–1998 и 2000–2022 гг. Результаты регрессионного анализа представлены в четвертой и пятой строках табл. 1. При сравнении результатов видно, что тренд среднегодовой температуры ОН* за последние 50 лет практически не изменялся. Также видно, что отклик на изменение солнечной активности за этот период оставался неизменным в пределах ошибки его определения.

3.4. Причины долговременных изменений

Тепловой режим в области мезопаузы обуславливается: (1) поглощением солнечного УФ-излучения; (2) химическими реакциями с выделением энергии; (3) радиационным охлаждением (в основном за счет CO_2); (4) динамическими процессами, приводящими к адиабатическому охлаждению летом и разогреву зимой; (5) турбулентным потоком тепла. Предполагается, что из них наиболее сильно влияющим на долговременные изменения температуры является углекислый газ. Его рост в атмосфере вызывает повышение температуры в тропосфере (через парниковый эффект) и понижение в мезосфере и нижней термосфере (через радиационное выхолаживание при нарушении локального термодинамического равновесия). До высот турбопаузы он перемешивается в атмосфере вследствие турбулентной диффузии (время его вертикального переноса до 80 км — около 10 лет [Mlynczak et al., 2022]). Скорость роста концентрации CO_2 в верхних слоях атмосферы близка к скорости его роста на поверхности Земли. В настоящее время по данным спутниковых наблюдений TIMED/SABER, она составляет 5–6% за 10 лет до высоты около 90 км и несколько выше (6–8% за 10 лет) на высотах от 90 до 100 км [Yue et al., 2015; Qian et al., 2017; Rezac et al., 2018]. Первые модельные расчеты влияния CO_2 (вместе с CH_4) на область мезопаузы показали охлаждение на 7–12 К при удвоении обоих малых газовых компонентов [Roble and Dickinson, 1989]. Современные исследования [Mlynczak et al., 2022] подтверждают ранее полученные результаты (охлаждение на 6.8–8.4 К). Однако за последние 65 лет концентрация CO_2 в атмосфере выросла не более чем на 30%, что могло бы дать охлаждение области мезопаузы только на 2.5 К, хотя в настоящей работе оно составляет около 15 К (см. рис. 1а). Даже если предполагать, что до начала

1970-х гг. изменения температуры были под влиянием какого-либо дополнительного фактора или факторов (неизвестных нам), а ее падение шло со скоростью -0.14 К/год (как с 1972 г.), то охлаждение составило бы все равно достаточно высокую величину (около 9 К). По-видимому, в данном случае необходимо обратить внимание на изменения в динамике в средних и верхних слоях атмосферы, а именно: в активности волн различных периодов, создающих волновое сопротивление разного знака и тем самым влияющих на ветровую динамику (включая вертикальную, вызывающую адиабатическое охлаждение мезосферы и мезопаузы летом и разогрев зимой). Так, довольно заметные тренды преобладающего ветра и амплитуд некоторых приливных осцилляций наблюдаются на высотах 90–100 км [Мерзляков и Портнягин, 1999]. Согласно исследованию [Jacobi, 2014] в Collm (52° N, 13° E) на высоте 83–93 км в течение 1983–2007 гг. наблюдался тренд дисперсии скорости ветра, взятой как индикатор активности внутренних гравитационных волн. Для зимнего периода года он был положительным, для летнего — отрицательным. В связи с этим для объяснения наблюдаемого температурного тренда в области мезопаузы, несомненно, необходимо моделирование, включающее как долговременные изменения газового состава в ней, так и тренды параметров ее динамики. Современное моделирование теплового режима средней и верхней атмосферы главным образом основано на исследованиях с помощью климатической модели WACCM (Whole Atmosphere Community Climate Model), в которую включены доступные данные по долговременным изменениям только парниковых газов [Garcia et al., 2007, 2019; Marsh et al., 2013; Solomon et al., 2018]. Согласно этой модели оценки значения температурного тренда в области мезопаузы в основном варьируются от незначительно отрицательных до -0.09 К/год [Qian et al., 2017; Solomon et al., 2018; Garcia et al., 2019].

Высокое значение тренда (-0.53 К/год) для периода 1957–1976 гг. с последующим его ослаблением до современных значений довольно затруднительно объяснить без модельных исследований, которые включали бы наиболее полный спектр геофизических факторов влияния на тепловой режим области мезопаузы. Как правило, климатические модели нацелены на учет в них многолетних изменений парниковых газов (прежде всего CO_2 и CH_4) и хлорфторуглеродов, инжектируемых в нижнюю атмосферу и далее распространяющихся вверх, и в недостаточной степени учитывают многолетние изменения малых газовых составляющих, которые возникают не-

посредственно в верхних слоях атмосферы и активно участвуют в химических реакциях. Так, скорость радиационного охлаждения за счет CO_2 прямо пропорциональна концентрации атомарного кислорода [Roble and Dickinson, 1989; Feofilov and Kutepov, 2012]. В справочных атмосферных моделях, например в последней версии NRLMSIS (v. 2.0) [Emmert et al., 2021], межгодовые изменения концентрации атомарного кислорода в основном синхронны с соответствующими изменениями солнечной активности. Однако многолетние измерения излучения гидроксидов, интенсивность которого в первом приближении пропорциональна атомарному кислороду, показали его рост с начала 1950-х гг. до конца 1970-х гг. [Фишкова, 1983]. Приток атомарного кислорода в область мезопаузы, скорее всего, осуществлявшийся за счет усиления вертикального переноса из термосферы, мог вызвать также изменения высотного профиля излучения гидроксидов и тем самым повлиять на измеряемую средневзвешенную по этому профилю температуру OH^* . Таким образом, для объяснения сильного тренда в период 1957–1976 гг. и последующего, который также выше современных модельных представлений, необходимы модельные исследования с рассмотрением более широкой совокупности факторов, влияющих на температуру OH^* , т.е. как с учетом многолетнего хода содержания атомарного кислорода в области мезопаузы, так и с учетом многолетнего поведения высотного профиля гидроксидного излучения, то есть с привлечением многолетних изменений в динамике верхних слоев атмосферы и факторов, влияющих на нее (активность внутренних гравитационных волн, турбулентная диффузия и т.д.).

3.5. Отклик на изменения солнечной активности в 11-летнем цикле

В настоящей работе при исследовании тренда были сделаны также оценки отклика температуры OH^* на изменения солнечной активности в ходе 11-летнего цикла, в качестве индикатора которой был взят поток солнечного излучения в линии Лайман-альфа. При рассмотрении всего ряда температурных данных и отдельно по данным для 1957–1976 гг. отклик составил чуть более 3 K/sfu. По данным для 1972–2022 гг., а также для двух его внутренних интервалов времени (см. табл. 1) анализ показал меньшие значения отклика (в среднем около 2.5 K/sfu). Последняя оценка достаточно хорошо согласуется с ранее опубликованным ее исследованием по наблюдениям на ЗНС [Perminov et al., 2018]: 4.1 K на

100 ед. солнечного $F_{10.7}$ -потока (1 ед. $F_{10.7}$ равна 10^{-22} Вт/м² Гц). В данном случае имеем в виду, что соотношение между температурными откликами на изменения 100 ед. $F_{10.7}$ и 1 sfu $Ly-\alpha$ составляет ~ 1.6 (получено на основе регрессионного анализа потоков $F_{10.7}$ и $F_{Ly-\alpha}$). В работе [Dalín et al., 2020] получены сопоставимые значения отклика температуры OH^* на поток в линии Лайман-альфа для зимних месяцев (3.35 K/sfu) и летних месяцев (1.84 K/sfu) за период с 2000 по 2018 г. Также сопоставимые с настоящим результатом отклики получены в исследованиях [Kalicinsky et al., 2016] по измерениям гидроксидного излучения для широты 51° N и [Zhao et al., 2021] по спутниковым среднесезонным наблюдениям TIMED/SABER на широте 50° N. Обе работы дают его значение 4.2 K на 100 ед. $F_{10.7}$ -потока.

Следует заметить, что при рассмотрении температурного ряда (см. рис. 1) на временном интервале 1963–1966 гг. выделяется пик, приходящийся на минимум солнечной активности и не характерный для других его последующих минимумов. Меньший по амплитуде пик на данном интервале времени также присутствует в температурном ряде, полученном на Абастуманской обсерватории (41° N, 42° E) [Фишкова, 1983]. Одной из причин его возникновения могло быть извержение вулкана Агунг, произошедшее в 1963–1964 гг. Выброшенный им аэрозоль в стратосферу мог способствовать дополнительному нагреву мезосферы, включая область мезопаузы [She et al., 1998]. Однако подобного по силе эффекта не видно на графиках рис. 1 после более мощного извержения вулкана Пинатубо в 1991 г. Для поиска причин температурного эффекта 1963–1966 гг. требуются дополнительные исследования.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

По данным многолетних ночных спектральных измерений гидроксидного излучения на Звенигородской научной станции с 1957 г. по настоящее время получен самый длинный в мире ряд температуры OH^* . На его основе методом множественной регрессии выполнена оценка линейного тренда среднегодовой температуры в области мезопаузы и отклика на изменения солнечной активности как в целом по всей совокупности данных, так и по данным для отдельных интервалов времени. В работе получены следующие результаты.

1. В 1957–2022 гг. наблюдается линейный тренд среднегодовой температуры -0.26 ± 0.04 K/год

(без выделения его составляющих). После исключения зависимости от солнечной активности тренд температуры ОН* несколько изменяется до -0.23 ± 0.04 К/год, при этом отклик на изменение потока солнечного излучения в линии Лайман-альфа составляет 3.0 ± 1.0 К/sfu. Таким образом, небольшой тренд, наблюдаемый в потоке Лайман-альфа, не является основной причиной наблюдаемого температурного тренда.

2. Тенденция изменения температуры описывается наилучшим образом, если рассматривать тренд с переломом, показывающий быстрое охлаждение до 1970-х годов со скоростью -0.53 ± 0.34 К/год, а впоследствии — более медленное, до -0.14 ± 0.03 К/год, остающееся таким по настоящее время. Полученные количественные значения современного тренда (после перелома) оказываются выше (по абсолютной величине) других экспериментальных измерений и результатов модельных исследований.

3. Отклик температуры ОН* на изменения солнечной активности при коррелировании с потоком излучения в линии Лайман-альфа при его современном временном тренде составляет 2.53 ± 0.56 К/sfu. Данный результат хорошо согласуется с другими измерениями в широтной области, близкой к Звенигородской научной станции.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- *Гайнуллина Р.Х., Карягина З.В.* Определение температуры верхней атмосферы по вращательным полосам спектра гидроксила // Спектральные, спектрофотометрические и радиолокационные исследования полярных сияний и свечения ночного неба. № 2–3. С. 63–65. 1960.
- *Герасимова Н.Г., Яковлева А.В.* Комплект светосильных спектрографов с дифракционными решетками // Приборы и техника эксперимента. № 1. С. 83–86. 1956.
- *Капорский Л.Н., Николаева И.И.* Оптические приборы. Каталог / Под ред. В.А. Никитина. М.: Машиностроение. 305 с. 1969.
- *Мерзляков Е.Г., Портнягин Ю.И.* Многолетние изменения параметров ветрового режима нижней термосферы умеренных широт (90–100 км) // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. Т. 35. С. 531–542. 1999.
- *Мохов И.И., Семенов А.И., Володин Е.М., Дембицкая М.А.* Выхолаживание в области мезопаузы при глобальном потеплении по данным измерений и модельным расчетам // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. Т. 53. № 4. С. 435–444. 2017.
- *Перминов В.И., Семенов А.И.* Неравновесность вращательной температуры полос ОН с высоким колебательным возбуждением // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 32. № 2. С. 175–178. 1992.
- *Перминов В.И., Семенов А.И., Шефов Н.Н., Тихонова В.В.* Оценка сезонных вариаций высоты излучающего слоя гидроксила // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 33. № 3. С. 113–120. 1993.
- *Перминов В.И., Семенов А.И., Шефов Н.Н.* О вращательной температуре гидроксильной эмиссии // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 47. № 6. С. 798–805. 2007.
- *Прокудина В.С.* Определение вращательной температуры гидроксила в верхней атмосфере // Изв. АН СССР. Серия геофиз. № 125. С. 629–631. 1959.
- *Семенов А.И., Шефов Н.Н., Фишкова Л.М., Лысенко Е.В., Перов С.П., Гишишвили Г.В., Лещенко Л.Н., Сергеев Н.П.* Об изменении климата верхней и средней атмосферы // Доклады АН СССР. Т. 349. № 1. С. 108–110. 1996.
- *Семенов А.И.* Температурный режим нижней термосферы по эмиссионным измерениям в течение последних десятилетий // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 36. № 5. С. 90–97. 1996.
- *Семенов А.И., Баканас В.В., Перминов В.И., Железнов Ю.А., Хомич В.Ю.* Спектр излучения ночной верхней атмосферы Земли в ближней инфракрасной области // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 42. № 3. С. 407–414. 2002.
- *Семенов А.И., Шефов Н.Н.* Излучение верхней атмосферы — чувствительный индикатор солнечно-земных процессов. Итоги за 60 лет (обзор) // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 51. № 4. С. 435–449. 2011.
- *Шефов Н.Н.* Об определении вращательной температуры полос ОН* // Спектральные, спектрофотометрические и радиолокационные исследования полярных сияний и свечения ночного неба. № 5. С. 5–9. 1961.
- *Шефов Н.Н., Семенов А.И., Хомич В.Ю.* Излучение верхней атмосферы — индикатор ее структуры и динамики. М.: ГЕОС. 740 с. 2006.
- *Шуйская Ф.К.* Некоторые результаты спектроскопических исследований полярных сияний и излучения ночного неба // Спектральные, спектрофотометрические и радиолокационные исследования полярных сияний и свечения ночного неба. № 1. С. 45–47. 1959.
- *Фишкова Л.М.* Ночное излучение среднеширотной верхней атмосферы Земли. Тбилиси: Мецниереба. 271 с. 1983.
- *Ярин В.И.* Эмиссия ОН по наблюдениям в Якутске // Спектральные, спектрофотометрические и радиолокационные исследования полярных сияний и свечения ночного неба. № 5. С. 10–17. 1961.
- *Bakanas V.V., Perminov V.I., Semenov A.I.* Seasonal variations of emission characteristics of the mesopause hydroxyl with different vibrational excitation // Adv. Space Res. V. 32. № 5. P. 765–770. 2003.

- *Baker D.J., Stair A.T.* Rocket measurements of the altitude distributions of the hydroxyl airglow // *Physica Scripta*. № 37. P. 611–622. 1988.
- *Beig G., Keckhut P., Lowe R.P. et al.* Review of mesospheric temperature trends // *Rev. Geophys.* V. 41. 1015. 2003.
<https://doi.org/10.1029/2002RG000121>
- *Beig G.* Long-term trends in the temperature of the mesosphere/lower thermosphere region: 1. Anthropogenic influences // *J. Geophys. Res.* V. 116. A00H11. 2011.
<https://doi.org/10.1029/2011JA016646>
- *Dalin P., Perminov V., Pertsev N., Romejko V.* Updated long-term trends in mesopause temperature, airglow emissions, and noctilucent clouds // *J. Geophys. Res. – Atmos.* V. 125. e2019JD030814. 2020.
<https://doi.org/10.1029/2019JD030814>
- *Dick K.A.* On the rotational temperature of the airglow hydroxyl emissions // *Planet. Space Sci.* V. 25. № 6. P. 595–596. 1977.
- *Emmert J.T., Drob D.P., Picone J.M., et al.* NRLMSIS 2.0: A whole-atmosphere empirical model of temperature and neutral species densities // *Earth and Space Science*. V. 8. № 3. e2020EA001321. 2021.
<https://doi.org/10.1029/2020EA001321>
- *Feofilov A.G., Kutepov A.A.* Infrared radiation in the mesosphere and lower thermosphere: energetic effects and remote sensing // *Surveys in Geophysics*. V. 33. 1231–1280. 2012.
- *Fomichev V.I., Jonsson A.I., de Grandpré J., Beagley S.R., McLandress C., Semeniuk K., Shepherd T.G.* Response of the middle atmosphere to CO₂ doubling: results from the Canadian middle atmosphere model // *J. Clim.* V. 20. P. 1121–1144. 2007.
- *French W.J.R., Burns G.B., Finlayson K., Greet P.A., Lowe R.P., Williams P.F.B.* Hydroxyl (6–2) airglow emission intensity ratios for rotational temperature determination // *Ann. Geophysicae*. V. 18. P. 1293–1303. 2000.
- *French W.J.R., Mulligan F.J., Klekociuk A.R.* Analysis of 24 years of mesopause region OH rotational temperature observations at Davis, Antarctica — Part 1: long-term trends // *Atmos. Chem. Phys.* V. 20. P. 6379–6394. 2020.
- *Garcia R.R., Marsh D.R., Kinnison D.E., Boville B.A., Sassi F.* Simulation of secular trends in the middle atmosphere, 1950–2003 // *J. Geophys. Res.* V. 112. D09301. 2007.
<https://doi.org/10.1029/2006JD007485>
- *Garcia R.R., Yue J., Russell J.M.* Middle atmosphere temperature trends in the twentieth and twenty-first centuries simulated with the Whole Atmosphere Community Climate Model (WACCM) // *J. Geophys. Res. – Space Physics*. V. 124. P. 7984–7993. 2019.
- *Golitsyn G.S., Semenov A.I., Shefov N.N., Fishkova L.M., Lysenko E.V., Perov S.P.* Long-term temperature trends in atmosphere // *Geophys. Res. Lett.* V. 23. № 14. P. 1741–1744. 1996.
- *Grygalashvyly M.* Several notes on the OH* layer // *Ann. Geophysicae*. V. 33. P. 923–930. 2015.
- *Holmen S.E., Dyrland M.E., Sigernes F.* Mesospheric temperatures derived from three decades of hydroxyl airglow measurements from Longyearbyen, Svalbard (78° N) // *Acta Geophys.* V. 62. P. 302–315. 2014.
- *Jacobi Ch.* Long-term trends and decadal variability of upper mesosphere/lower thermosphere gravity waves at midlatitudes // *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.* V. 118. P. 90–95. 2014.
- *Kalicinsky C., Knieling P., Koppmann R., Offermann D., Steinbrecht W., Wintel J.* Long-term dynamics of OH* temperatures over central Europe: trends and solar correlations // *Atmos. Chem. Phys.* V. 16. P. 15033–15047. 2016.
- *Krassovsky V.I., Shefov N.N., Yarin V.I.* Atlas of the airglow spectrum $\lambda\lambda$ 3000–12400 Å // *Planet. Space Sci.* V. 9. № 12. P. 883–915. 1962.
- *Krassovsky V.I., Potapov B.P., Semenov A.I., Shagaev M.V., Shefov N.N., Sobolev V.G.* On the equilibrium nature of the rotational temperature of hydroxyl airglow // *Planet. Space Sci.* V. 25. № 6. P. 596–597. 1977.
- *Kvifte G.* Temperature measurements from OH bands // *Planet. Space Sci.* V. 5. P. 153–157. 1961.
- *Langhoff S.R., Werner H.J., Rosmus P.* Theoretical transition probabilities for the OH Meinel system // *J. Molecular Spectrosc.* V. 118. № 4. P. 507–529. 1986.
- *Makhlouf U.B., Picard R.H., Winick J.R.* Photochemical-dynamical modeling of the measured response of airglow to gravity waves. 1. Basic model for OH airglow // *J. Geophys. Res.* V. 100. № D6. P. 11289–11311. 1995.
- *Marsh D.R., Mills M.J., Kinnison D.E., Lamarque J.-F., Calvo N., Polvani L.M.* Climate change from 1850 to 2005 simulated in CESM1 (WACCM). *J. Clim.* V. 26. № 19. P. 7372–7391. 2013.
- *Meinel A.B.* OH emission bands in the spectrum of the night sky // *Astrophys. J.* V. 112. № 1. P. 120–130. 1950.
- *Mlynczak M.G., Hunt L.A., Garcia R.R., Harvey V.L., Marshall B.T., Yue J., Mertens C.J., Russell J.M.* Cooling and contraction of the mesosphere and lower thermosphere from 2002 to 2021 // *J. Geophys. Res. – Atmos.* V. 127. e2022JD036767. 2022.
<https://doi.org/10.1029/2022JD036767>
- *Offermann D., Hoffmann P., Knieling P., Koppmann R., Oberheide J., Steinbrecht W.* Long-term trends and solar cycle variations of mesospheric temperature and dynamics // *J. Geophys. Res.* V. 115. D18127. 2010.
<https://doi.org/10.1029/2009JD013363>
- *Perminov V.I., Semenov A.I., Shefov N.N.* Long-term variations in mesopause temperature // *Abstracts of Eighth International Symposium on Solar Terrestrial Physics*. Sendai, Japan, June 5–10, 1994. P. 199. 1994.
- *Perminov V.I., Semenov A.I., Medvedeva I.V., Zhelezynov Yu.A.* Variability of mesopause temperature from the hydroxyl airglow observations over mid-litudinal sites, Zvenigorod and Tory, Russia // *Adv. Space Res.* V. 54. № 12. P. 2511–2517. 2014.

- *Perminov V.I., Semenov A.I., Pertsev N.N., Medvedeva I.V., Dalin P.A., Sukhodoev V.A.* Multi-year behaviour of the midnight OH* temperature according to observations at Zvenigorod over 2000–2016 // *Adv. Space Res.* V. 61. № 7. P. 1901–1908. 2018.
- *Pertsev N., Perminov V.* Response of the mesopause airglow to solar activity inferred from measurements at Zvenigorod, Russia // *Ann. Geophysicae.* V. 26. № 5. P. 1049–1056. 2008.
- *Qian L., Burns A.G., Solomon S.C., Wang W.* Carbon dioxide trends in the mesosphere and lower thermosphere // *J. Geophys. Res. – Space Phys.* V. 122. P. 4474–4488. 2017.
- *Reisin E.R., Scheer J., Dyrland M.E., et al.* Traveling planetary wave activity from mesopause region airglow temperatures determined by the Network for the Detection of Mesospheric Change (NDMC) // *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.* V. 119. P. 71–82. 2014.
- *Rezac L., Yue J., Yongxiao J., Russell J. M., Garcia R., Lopez-Puertas M., Mlynczak M.G.* On long-term SABER CO₂ trends and effects due to nonuniform space and time sampling // *J. Geophys. Res. – Space Phys.* V. 123. 7958–7967. 2018.
- *Rishbeth H., Roble R.G.* Cooling of the upper atmosphere by enhanced greenhouse gases – Modeling of thermospheric and ionospheric effects // *Planet. Space Sci.* V. 40. P. 1011–1026. 1992.
- *Roble R.G., Dickinson R.E.* How will changes in carbon dioxide and methane modify the mean structure of the mesosphere and thermosphere? // *Geophys. Res. Lett.* V. 16. P. 1441–1444. 1989.
- *Schmidt H., Brasseur G.P., Charron M., Manzini E., Giorgetta M.A., Diehl T., Fomichev V.I., Kinnison D., Marsh D., Walters S.* The HAMMONIA chemistry climate model: Sensitivity of the mesopause region to the 11-year solar cycle and CO₂ doubling // *J. Clim.* V. 19. P. 3903–3931. 2006.
- *Shefov N.N.* Hydroxyl emission of the upper atmosphere – I. The behaviour during a solar cycle, seasons and geomagnetic disturbances // *Planet. Space Sci.* V. 17. P. 797–813. 1969.
- *She C.Y., Thiel S.W., Krueger D.A.* Observed episodic warming at 86 and 100 km between 1991 and 1997: effects of Mount Pinatibo eruption // *Geophys. Res. Lett.* V. 25. № 4. P. 497–500. 1998.
- *She C.Y., Berge U., Yan Z.A., Yuan T., Lübken F.J., Krueger D.A., Hu X.* Solar response and long-term trend of midlatitude mesopause region temperature based on 28 years (1990–2017) of Na lidar observations // *J. Geophys. Res. – Space Phys.* V. 124. P. 7140–7156. 2019.
- *Semenov A.I.* Long term temperature trends for different seasons by hydroxyl emission // *Phys. Chem. Earth (B).* V. 25. № 5–6. P. 525–529. 2000.
- *Semenov A.I., Shefov N.N., Lysenko E.V., Givishvili G.V., Tikhonov A.V.* The season peculiarities of behaviour of the long-term temperature trends in the middle atmosphere on the mid-latitudes // *Phys. Chem. Earth.* V. 27. P. 529–534. 2002.
- *Solomon S.C., Liu H.-L., Marsh D.R., McInerney J.M., Qian L., Vit F.M.* Whole atmosphere simulation of anthropogenic climate change // *Geophys. Res. Lett.* V. 45. P. 1567–1576. 2018.
- *Yue J., Russell J., Jian Y., Rezac L., Garcia R., López-Puertas M., Mlynczak M.G.* Increasing carbon dioxide concentration in the upper atmosphere observed by SABER // *Geophys. Res. Lett.* V. 42. P. 7194–7199. 2015.
- *Zhao X.R., Sheng Z., Shi H.Q., Weng L.B., He Y.* Middle atmosphere temperature changes derived from SABER observations during 2002–20 // *J. Clim.* V. 34. P. 7995–8012. 2021.

Long-term temperature trend in the mesopause region according to observations of hydroxyl airglow in Zvenigorod

V. I. Perminov^{1,*}, N. N. Pertsev^{1,**}, P. A. Dalin^{2,3,***}, V. A. Semenov^{1,****},
V. A. Sukhodoev^{1,*****}, Yu. A. Zhelezov^{4,*****}, M. D. Orekhov^{1,*****}

¹A.M. Obukhov Institute of Atmospheric Physics, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

²Swedish Institute of Space Physics, Kiruna, Sweden

³Institute of Space Research, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

⁴Institute of Electrophysics and Electric Power, Russian Academy of Sciences, St. Petersburg, Russia

*e-mail: v.perminov@rambler.ru

**e-mail: n.pertsev@bk.ru

***e-mail: pdalin@yandex.ru

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

*****e-mail: vladi13s@yandex.ru

*****e-mail: otdel18@bk.ru

*****e-mail: jlestersskull@gmail.com

An analysis of the long-term change of the average annual OH* temperature, the values of which were obtained from nighttime spectral observations of the hydroxyl emission bands at the Zvenigorod scientific station (56° N, 37° E) from 1957 to 2022, is presented. This series of OH* temperatures, reflecting the thermal state of the mesopause region, is the longest among all known observations. On its basis, estimates of the linear trend and response of temperature to changes in solar activity was made both in general over the entire set of data and for different time intervals. In the first case, the trend was -0.23 ± 0.04 K/yr. In the second case, the analysis showed strong cooling (-0.53 ± 0.34 K/yr) until the 1970s and its slowdown to -0.14 ± 0.03 K/yr thereafter. A comparison of the results of the analysis with other measurements and model calculations shows that the latter have lower trend values. It is assumed that the reasons for the temperature trend, in addition to the growth of greenhouse gases, the main of which is CO₂, may be long-term changes in the dynamics of the upper atmosphere.

УДК 550.510.53+550.38+550.34

ОТКЛИК НИЖНЕЙ И ВЕРХНЕЙ ИОНОСФЕРЫ ПОСЛЕ ИЗВЕРЖЕНИЯ ВУЛКАНА ШИВЕЛУЧ 10.04.2023 г.

© 2024 г. С. А. Рябова^{1,2,*}, С. Л. Шалимов¹

¹Институт физики Земли им. О. Ю. Шмидта РАН (ИФЗ РАН),
Москва, Россия

²Институт динамики геосфер им. акад. М. А. Садовского РАН (ИДГ РАН), Москва, Россия
*e-mail: ryabovasa@mail.ru

Поступила в редакцию 16.07.2023 г.

После доработки 09.08.2023 г.

Принята к публикации 28.09.2023 г.

На основе данных наземных магнитометров и GPS-радиопросвечивания ионосферы проанализированы возмущения в нижней ионосфере и в области максимума ионосферного F_2 -слоя в период извержения вулкана Шивелуч в апреле 2023 г. В качестве характеристик отклика ионосферы на это событие изучены вариации геомагнитного поля на станциях, расположенных на расстояниях 455 км (Паратунка) и 752 км (Магадан) от вулкана, а также полного электронного содержания ионосферы. Анализ результатов измерений показал, что воздействие на ионосферу осуществляется посредством сейсмических волн Рэлея и атмосферных акустико-гравитационных волн, генерируемых вулканическими эксплозиями. По амплитуде ионосферного сигнала в полном электронном содержании оценена энергия нескольких эксплозий.

DOI: 10.31857/S0016794024010114, EDN: GPTNZW

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследования высокоэнергетических наземных источников, к числу которых наряду с землетрясениями, в частности, можно отнести вулканические извержения, представляют интерес не только из-за их влияния на среду обитания человека, но и как примеры сильных воздействий на внешние геосферы, последствия которых позволяют делать выводы о механизмах этих воздействий [Адушкин и Спивак, 2021].

В последнее время ионосферный отклик на подобные события изучают посредством глобальных навигационных спутниковых систем (ГНСС), измеряя вариации полного электронного содержания (Total Electron Content, TEC), основной вклад в которые обусловлен максимумом ионизации в верхней ионосфере (F -слой) (см., например, [Куницын и др., 2011; Соловьева и др., 2022; Dautermann et al., 2009; Heki, 2006; Shults et al., 2016; Nakashima et al., 2016]). При этом в немногочисленных до недавнего времени (до извержения вулкана Хунга в 2022 г.) исследованиях, использующих указанный метод измерений для регистрации ионосферного отклика

именно после вулканических извержений, как правило, сообщали об обнаружении квазипериодических колебаний TEC спустя 10–15 мин после события в диапазоне частот акустических волн (так называемый акустический резонанс). В одной из работ [Dautermann et al., 2009] сообщалось о регистрации возмущений с периодами атмосферных внутренних волн в дополнение к акустическим. В единственной работе [Heki, 2006] после извержения было зарегистрировано возмущение TEC в виде N -волны, т.е. приход на ионосферные высоты ударной волны. Однако остались практически не изученными следующие вопросы: насколько тип ионосферного отклика зависит от типа извержения и его энергии, как использовать отклик для определения энергии события и можно ли найти ионосферный отклик не только в верхней, но и в нижней ионосфере.

В настоящей работе сделана попытка ответить на часть указанных вопросов, используя измерения отклика ионосферы в период достаточно сильного извержения вулкана Шивелуч. В частности, посредством наземных магнитомет-

тров и спутников GPS были зарегистрированы вариации геомагнитного поля и ТЕС, которые позволили установить, что воздействие на ионосферу осуществляется посредством сейсмических волн Рэлея и атмосферных акустико-гравитационных волн, генерируемых в моменты эксплозий.

2. ОПИСАНИЕ СОБЫТИЯ И ГЕОМАГНИТНОЙ ОБСТАНОВКИ

Шивелуч – один из наиболее крупных вулканов Камчатки. Он включает три основных структуры: вулкан Старый Шивелуч, древнюю кальдеру и активный вулкан – Молодой Шивелуч. Высота лавового купола Молодого Шивелуча – 2500 м. Вулкан расположен на пересечении Курило-Камчатской и Алеутской островных дуг на расстоянии 50 км от поселка Ключи Усть-Камчатского района и 450 км от Петропавловска-Камчатского.

Мощное эксплозивное извержение вулкана Шивелуч произошло 10 апреля 2023 г. В ходе эксплозивной активности бо́льшая часть постройки активного купола вулкана Шивелуч оказалась разрушена, вследствие чего образовался кратер диаметром более 1 км. Отметим, что рост активности вулкана Шивелуч отмечался на протяжении предыдущих нескольких месяцев: наблюдались сход лавин с лавового купола, сильная фумарольная активность, рост температуры тепловой аномалии в районе купола вулкана.

По данным Института вулканологии и сейсмологии Дальневосточного отделения Российской академии наук (ИВС ДВО РАН), в сейсмических записях было зарегистрировано усиление активности вулкана Шивелуч около 00:54 LT 11 апреля 2023 г. (12:54 UT 10 апреля 2023 г.) (<https://iz.ru/1496490/2023-04-11/na-kamchatke-slyshny-raskaty-ot-izverzeniia-vulkana-shiveluch>). Согласно данным токийского консультационного центра по вулканическим пеплам, столб пепла поднялся на высоту 15.8 км над уровнем моря в 01:10 LT 11 апреля 2023 г. (13:10 UT 10 апреля 2023 г.) и дрейфовал на северо-запад (https://ds.data.jma.go.jp/svd/vaac/data/vaac_list.html). К 01:58 LT 11 апреля 2023 г. (13:58 UT 10 апреля 2023 г.) шлейф распространился на площадь 75 • 100 км. По данным ИВС ДВО РАН (<http://www.kscnet.ru/ivs/>), в 20:30 UT облако достигло 200 км в длину и 76 км в ширину и распространялось на высотах 6–12 км над уровнем моря. В 23:50 UT облако пепла длиной 400 км и шириной 250 км распространялось на высотах 5–20 км над уровнем моря. Видеонаблюдение за вулканом долгое время было затруднено из-за непогоды

(<https://volcano.si.edu/showreport.cfm?vvar=GVP.WVAR20230405-300270>). По спутниковым данным максимальная высота пепловых выбросов ~20 км над уровнем моря зафиксирована 10 апреля 2023 г. в 20:30 UT (08:30 LT 11 апреля 2023 г.). Примерно с 11:00 LT 11 апреля 2023 г. (23:00 UT 10 апреля 2023 г.) наблюдалось снижение вулканической активности (<http://www.kscnet.ru/ivs/kvert/index?lang=en>).

На картах, построенных по данным приборов IASI KA MetOp-B и CriS KA NOAA-20, в районе распространения пеплового облака наблюдалось повышенное содержание диоксида серы (SO₂) (<https://www.meteorf.gov.ru/press/news/32412/>). В частности, по спутниковым снимкам, полученным в 1:43 UT 11 апреля 2023 г., было определено в шлейфе содержание диоксида серы около 0.2 Мт. Кроме того, по данным КА Himawari-8 фиксировалось повышенное содержание водного раствора серной кислоты (H₂SO₄) [https://dvrcpod.ru/News.php?id_new=46639].

По сейсмическим данным Камчатской вулканической станции 10 апреля 2023 г. с 12:54 до 21:10 UT регистрировались сейсмические события, сопровождавшие пароксизмальную фазу извержения вулкана (<http://volkstat.ru/>). Значительные импульсы активности произошли примерно в 14:00, 15:20 UT, а затем около 18:00 UT началась более сильная фаза. В 17:44, 18:46, 19:14 UT произошли поверхностные события, возможно, сопровождавшие пепловые выбросы до 18 500–20 000 м ± 4770–5220 м над уровнем моря и/или сход пирокластических потоков.

В близлежащих населенных пунктах Усть-Камчатского района (Ключи, Майское и Козыревский) наблюдались пеплопады. В частности, в 18:30 UT пеплопад начался в поселке Ключи (45 км к юго-западу от места извержения вулкана), и примерно в 19:00 UT большой столб черного пепла перекрыл дневной свет. Именно в поселке Ключи выпала основная масса пепла. Примерно в 21:30 UT шлейф достиг пос. Козыревский (112 км к юго-западу от места извержения вулкана). Были видны почти постоянные удары молний в шлейфе, и примерно до 22:00 UT были слышны звуки, похожие на раскаты грома. Небо над пос. Козыревский посветлело примерно в 22:30 UT. В некоторых районах Камчатки толщина слоя выпавшего пепла составила более 6 см, в частности в пос. Ключи выпало 8.5 см пепла (<https://volcano.si.edu/showreport.cfm?vvar=GVP.WVAR20230405-300270>). Выпадение такого значительного количества пепла здесь регистрировалось в 1964 г. (<https://meteojournal.ru/izverzhenie-vulkana-shiveluch-na-kamchatke/>).

На первом этапе выполнения настоящих исследований были проанализированы сейсмическая активность (землетрясения) и геомагнитная обстановка в период, включающий время извержения вулкана Шивелуч.

Анализ данных каталога землетрясений Геологической службы США (<https://www.earthquake.usgs.gov>) показал, что в период с 00:00 UT 10 апреля 2023 г. по 01:00 11 апреля 2023 г. не было зарегистрировано ни одного землетрясения магнитудой ≥ 6.0 . Наблюдалось всего два землетрясения магнитудой > 5.2 и шесть магнитудами ≥ 5.0 и < 5.5 . Все события зарегистрированы на значительном расстоянии от вулкана Шивелуч и пунктов наблюдений (более 6000 км). Непосредственно вблизи вулкана (482 км) было зарегистрировано землетрясение магнитудой 4.0. Удаленные и достаточно слабые землетрясения не могут вызывать значительные вариации в магнитном поле Земли и в полном электронном содержании. В используемых нами данных отклик на землетрясения также не отражался.

Анализ временных вариаций планетарных индексов Kp и ap (<http://www.isgi.unistra.fr>) и локального (Паратунка) индекса $K(PEТ)$ (<http://www.ikir.ru>) показал, что в период до и после извержений вулкана 10 апреля 2023 г. магнитное поле было умеренно возмущено ($Kp = 3_+$, $ap = 9$ нТл, $K(PEТ) = 3$). Кроме того, был проведен сравнительный анализ вариаций Bz -компоненты межпланетного магнитного поля (<https://www.swpc.noaa.gov/products/>) и компоненты магнитного поля, зарегистрированных на близких к месту извержения вулкана станциях Паратунка и Магадан. В ходе визуально-сопоставительного анализа и оценки вейвлет-когерентности [Grinstead et al., 2004; Maraun and Kurths, 2004] нами было получено, что в период землетрясений записи геомагнитных вариаций искажены вариациями магнитного поля, вызванными источниками солнечного происхождения, за исключением восточной горизонтальной компоненты магнитного поля. Такой вывод вполне соответствует данным, полученным при измерениях в низких широтах [Kelley, 1989].

3. ИСХОДНЫЕ ДАННЫЕ И МЕТОДЫ

Во-первых, в ходе настоящих исследований привлекались данные регистрации восточной компоненты геомагнитного поля, выполненной на относительно близких к вулкану Шивелуч станциях Паратунка и Магадан Института космических исследований и распространения радиоволн Дальневосточного отделения Российской академии наук. Ближайшая ст. Пара-

тунка (52.971° N; 158.248° E) расположена на расстоянии 455 км от вулкана Шивелуч, ст. Магадан (60.051° N; 150.728° E) расположена на расстоянии 725 км.

Использовались данные инструментальных наблюдений за вариациями геомагнитного поля с дискретизацией 1 мин, представленные на сайте Международной сети INTERMAGNET (<https://www.intermagnet.org>). Исследование возмущений геомагнитного поля посредством магнитометров позволяет, в частности, выделять вариации ионосферного тока на высотах нижней ионосферы около 100 км (E-слой), где расположен наиболее высокопроводящий слой ионосферной плазмы.

Во-вторых, для исследования отклика верхней ионосферы на извержение вулкана Шивелуч использовалось радиопросвечивание ионосферы сигналами ГНСС, позволяющее регистрировать вариации ТЕС ионосферы вдоль луча спутник – приемник. Основным вклад в ТЕС вносит F-область ионосферы, где расположен максимум электронной концентрации. Использовались данные, полученные в базовом пункте Петропавловск (pett). Для шести эпизодов повышенной активности вулкана Шивелуч 10 апреля 2023 г. отбирались данные спутников, наиболее близких (в радиусе 500 км) к месторасположению вулкана.

В качестве основного метода исследования геомагнитных вариаций был выбран вейвлет-анализ, показавший, в частности, свою эффективность при анализе геомагнитных вариаций [Adhikari et al., 2017; Riabova, 2022]. Вейвлет-анализ позволяет выявить временные свойства изучаемого сигнала, а также позволяет получить информацию о том, в какой момент времени появились те или иные компоненты сигнала [Meyer, 1993]. В настоящей работе использовалось непрерывное вейвлет-преобразование [Torrence and Compo, 1998], а в качестве базисного вейвлета использовался вейвлет Морле [Grossmann and Morlet, 1984]. Представление результатов вейвлет-преобразования оформлено в виде скалограмм (локальный спектр энергии) с учетом “краевых” эффектов (конус влияния) [Riabova, 2018].

4. ГЕОМАГНИТНЫЙ ОТКЛИК

Как показывает анализ временных вариаций геомагнитного поля, в период исследуемого нами извержения в вариациях геомагнитного поля проявляются квазипериодические колебания. Важно отметить, что при визуальном осмо-

тре данных выделение аномалий, сопутствующих землетрясению, во временных вариациях магнитного поля Земли затруднено, даже в вариациях восточной горизонтальной компоненты магнитного поля, наименее подверженной влиянию солнечной активности, нельзя четко выделить аномалии, сопровождающие вулканическую активность.

В целях поиска геомагнитных вариаций, связанных с сейсмическими событиями, и получения информации об их частотном составе в настоящей работе выполнялся спектральный анализ на основе вейвлет-преобразования.

Скалограммы восточной горизонтальной V_x составляющей геомагнитного поля на ближайшей ст. Паратунка после извержений Шивелуч 10 апреля 2023 г. приведены на рис. 1, где в виде двух отдельных скалограмм приведен период за

~ 1 ч до и ~ 4 ч после первого начала вулканической активности Шивелуча (рис. 1а), а также приблизительно за ~ 1 ч до и ~ 4 ч после повторной (более мощной) активизации Шивелуча (рис. 1б). Как видно из рис. 1, скалограммы геомагнитных вариаций характеризуются рядом спектральных гармоник. Всего на скалограммах присутствуют 12 аномалий. Первая аномалия 1 с периодом ~ 3 –5 мин появляется спустя ~ 8 мин после начала активности вулкана Шивелуч, а примерно через 7–8 мин после значительных импульсов активности, произошедших приблизительно в 14:00 и 15:20 UT, наблюдаются аномалии 2 и 3 с периодами ~ 3.5 –6.0 мин и ~ 4 –8 мин соответственно. Спустя примерно 40 мин после начала активности вулкана Шивелуч возникают колебания (4) с периодом ~ 12 –23 мин. В скалограмме, представленной на рис. 1, присутствуют

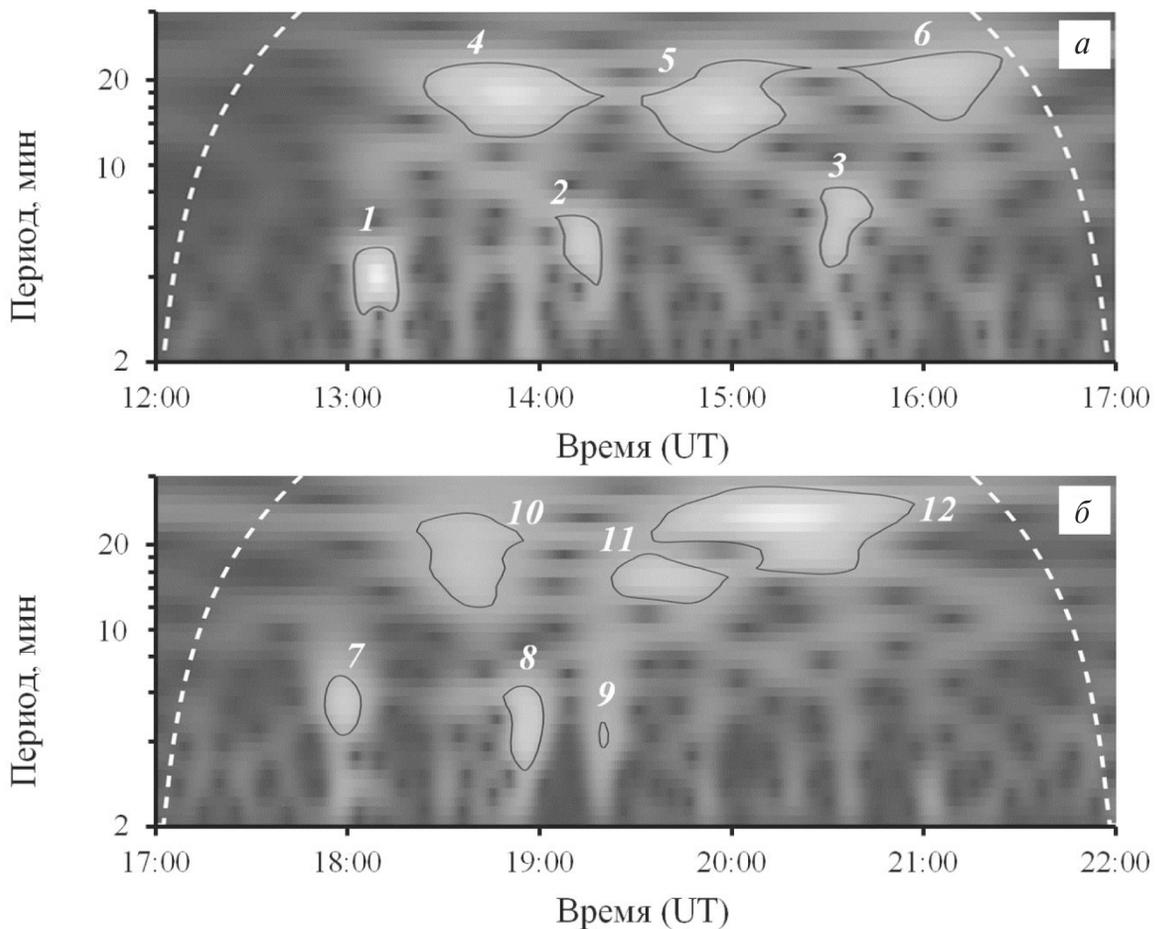


Рис. 1. Скалограммы геомагнитных вариаций на ст. Паратунка в период шести эпизодов повышенной активности вулкана Шивелуч с 12:00 UT по 17:00 UT 10 апреля 2023 г. (с 00 LT по 5 LT 11 апреля 2023 г.) (а) и с 17:00 UT по 22:00 UT 10 апреля 2023 г. (с 5 LT по 10 LT 11 апреля 2023 г.) (б); белые штриховые линии — конус влияния.

еще две аномалии (5 и 6), возникающие примерно через 30–40 мин после значительных импульсов активности, наблюдавшихся примерно в 14:00 и 15:20 UT. Периоды этих колебаний составляют ~10–24 и ~14–25 мин. После повторной (более мощной) вулканической активности Шивелуча также в скалограмме идентифицируются шесть аномалий. Как видно из рис. 1, аномалия 7 с периодом ~4–7 мин появляется спустя ~8 мин после начала повторной активности вулкана Шивелуч, а примерно через 7–8 мин после поверхностных событий примерно в 18:46 и 19:14 UT, возможно, сопровождавших пепловые выбросы, наблюдаются аномалии 8 и 9 с периодами ~3–6 мин и ~3.5–4.5 мин соответственно. Спустя примерно 30–40 мин после начала повторной активности вулкана Шивелуч возникают колебания (10) с периодом ~12–26 мин. Кроме того, поверхностные события примерно в 18:46 и 19:14 UT также вызывают аномалии в геомагнитном поле (аномалия 11 с периодом 12–20 мин и аномалия 12 с периодом 15–33 мин), которые возникают примерно через 30–40 мин после соответствующего события.

Практически такая же картина наблюдается в скалограмме (рис. 2), вычисленной по данным более удаленной ст. Магадан. В геомагнитных вариациях на ст. Магадан возникают аномалии через ~9–10 мин после шести эпизодов повышенной активности вулкана Шивелуч в 12:54, 14:00, 15:20, 17:44, 18:46, 19:14 UT. Соответствующие аномалии имеют следующие периоды: ано-

малия 1 – 3.5–6.0 мин, аномалия 2 – 2.5–4.5 мин, аномалия 3 – 3.5–6.0 мин, аномалия 4 – 3–5 мин, аномалия 5 – 3.5–5.0 мин, аномалия 6 – 3–4 мин. Также в скалограмме, представленной на рис. 2, присутствуют аномалии, возникающие примерно через 40–50 мин после шести эпизодов повышенной активности вулкана Шивелуч 10 апреля 2023 г. Соответствующие аномалии имеют следующие периоды: аномалия 7 – 38–50 мин, аномалия 8 – 27–39 мин, аномалия 9 – 25–40 мин, аномалия 10 – 29–37 мин, аномалия 11 – 20–39 мин, аномалия 12 – 36–52 мин.

5. ВАРИАЦИИ ПОЛНОГО ЭЛЕКТРОННОГО СОДЕРЖАНИЯ ИОНОСФЕРЫ

В настоящей работе для анализа отклика верхней ионосферы использовались данные спутников GPS, позволяющие определять вариации полного электронного содержания ионосферы (ТЕС), количественно измеряемого в единицах TECU (TEC Units, TECU, 1 TECU = 10^{16} электрон/см²).

Вариации ТЕС с периодами от нескольких минут до первых десятков минут, наблюдаемые несколькими навигационными спутниками, ионосферные проекции трасс которых расположены в ближней зоне, могут быть обусловлены как процессами при извержении вулкана, так и другими причинами, например, возмущенным состоянием геомагнитного поля, солнечной активностью. Для снижения влияния упомянутых

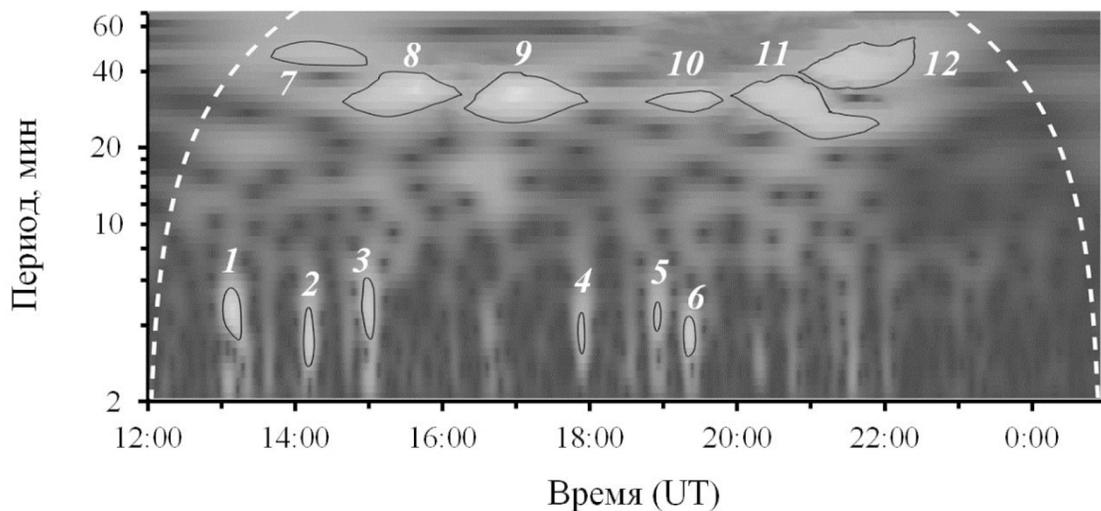


Рис. 2. Скалограммы геомагнитных вариаций на ст. Магадан в период шести эпизодов повышенной активности вулкана Шивелуч с 12.00 UT 10 апреля 2023 г. по 01.00 UT 11 апреля 2023 г. (с 0 LT по 13 LT 11 апреля 2023 г.); белые штриховые линии – конус влияния.

факторов и исследования ионосферного отклика только в акустическом диапазоне была применена полосовая фильтрация Баттерворта 7-го порядка.

По станции *rett* из 32 спутников GPS были выделены те спутники, которые вблизи рассматриваемой эксплозии (от 5 мин до и 15 мин после события) находились на расстоянии менее 400 км. На рис. 3 приведены проекции трасс спутников на ионосферу, данные которых использованы в настоящем анализе. На траекториях указано время пролета, кружком обозначен максимум амплитуды сигнала после эксплозивного события. В качестве примера на рис. 4 представлены результаты фильтрации вариаций ТЕС в диапазоне 61–1000 с для первых трех эксплозий, рассматриваемых в работе. Как видно из данных, представленных на рис. 4, в первые 10–15 мин после эксплозивного события наблюдается характерный для ударных волн сигнал в виде *N*-волны, состоя-

щей из фазы сжатия и фазы разрежения, каждая из которых содержит разрыв (ударный фронт) [Ландау и Лифшиц, 1986]. Такой отклик является следствием нелинейных эффектов распространения сигнала от импульсного источника большой мощности в атмосфере (см. например, [Павлов, 1986]). При этом площадь под положительной фазой *N*-волны равна площади под отрицательной. Поскольку на высотах *F*-области масштабы неоднородности атмосферы, ионосферы и акустического импульса — одного порядка, возможна лишь приблизительная оценка параметров акустического импульса.

6. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Сейсмические события, сопровождаемые при извержении вулкана пепловыми выбросами, свидетельствуют об импульсном выделении энергии. В этом случае вулкан можно уподобить точечному импульсному источнику (как земле-

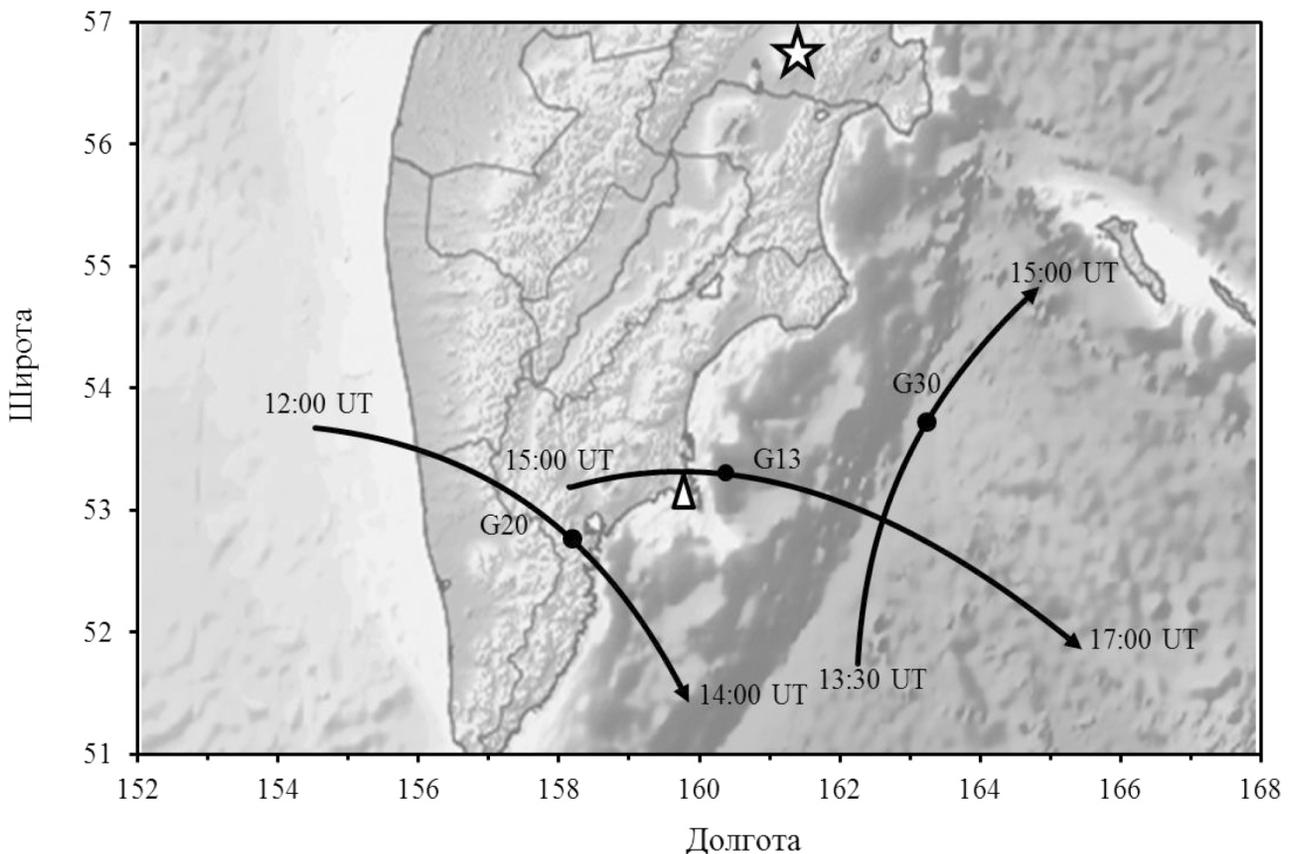


Рис. 3. Географическая карта с проекциями траекторий GPS-спутников для приемной станции *rett* (местоположение станции обозначено треугольником). Направление проекции трассы обозначено стрелкой с указанием времени начала и окончания (UT = LT – 12). Максимум вариаций ТЕС для каждой проекции траектории обозначен кружком. Местоположение вулкана Шивелуч обозначено звездой.

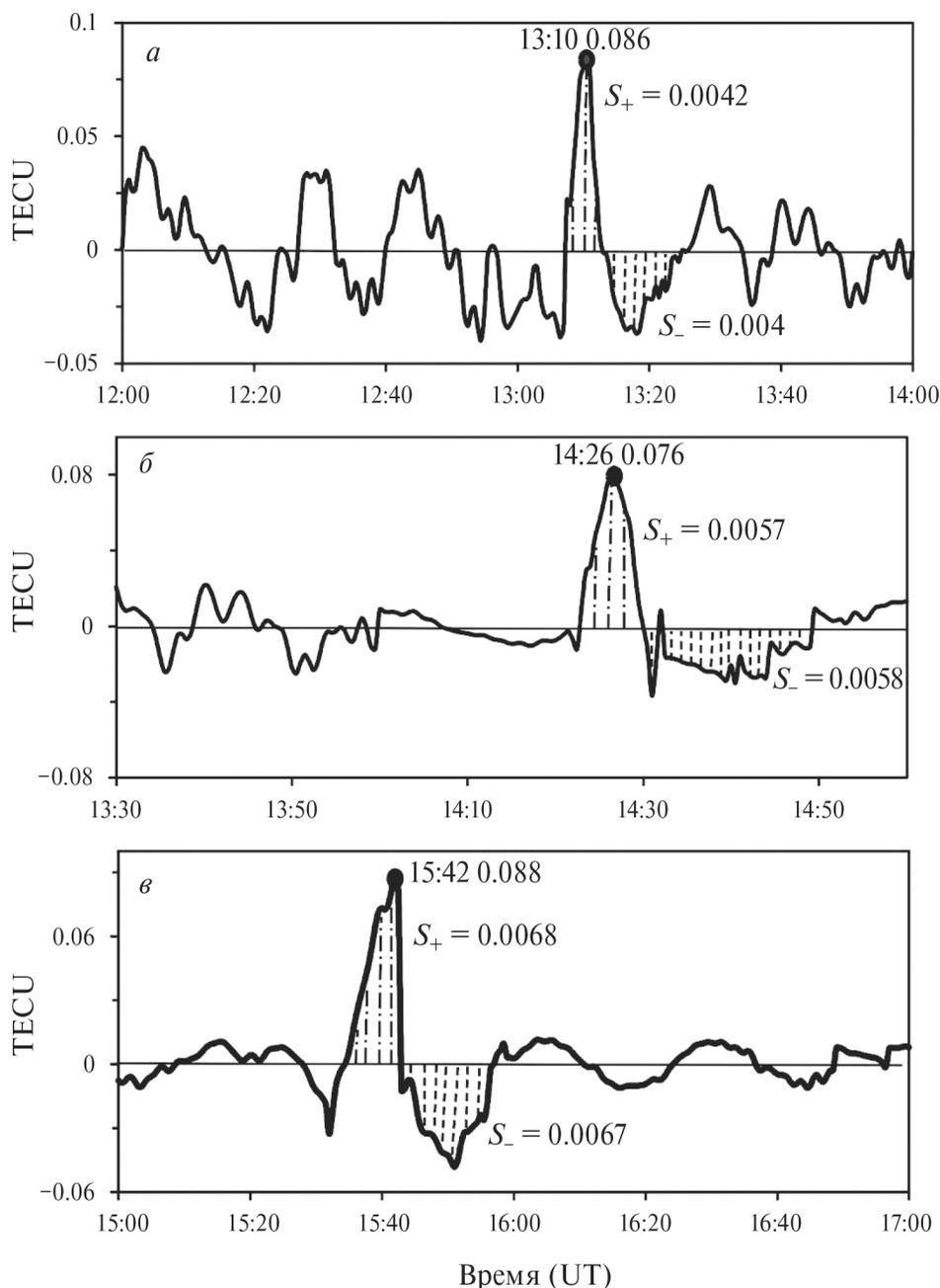


Рис. 4. Фильтрованные сигналы ТЕС и вычисления площадей фазы сжатия (штрихпунктир) и разрежения (штриховка): по паре “станция – спутник” pett-G20 за интервал 12:00–14:00 UT 10 апреля 2023 г. (00:00–02:00 LT 11 апреля 2023 г.) (*a*), pett-G30 за интервал 13:30–15:00 UT 10 апреля 2023 г. (01:30–03:00 LT 11 апреля 2023 г.) (*б*), pett-G13 за интервал 15:00–17:00 UT 10 апреля 2023 г. (03:00–05:00 LT 11 апреля 2023 г.) (*в*); точка — максимальная величина фильтрованного сигнала на рассматриваемом интервале.

трясение), в результате действия которого можно ожидать генерации акустико-гравитационных волн (АГВ). В частности, сейсмические события являются источником сейсмических поверхностных волн Рэлея, которые, как известно,

способны генерировать акустические волны, распространяющиеся на ионосферные высоты (см., например, [Шалимов, 2018]).

Рассмотрим сначала появление АГВ-сигналов в нижней ионосфере, отклик на которые может быть

зарегистрирован магнитометрами (см. например, [Куницын и Шалимов, 2011]). Как было отмечено при описании геомагнитных откликов (см. рис. 1 и 2), их можно разделить на две группы: первая группа сигналов после активизации источника приходит в ионосферу над станциями заметно быстрее второй. Расстояния от действующего вулкана до станций Паратунка (425 км) и Магадан (725 км) таковы, что систематическая регистрация сигналов первой группы в подионосферной точке с периодами 3–5 мин через 7–8 мин (на ст. Паратунка) и через 9–10 мин (на ст. Магадан) после активизаций вулкана в 12:54, 14:00, 15:20, 17:44, 18:46, 19:14 UT вполне соответствует приходу сейсмической волны Рэлея на станцию.

Вторая группа регистрируемых сигналов имеет в основном периоды 10–20 мин (на ст. Паратунка) и 25–35 мин (на ст. Магадан) и появляется через 30–40 мин и 40–50 мин на ст. Паратунка и Магадан соответственно. Диапазон периодов соответствует атмосферным внутренним волнам, источником которых в данном случае могут быть пепловые эксплозии. Этим же волнам соответствуют скорости распространения сигналов в диапазоне 150–300 м/с. Наконец, можно оценить предполагаемые периоды сигналов, если считать их обусловленными внутренними волнами. Действительно, используя для оценок формулу $T = T_g L / h$, где T_g – период Брента – Вайсяля, L , h – расстояние от источника и высота регистрации сигнала, и подставляя $L = 450$ км, $h = 110$ км, находим $T \approx 20.5$ мин для сигналов на ст. Паратунка и $T \approx 33$ мин – на ст. Магадан при $L = 725$ км, что соответствует периодам, показанным на скалограммах (см. рис. 1 и 2).

Рассмотрим теперь возмущения, зарегистрированные при радиопросвечивании посредством GPS. Как видно из рис. 4, возмущения плотности плазмы в F -области в ближней зоне после трех первых активизаций вулкана в 12:54, 14:00, 15:20 UT имеют форму N -волны (аналогично и после остальных трех), т.е. речь идет о приходе ударной волны после эксплозий. Время прихода импульса соответствует интервалу 10–17 мин после события, т.е. времени распространения акустического импульса до F -области. Важно, что форма импульса демонстрирует равенство площадей под положительной и отрицательной фазами, т.е. характерную особенность ударной волны [Ландау и Лифшиц, 1986].

Зная амплитуду импульса, можно оценить энергию землетрясения. Для ее грубой оценки воспользуемся скейлингом, который следует из сопоставления с источниками известной энер-

гии. После землетрясения в Тохоку с энергией $6.24 \cdot 10^{17}$ Дж вариации ТЕС достигали 3 ТЕСУ [Куницын и др., 2011]. Поскольку энергия волны пропорциональна квадрату амплитуды, то для наблюдаемых после событий всплесков амплитуд вариаций порядка 0.09; 0.08; 0.09 ТЕСУ получим приблизительные оценки величин поверхностной энергии $5.6 \cdot 10^{14}$, $4.4 \cdot 10^{14}$, $5.6 \cdot 10^{14}$ Дж соответственно.

Таким образом, на основе данных наземных магнитометров и GPS- радиопросвечивания ионосферы проанализированы возмущения в нижней ионосфере и в области максимума ионосферного $F2$ -слоя в период извержения вулкана Шивелуч в апреле 2023 г. В качестве характеристик отклика ионосферы на это событие изучены вариации магнитного поля и полного электронного содержания ионосферы. Анализ результатов измерений показал, что воздействие на ионосферу осуществляется посредством сейсмических волн Рэлея и атмосферных акустико-гравитационных волн, генерируемых вулканической активностью. Этот вывод основан на повторяемости картины ионосферных возмущений после каждой из шести вулканических эксплозий. По амплитуде ионосферного сигнала в полном электронном содержании оценена энергия нескольких вулканических эксплозий.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 22-27-00182).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Адушкин В.В., Спивак А.А. Воздействие экстремальных природных событий на геофизические поля в среде обитания // Физика Земли. № 5. С. 6–16. 2021.
- Куницын В.Е., Шалимов С.Л. Ультранизкочастотные вариации магнитного поля при распространении в ионосфере акустико-гравитационных волн // Вестник МГУ. Сер. 3. Физика. Астрономия. № 5. С. 75–78. 2011.
- Куницын В.Е., Нестеров И.А., Шалимов С.Л. Мегаземлетрясение в Японии 11 марта 2011 г.: регистрация ионосферных возмущений по данным GPS // Письма в ЖЭТФ. Т. 94. № 8. С. 657–661. 2011.
- Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Т. 6. Гидродинамика. М.: Наука. 1986.
- Павлов В.А. Акустический импульс над эпицентром землетрясения // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 26. № 5. С. 807–815. 1986.
- Соловьева М.С., Падохин А.М., Шалимов С.Л. Мегаизвержение вулкана Хунга 15 января 2022 г.: регистрация ионосферных возмущений посредством СДВ

- и ГНСС радиопросвечивания // Письма в ЖЭТФ. Т. 116. № 11. С. 816–822. 2022.
- Шалимов С.Л. Атмосферные волны в плазме ионосферы. М.: ИФЗ РАН, 390 с. 2018.
- Adhikari B., Khatiwada R., Chapagain N.P. Analysis of geomagnetic storms using wavelet transforms // Journal of Nepal Physical Society. V. 4. № 1. P. 119–124. 2017.
- Dautermann T., Calais E., Mattioli G.S. Global Positioning System detection and energy estimation of the ionospheric wave caused by the 13 July 2003 explosion of the Soufriere Hills Volcano, Montserrat // J.-Geophys. —Sol. Ea. V. 114. N B02. 2009.
DOI: 10.1029/2008JB005722
- Grinsted A., Moor J.C., Jevrejeva S. Application of the cross wavelet transform and wavelet coherence to geophysical timeseries // Nonlinear Proc. Geoph. V. 11. P. 561–566. 2004.
- Grossmann A., Morlet J. Decomposition of Hardy functions into square integrable wavelets of constant shape // SIAM J. Math. Anal. V. 15. № 4. P. 723–736. 1984.
- Heki K. Explosion energy of the 2004 eruption of the Asama Volcano, central Japan, inferred from ionospheric disturbances // Geophys. Res. Lett. V. 33. N L14303. 2006.
DOI: 10.1029/2006GL026249
- Kelley M.C. The Earth's ionosphere: Plasma physics and electrodynamics. San Diego, California: Academic Press, Inc. 487 p. 1989.
- Maraun D., Kurths J. Cross wavelet analysis: significance testing and pitfalls // Nonlinear Proc. Geoph. V. 11. P. 505–514. 2004.
- Meyer Y. Wavelets: Algorithms and applications. Philadelphia: Society for Industrial and Applied Mathematics, 134 p. 1993.
- Nakashima Y., Heki K., Takeo A., Cahyadi M.N., Aditiya A., Yoshizawa K. Atmospheric resonant oscillations by the 2014 eruption of the Kelud volcano, Indonesia, observed with the ionospheric total electron contents and seismic signals // Earth Planet. Sc. Lett. V. 434. P. 112–116. 2016.
- Riabova S.A. Application of wavelet analysis to the analysis of geomagnetic field variations // J. Phys. Conf. Ser. V. 1141. 2018.
DOI: 10.1088/1742-6596/1141/1/012146
- Riabova S.A. Study of the multifractality of geomagnetic variations at the Belsk Observatory // Dokl. Earth Sci. V. 507. № 2. P. 299–303. 2022.
DOI: 0.1134/S1028334X22700489.
- Shults K., Astafyeva E., Adourian S. Ionospheric detection and localization of volcano eruptions on the example of the April 2015 Calbuco events // J. Geophys. Res. — Space. V. 121. № 10. P. 10,303–10,315. 2016.
DOI: 10.1002/2016JA023382
- Torrence C., Compo G.P. A practical guide to wavelet analysis // B. Am. Meteorol. Soc. V. 79. P. 605–618. 1998.

Response of the lower and upper ionosphere after the eruption of Shiveluch volcano on april 10, 2023

S. A. Riabova^{1,2,*}, S. L. Shalimov¹

¹ Schmidt Institute of Physics of the Earth of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

²Sadovsky Institute of Geosphere Dynamics of Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

*e-mail: ryabovasa@mail.ru

The disturbances in the lower ionosphere and in the region of the maximum of the ionospheric *F2* layer during the Shiveluch volcanic eruption in April 2023 are analyzed based on data from ground-based magnetometers and GPS radio sounding of the ionosphere. The magnetic stations were located at distances of 455 km (Paratunka) and 752 km (Magadan) from the volcano. The variations in the magnetic field and total electron content of the ionosphere were studied as characteristics of the ionospheric response to this event. An analysis of the measurements showed that the impact on the ionosphere is carried out by seismic Rayleigh waves and atmospheric acoustic-gravity waves generated by volcanic explosions. The energy of several explosions was estimated from the amplitude of the ionospheric signal in the total electron content.

Keywords: explosion, Rayleigh wave, atmospheric acoustic-gravity waves, geomagnetic variations, total electron content.

УДК 53.092; 550.35; 533.15

ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАДЕРЖАННОГО ПАМПИНГ-ЭФФЕКТА В ПОДЗЕМНОЙ ЛАБОРАТОРИИ МЕТОДОМ КОРРЕЛЯЦИОННОГО АНАЛИЗА КОНЦЕНТРАЦИЙ РАДОНА И АЭРОИОНОВ

© 2024 г. Л. Б. Безруков^{1,*}, И. С. Карпиков¹, В. В. Казалов¹, А. К. Межох¹, С. В. Ингерман¹,
В. В. Синёв^{1,2,**}, Н. Ю. Агафонова¹, Е. А. Добрынина¹, Р. И. Еникеев¹, И. Р. Шакирьянова¹,
В. Ф. Якушев¹, Ю. Н. Ерошенко^{1,***}, Н. А. Филимонова^{1,3}

¹Институт ядерных исследований РАН (ИЯИ РАН), Москва, Россия

²Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ” (НИЯУ МИФИ), Москва, Россия

³Московский физико-технический институт — Государственный университет (МФТИ ГУ), Долгопрудный, Россия

* e-mail: bezrukov@inr.ac.ru

**e-mail: vsinev@inr.ru

***e-mail: eroshenko@inr.ac.ru

Поступила в редакцию 11.04.2023 г.

После доработки 09.05.2023 г.

Принята к публикации 28.09.2023 г.

Приведены результаты корреляционного анализа концентраций радона и аэроионов по данным измерений в подземной лаборатории. Для пар переменных “давление — радон” и “давление — ионы” обнаружен задержанный пампинг-эффект, аналогичный наблюдавшемуся ранее для нейтронов и гамма-квантов. Представлена простая феноменологическая модель, объясняющая полученные результаты. В рамках этой модели причина задержки заключается в постепенном накоплении радона в помещении при понижении атмосферного давления. Баланс скорости накопления радона, времени его радиоактивного распада и характерного времени вариаций давления приводит к величине эффективной задержки в 2 сут между вариациями атмосферного давления и концентрацией радона. Корреляционный анализ для переменных “давление — ионы” свидетельствует о том, что в воздухе, выносящем радон в лабораторию, уже присутствуют ионы, образовавшиеся в порах грунта. Эти ионы составляют примерно 21% от общего числа ионов в лаборатории.

DOI: 10.31857/S0016794024010121, EDN: GPQMWP

1. ВВЕДЕНИЕ

Эффект выхода газов из грунта, в том числе радона [Kovach, 1945], при понижении атмосферного давления (пампинг-эффект, или эффект барометрической от качки) был исследован во множестве работ (см. обзоры [Etiope and Martinelli, 2002; Kuang et al., 2013]). При этом чаще всего рассматривалось изменение давления и выход газов в одни и те же моменты времени.

В работе [Стенькин и др., 2017] впервые был обнаружен задержанный барометрический эффект для нейтронов, рождающихся в результате радиоактивного распада радона. В соответствии с положением экстремума корреляционной функции вариации потока нейтронов отстают от вариаций атмосферного давления примерно на

2 сут. Позже был обнаружен аналогичный эффект для гамма-квантов [Стенькин и др., 2020], однако время задержки составило примерно 1 сут. Авторы [Стенькин и др., 2020] объясняют различие времен задержки тем, что нейтроны приходят в детектор с больших глубин грунта, чем гамма-кванты.

В данной работе методом корреляционного анализа обнаружен задержанный пампинг-эффект для пар переменных “давление — радон” и “давление — ионы”. В наблюдениях использовались радиометр радона и счетчик аэроионов, расположенные в подземной лаборатории НИИЯФ МГУ (Москва). Подробности проведения экспериментов и описание модификации приборов приведены в статье [Безруков и др., 2022].

История исследования аэроионов насчитывает более ста лет и тесно связана с открытием электрона и космических лучей [Чижевский, 1989]. Как правило, изучались ионы вблизи поверхности Земли (см., например, [Warden et al., 2019]) или на различных положительных высотах. В работах Л. Б. Безрукова и его коллег начало развиваться новое перспективное направление исследования ионов в изолированных подземных полостях с использованием высокоточных термодокорректируемых счетчиков ионов [Безруков и др., 2022]. Одним из главных результатов стало измерение избытка положительных ионов над отрицательными (коэффициент униполярности). В отличие от измерений на поверхности этот избыток нельзя полностью объяснить электродным эффектом.

Обнаруженный задержанный пампинг-эффект для пар переменных “давление — радон” и “давление — ионы” с хорошей точностью объясняется эффектом постепенного накопления радона в невентилируемой подземной лаборатории. Мы показываем, что характерное время задержки можно воспроизвести в рамках простых феноменологических моделей. Эти модели используют простейшее предположение, что поток радона в лабораторию является линейной функцией атмосферного давления. При обычно имеющих место малых изменениях атмосферного давления линейная зависимость является хорошим приближением. Второй возможный механизм задержанного пампинг-эффекта, связанный с постепенным распространением волны разрежения вглубь грунта, может играть определяющую роль для нейтронов [Стенькин и др., 2020], но для радона и ионов в подземной лаборатории он вторичен и не дает заметного вклада в величину задержки пампинг-эффекта.

Выполненные в данной работе измерения положения экстремумов корреляционных функций показали, что максимум в концентрации ионов достигается примерно через 18 ч после понижения давления и тем самым опережает максимум содержания радона, наступающего через 2 сут. Дана следующая интерпретация этого результата. Ионы в подземной лаборатории могут появляться двумя путями: они образуются при распаде радона непосредственно в помещении лаборатории и попадают в лабораторию “в готовом виде” вместе с веществом, которое просачивается в лабораторию из стен. Эти “готовые” ионы ранее образовались в грунте в результате распада радона или другими путями и вместе с газом попали в помещение. Если бы ионы возникали только при распаде радона в лаборато-

рии (первый из указанных механизмов), то запаздывание ионов по сравнению с атмосферным давлением составляло бы около 2 сут (эта величина определяется автокорреляционной функцией атмосферного давления, что подробно объяснено в основном тексте). Во втором механизме запаздывания нет, так как регистрируемые легкие аэроионы — короткоживущие, и падение давления практически сразу ведет к выходу ионов в помещение. Рассчитанная нами корреляционная функция “ионы — давление” показала промежуточный вариант — запаздывание составило ≈ 18 ч, поэтому имеет место одновременное действие двух указанных процессов, а по времени запаздывания можно оценить относительный вклад этих двух механизмов. Такая оценка является одной из целей данной работы.

2. ИЗМЕРЯЕМЫЕ ВЕЛИЧИНЫ И КОРРЕЛЯЦИОННЫЕ ФУНКЦИИ

В данной работе для измерений применялись радиометр радона “Альфарад-плюс” и модифицированный счетчик аэроионов “Сапфир-3М” [Безруков и др., 2022], расположенные в подземной лаборатории НИИЯФ МГУ на Воробьевых горах в Москве. Лаборатория объемом примерно 40 м^3 находится на глубине 10 м (25 м водного эквивалента). В анализе используются данные измерений за февраль — сентябрь 2022 г. и применяются данные по атмосферному давлению, регистрируемому городской метеостанцией.

Пример измерения концентрации положительных и отрицательных ионов, а также отношения их концентраций в сравнении с атмо-

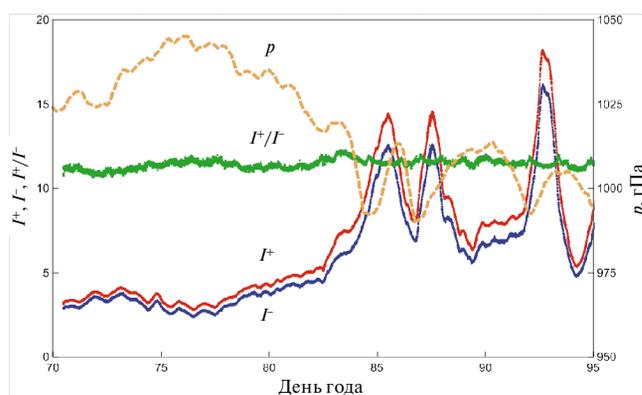


Рис. 1. Вариации концентраций положительных I^+ и отрицательных I^- ионов (в 10^3 см^{-3}), отношения их концентраций ($10 I^+/I^-$) и атмосферного давления, приведенного к уровню моря, за 12 марта — 6 апреля 2022 г. Дни отсчитываются от начала года.

сферным давлением представлен на рис. 1 для периода 12 марта — 6 апреля 2022 г. Измерения концентрации ионов производились каждые 4 с, на графике приведены данные, усредненные по интервалам 400 с. На рис. 1 хорошо видна антикорреляция хода концентраций ионов и атмосферного давления, поэтому целесообразным представляется провести корреляционный анализ всего набора данных. В нашем случае имеются данные за период февраль — сентябрь 2022 г.

Коэффициент корреляции между концентрацией ионов и атмосферным давлением:

$$K_0 = \frac{\sum_j (I_j - \bar{I})(p_j - \bar{p})}{(N-1)\sigma_I\sigma_p}, \quad (1)$$

где $\bar{I} = \sum_j I_j / N$, $\bar{p} = \sum_j p_j / N$ — средние,

$$\sigma_I = \left[\sum_j (I_j - \bar{I})^2 / (N-1) \right]^{1/2} -$$

выборочные дисперсии. В корреляционной функции сравниваемые величины берутся со сдвигом по времени:

$$K(T) = \frac{\sum_j (I(t+T) - \bar{I})(p(t) - \bar{p})}{(N-1)\sigma_I\sigma_p}, \quad (2)$$

и ясно, что $K(0) = K_0$.

Процесс измерения неизбежно сопровождается стохастическими шумами, связанными с локальными потоками воздуха, дискретностью процесса радиоактивного распада и другими факторами. Будем помечать измеряемые величины звездочками, тогда измеряемая концентрация ионов $I^* = I + i$, где предполагается, что стохастическая величина $i(t)$ не коррелирует с давлением $\langle (p(t) - \bar{p})(i(t) - \bar{i}) \rangle = 0$, поэтому дисперсия $\sigma_{I^*}^2 = \sigma_I^2 + \sigma_i^2$. Тогда измеряемая корреляционная функция связана с идеальной (которая была бы без помех) следующим образом:

$$K^*(T) = K(T) \frac{\sigma_I}{\sqrt{\sigma_I^2 + \sigma_i^2}}. \quad (3)$$

Эта функция показана на рис. 2. Отметим важное обстоятельство, что наличие случайной помехи $i(t)$ не влияет на форму корреляционной функции, включая положение экстремумов, а только изменяет ее нормировку. Причем по

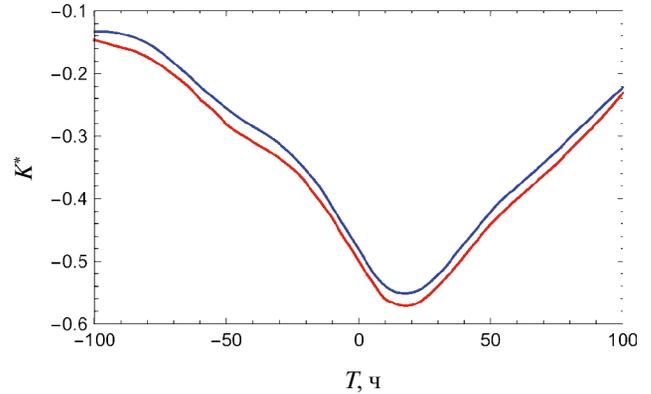


Рис. 2. Наблюдаемые корреляционные функции концентрации ионов и атмосферного давления. Верхняя кривая — отрицательные ионы, нижняя — положительные.

сдвигу величины корреляционной функции можно оценить относительный вклад помехи по сравнению с реальным сигналом, что будет сделано далее.

Измеряемые значения расположены достаточно часто, поэтому хорошим приближением, удобным для теоретического анализа, будет замена в (2) суммирования на интегрирование по времени (с соответствующей нормировкой).

3. ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ НАКОПЛЕНИЯ РАДОНА

Радон поступает в помещение лаборатории вместе с грунтовыми газами и, возможно, с водой в процессе адвекции под влиянием разности давлений в грунте и в помещении, а также благодаря диффузии. Стены лаборатории лишь частично покрыты кафельной плиткой, и на больших участках штукатурки заметно просачивание влаги, что свидетельствует о достаточной газопроницаемости стен. При понижении атмосферного давления сразу же начинается выход газов из поверхностных слоев стен и грунта. Одновременно с этим вглубь Земли начинает распространяться область пониженного давления и возникает адвекционное движение газа (пампинг-эффект). Перенос газа в пористой среде описывается законом Дарси [Etiore and Martinelli, 2002], согласно которому скорость фильтрации:

$$u = -\frac{k}{\eta} \nabla p, \quad (4)$$

где p — давление в рассматриваемой точке среды, k — проницаемость среды, η — коэффици-

ент динамической вязкости. На малом масштабе l можно заменить ∇p разностью $(p_1 - p)/l$. Похожий вид имеет и закон Пуазейля для единичного канала [Ландау и Лифшиц, 2001]:

$$Q = \frac{\pi r^2}{8\eta l} (p_1 - p), \quad (5)$$

где r — радиус канала (поры или трещины); l — его длина; p и p_1 давление соответственно в лаборатории и в грунте вдали от стен. А для газа в изотермическом процессе:

$$Q = \frac{\pi r^2}{16\eta l} \frac{p_1^2 - p^2}{p}. \quad (6)$$

Выписанные соотношения дают указание на то, что для потока радона в помещении важна разность давления в грунте и в лаборатории, хотя функциональные формы зависимости потока от разности давлений могут различаться.

Таким образом, можно сделать вывод, что для радона существуют два механизма задержанного пампинг-эффекта. Это постепенное накопление радона в помещении лаборатории при понижении атмосферного давления и постепенное распространение вглубь грунта волны разрежения, которая вызывает адвекцию газа в грунте. Далее мы покажем, что задержку по времени можно с хорошей точностью объяснить первым механизмом, а второй механизм существенной роли не играет, хотя в случае задержанного пампинг-эффекта для нейтронов он может быть определяющим [Стенькин и др., 2017].

Известно, что на поверхности Земли поток газа может иметь два направления: при уменьшении атмосферного давления ниже средней величины газ выходит из грунта, а при увеличении, наоборот, всасывается в грунт. За счет пампинг-эффекта и разбавления радона воздухом у поверхности в среднем имеет место положительный выход радона из грунта. Постоянная составляющая потока радона (средний положительный выход из стен) также должна возникать за счет диффузии и, возможно, за счет нелинейного пампинг-эффекта, исследованного в работе [Зырянов, 2013]. Подтверждением этой точки зрения может служить то, что концентрация радона в подземном помещении не спадает до нуля даже при длительном повышении атмосферного давления сверх средней величины. Расчет пампинг-эффекта в случае выхода газа на поверхность Земли был выполнен в работе [Mourzenko et al.,

2014], в которой моделировалась геологическая среда, состоящая из пор и трещин, обменивающихся газом. Поток радона через стенки длинных цилиндрических подземных тоннелей был найден численным путем в работе [Eff-Darwich et al., 2002] в рамках более простой модели. Представлял бы интерес расчет, аналогичный [Eff-Darwich et al., 2002; Mourzenko et al., 2014], но для потока через стены подземного ограниченного помещения с учетом реальной геофизической обстановки. В данной работе мы не ставим цели построения точной микроскопической модели просачивания для конкретных геологических условий в лаборатории, а рассматриваем простые феноменологические формулы для потока.

В связи с имеющимися неопределенностями в качестве основной мы выбираем модель (назовем ее “модель I”), в которой имеется постоянный поток радона в помещении подземной лаборатории, но этот поток на некотором уровне модулирован вариациями атмосферного давления. Также мы кратко рассмотрим вторую модель (“модель II”), предполагающую, что поток радона в помещении имеется лишь при уменьшении атмосферного давления ниже средней величины. При увеличении давления выше среднего в этой модели происходит обратное всасывание воздуха, однако оно практически не влияет на количество радона, поскольку имеющийся в помещении радон уже значительно разбавлен воздухом.

3.1. Модель с постоянной составляющей потока (модель I)

Если закон просачивания квадратичный, как в (6), или более сложный, то при имеющих место небольших относительных изменениях давления его можно приближенно аппроксимировать линейной зависимостью. Поэтому далее мы для оценок предположим, что поток газа из стен в единицу объема лаборатории записывается в виде:

$$Q = \alpha (p_1 - p), \quad (7)$$

где $\alpha = \text{const}$; $p_1 = \text{const}$. Функциональная зависимость (7) предполагает, что для задержанного пампинг-эффекта наиболее важно изменение давления в самой лаборатории, когда сразу происходит изменение в поступлении радона из стен, а распространение волн разрежения или сжатия вглубь грунта является менее важным эффектом.

Пусть β — масса радона в единице объема просачивающегося газа. Тогда изменение массы радона в единице объема лаборатории R описывается уравнением:

$$\frac{dR}{dt} = \frac{R}{\tau} + \alpha\beta(p_1 - p), \quad (8)$$

где $\tau = T_{1/2}/\ln 2 = 5.5$ сут. — постоянная распада ядер радона; $T_{1/2} = 3.8$ сут. — время полураспада. Предполагаем для оценки, что воздух в лаборатории полностью перемешан. Решение уравнения (8) имеет вид:

$$R(t) = R(t_1)e^{-\frac{t-t_1}{\tau}} + \alpha\beta \int_{t_1}^t e^{-\frac{t-t'}{\tau}} [p_1 - p(t')] dt', \quad (9)$$

где t_1 — момент начала наблюдений; $R(t_1) = \text{const}$ — начальная плотность радона. При $t - t_1 \gg \tau$ первым слагаемым можно пренебречь. Обозначим

$$P(t) = \int_0^\infty d\xi e^{-\xi} p(t - \tau\xi), \quad (10)$$

где верхний предел интегрирования при $t - t_1 \gg \tau$ ввиду экспоненциального подавления заменен на бесконечность. Тогда:

$$R(t) \approx \alpha\beta\tau [p_1 - P(t)]. \quad (11)$$

Значение функции $R(t)$ в момент времени t зависит от давления в более ранние моменты времени, поскольку концентрация радона определяется с учетом некоторого эффективного времени накопления радона в помещении.

Если бы функция $p(t)$ слабо менялась на интервале времени $\tau = 5.5$ сут, то мы бы имели $P(t) \approx p(t - \tau)$ (это легко получить, разложив давление в ряд до первой степени по $\Delta t'$), т.е. концентрация радона отставала бы от давления в среднем на $\tau = 5.5$ сут. Но поскольку вариации давления на самом деле происходят быстрее (см. далее рис. 5), то выход радона в прошлом в значительной мере усредняется, и основной вклад вносят вариации давления на последних примерно 2 сут. до момента измерения. Таким образом, получается, что эффективная задержка радона по сравнению с давлением составляет не $\tau = 5.5$ сут, а примерно 2 сут.

Величина 2 сут получена из измерений корреляционной функции “давление — радон”, показанной на рис. 3, где 2 сут соответствуют минимуму (максимальной антикорреляции). На том же рис. 3 показана корреляционная функция “давление — радон”, вычисленная с помощью формулы (11) с привлечением экспериментальных данных только по давлению (без данных по радону), но умноженная на нормировочный коэффициент 0.8. Мы видим, что у измеренной и

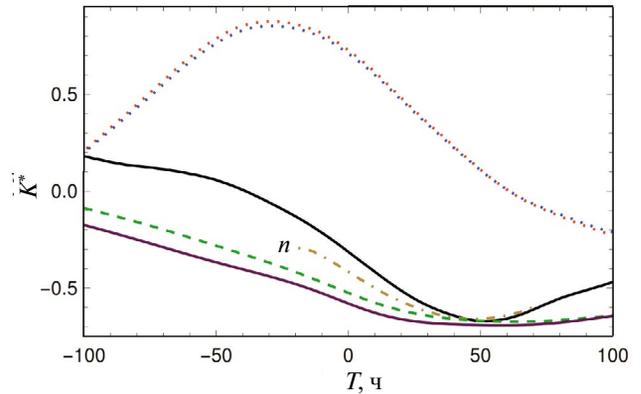


Рис. 3. Корреляционная функция давления и концентрации радона по измерениям радиометром радона Альфарад-плюс (верхняя сплошная кривая), корреляционная функция тех же величин, но полученная путем вычисления по формуле (11) с нормировочным коэффициентом 0.8 для учета шумовой помехи (штрихованная кривая). Точечная кривая с наибольшим значением в максимуме показывает корреляционную функцию положительных ионов с радонам, а вторая точечная кривая — корреляционную функцию отрицательных ионов с радонам. Штрихпунктирная кривая, помеченная символом “n”, показывает корреляционную функцию давление — нейтроны из работы [Стенькин и др., 2017]. Нижняя сплошная кривая показывает корреляционную функцию давления и радона в рамках модели II с умножением на нормировочный коэффициент 0.95.

рассчитанной корреляционных функций с хорошей точностью совпадают положения минимумов, хотя вдали от минимума простая модель измеренную кривую не воспроизводит. Возможно, это связано с циркуляцией воздуха в лаборатории или с другими процессами, учет которых выходит за рамки данной работы.

На рис. 3 показана также корреляционная функция давление — нейтроны из работы [Стенькин и др., 2017], которая также имеет минимум вблизи времени 2 сут. Это соответствует полученному нами характерному времени накопления радона, но в [Стенькин и др., 2017] указано, что нейтроны рождаются преимущественно не в помещении, а в грунте толщиной 2—3 м вокруг стен лаборатории, поэтому накопление радона должно происходить также в слоях, окружающих лабораторию.

При измерении концентрации радона также имеют место стохастические помехи, поэтому измеряемая величина $R^* = R + r$ и наличие $r(t)$ уменьшает нормировку корреляционной функции, не изменяя ее форму, аналогично формуле (3). На рис. 3 нормировочный коэффициент

выбран равным 0.8. Это означает, что помеха составляет примерно 75% величины полезного сигнала.

Интересно отметить, что уравнение (8) математически эквивалентно уравнению:

$$\frac{dq}{dt} = -\frac{q}{RC} + j(t), \quad (12)$$

описывающему процессы в простом электрическом контуре, изображенном на рис. 4 сверху. Накопление радона в помещении аналогично накоплению заряда q на конденсаторе C от источника тока $j(t)$. В модели (7) имеется постоянная составляющая потока радона. В электрической схеме это соответствует наличию постоянной компоненты тока: $j(t) = j_0 + \Delta j(t)$ с нулевым средним $\langle \Delta j(t) \rangle = 0$. Распад радона эквивалентен разряду конденсатора через резистор с сопротивлением R . Если разорвать цепь в точке A , то конденсатор разрядится за характерное время $\tau = RC$ по экспоненциальному закону. Рассматриваемая электрическая цепь имеет интегрирующие свойства, поэтому заряд конденсатора (напряжение на конденсаторе) имеет сдвиг по

фазе относительно тока на $\phi = -\arctg(v/v_0)$, где v — частота сигнала (фурье-моды), а $v_0 = 1/(RC)$. Это отставание по фазе аналогично задержанному пампинг-эффекту в подземной лаборатории.

3.2. Модель с выходом радона при низком давлении (модель II)

Во второй модели мы предполагаем, что возможно обратное всасывание воздуха в грунт, но оно не влияет на концентрацию радона в подземной лаборатории из-за его разбавления большим объемом воздуха. Поэтому только эпизоды понижения давления ниже среднего ведут к изменению количества радона в подземной полости. Таким образом, мы предполагаем, что поток радона записывается в виде:

$$Q = \alpha(p - p)\theta(p - p), \quad (13)$$

где $\theta(x)$ — тета-функция Хевисайда; $\theta(x) = 0$ при $x < 0$ и $\theta(x) = 1$ при $x \geq 0$. Уравнение вида (8), но с потоком (13) в правой части, имеет решение:

$$R(t) = \int_0^\infty d\xi e^{-\xi} [p - p(t - \tau\xi)] \times \theta[p - p(t - \tau\xi)]. \quad (14)$$

Использование решения (14) в численном расчете корреляционной функции (2) показывает (см. рис. 3), что результат для модели (13) мало отличается от результата расчета в рамках модели (7). В обоих случаях имеется максимальная антикорреляция при $T \sim 2$ сут. При других T корреляционные кривые близки между собой по форме, но во второй модели нормировочный коэффициент на 19% больше, т.е. меньше влияние случайных помех в измерениях.

Таким образом, на данном этапе на основе имеющихся данных корреляционный анализ не позволяет сделать выбор между моделью I или II, которые описываются формулами (7) и (13) соответственно. Отметим также, что обе рассматриваемые модели хорошо описывают положение экстремума корреляционной функции, но не объясняют ее форму вдали от экстремума.

В случае модели II эквивалентная электрическая схема показана на рис. 4 снизу. Здесь отсутствует постоянный поток радона, поэтому $j_0 = 0$. Радон поступает в помещение только при уменьшении давления ниже среднего давления \underline{p} , и поток радона практически нулевой при $p > \underline{p}$. Это свойство реализуется включением в схему на рис. 4 диода.

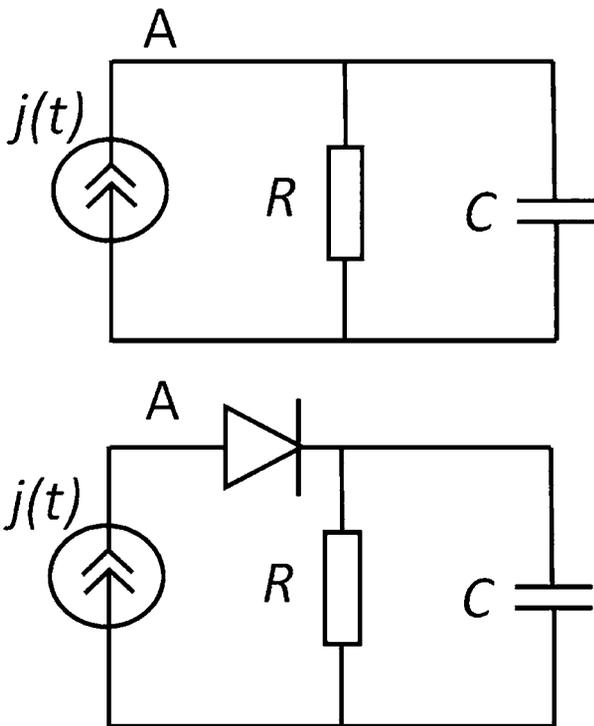


Рис. 4. Эквивалентные электрические схемы моделей (7) (сверху) и (13) (снизу).

4. КОРРЕЛЯЦИОННЫЙ АНАЛИЗ КОНЦЕНТРАЦИЙ АЭРОИОНОВ

Оставаясь в рамках модели I, предположим, что ионы в подземной лаборатории возникают двумя путями: 1-й — при распаде радона в помещении лаборатории; 2-й — ионы попадают в лабораторию “в готовом виде” вместе с веществом, которое просачивается в лабораторию из стен. Например, внутри пузырьков газа. Эти “готовые” ионы ранее образовались в грунте в результате распада радона или другими путями и вместе с газом попали в помещение. Корреляционный анализ позволяет сравнить вклад механизмов 1 и 2.

Пусть при распаде единицы массы радона образуется γ ионов. Тогда количество ионов в единице объема лаборатории изменяется согласно уравнению:

$$\frac{dI}{dt} = -\alpha_{\text{rec}} I^2 - \alpha_A I N_a + \gamma \frac{R}{\tau} + \delta \alpha [p_1 - p(t)], \quad (15)$$

где α_{rec} — коэффициент рекомбинации легких ионов; α_A — коэффициент поглощения легких ионов тяжелыми частицами (аэрозолем); N_a — количество тяжелых частиц; δ — число “готовых” ионов, содержащихся в единице объема просачивающегося в лабораторию газа. Полученные результаты примерно одинаковы для положительных и отрицательных ионов, поэтому далее знаки ионов мы не различаем. При небольших относительных изменениях числа ионов I и постоянном N_a первые два члена в правой части (15) можно было бы записать в приближенном виде $-I/\lambda$, где λ — характерное время жизни иона (порядка нескольких минут). Действительно, тогда $I^2 = I(\underline{I} + \Delta I) \approx I \underline{I}$. Но поскольку указанные приближения обычно не вполне точны, то дальнейший расчет имеет оценочный характер.

Учитывая (11) и малость λ по сравнению с типичным временем вариаций атмосферного давления, находим приближенное решение уравнения (15) в виде:

$$I(t) \approx k_1 [p_1 - P(t)] + k_2 [p_1 - p(t)], \quad (16)$$

где $k_1 = \lambda \alpha \beta \gamma$; $k_2 = \lambda \delta \alpha$.

Среднее число ионов $\underline{I} = (k_1 + k_2)(p_1 - \underline{p})$. Подставляя (16) в (2) и перейдя от суммирования к интегралу по времени, получаем:

$$K(T) \approx k_1 \int_{t_1}^{t_2} (P(t') - \underline{p})(p(t' - T) - \underline{p}) dt' + k_2 \int_{t_1}^{t_2} (p(t') - \underline{p})(p(t' - T) - \underline{p}) dt'. \quad (17)$$

Введем автокорреляционную функцию давления (запись в дискретном виде):

$$F(T) = \frac{\sum (p_j(t) - \underline{p})(p_j(t+T) - \underline{p})}{(N-1)\sigma_p^2}. \quad (18)$$

Эта функция показана на рис. 5. При достаточной статистике $F(-T) = F(T)$. Обозначим $G(T) = dF(T)/dT$. Подставим (10) в (17), изменим порядок интегрирований и запишем уравнение на минимум для функции (17):

$$\frac{dK(T)}{dT} = 0. \quad (19)$$

Из этого уравнения в итоге получаем:

$$\frac{k_2}{k_1} = \frac{1}{G(T_{\min})} \int_0^{\infty} d\xi e^{-\xi} G(\tau\xi - T_{\min}), \quad (20)$$

где точка минимума T_{\min} берется из корреляционной функции ионы — давление (в случае антикорреляции минимум соответствует наиболее сильной зависимости). В нашем случае, согласно рис. 2, имеем минимум при $T_{\min} = 18$ ч. Тогда из (20) находим $k_2/k_1 = 0.272$. Это означает, что 79% ионов появляется от распада радона непосредственно в помещении лаборатории, а 21% ионов выходит из стен “в готовом виде”.

Если при изменении давления из стены выйдут и ионы, и радон, распадающийся с появлением новых ионов, то первоначальные “готовые” ионы и ионы, появившиеся при распаде,

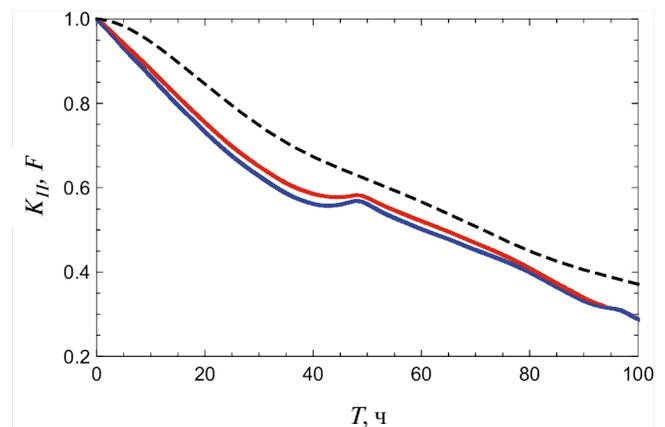


Рис. 5. Автокорреляционные функции атмосферного давления (штрихованная кривая), концентраций положительных (верхняя сплошная кривая) и отрицательных (нижняя сплошная кривая) ионов.

должны на некотором уровне коррелировать. Автокорреляционная функция ионов, полученная в измерениях, показана на рис. 5. На ней действительно видны дополнительные пики на временах порядка 2 сут, хотя эти пики малы. Их малость объясняется тем, что распад радона “размазан” по характерному интервалу времени 5.5 сут и за это время обычно существенно изменяется атмосферное давление, поэтому дополнительные корреляции с моментом выхода радона из стен малы.

На рис. 3 также была приведена корреляционная функция радон — ионы, которая показывает, что максимум выхода ионов примерно на сутки опережает максимум концентрации радона. Эта картина подтверждает наш вывод о том, что вместе с радоном из стен лаборатории выходят “готовые” ионы. Поскольку в помещении нет других источников ионизации и поступления воздуха через дверь или вентиляцию, то объяснить указанное опережение ионов какими-либо другими причинами не представляется возможным. Таким образом, “готовые” ионы присутствуют в тех же порциях воздуха, с которыми радон выходит из стен лаборатории.

Также нами были построены корреляционные функции для отношения числа положительных ионов к отрицательным и давления ($I^+/I^- - p$) и для отношения числа положительных ионов к отрицательным и концентрации радона ($I^+/I^- - R$), см. рис. 6. В первом случае корреляции малы (на уровне погрешностей), а во втором случае наблюдается некоторая корреляция, которая требует теоретического объяснения. Поскольку вариации отношения на двое суток опережают максимумы накопления радона, то эти вариации могут быть связаны с эпизодами понижения давления. Но при этом сложно объяснить малость корреляционной функции $I^+/I^- - p$. Более детальное исследование отличий в поведении положительных и отрицательных ионов мы планируем выполнить в будущих работах, специально посвященных измерению коэффициента униполярности в зависимости от различных внешних условий. Объяснение показанных на рис. 6 зависимостей будет одной из дальнейших целей.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе был выполнен корреляционный анализ данных в рамках простых феноменологических моделей выхода радона и аэроионов, показавший хорошее согласие в положении экстремумов рассчитанной и измеренной корреляционной функций. Соответствующая

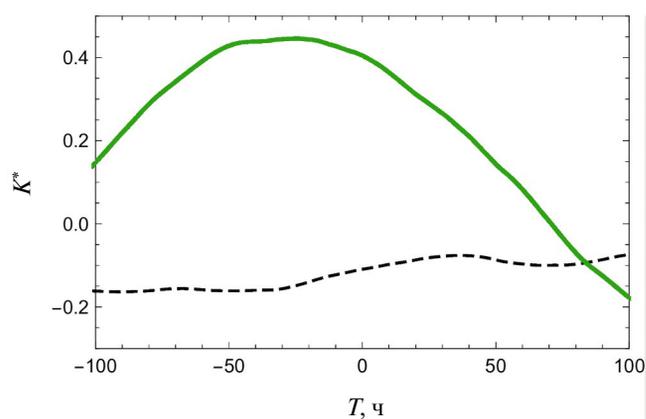


Рис. 6. Корреляционные функции отношения числа положительных ионов к отрицательным и давления (штриховая кривая) и отношения числа положительных ионов к отрицательным и концентрации радона (сплошная кривая).

задержка по времени, измеренная в нейтронных измерениях [Стенькин и др., 2017], была названа термином “задержанный барометрический эффект”. В данной работе обнаружена новая форма данного эффекта для корреляций давление — радон и давление — ионы. Более детальное понимание может быть достигнуто в будущем путем исследования окружающей геологической среды и построения модели просачивания газов в лабораторию под влиянием разности давлений. Многие факторы, влияющие на этот процесс, уже были рассмотрены в [Etiopie and Martinelli, 2002; Mourzenko et al., 2014] и других работах, хотя полная картина еще не полностью ясна.

Рассматриваемый задержанный пампинг-эффект для ионов и гамма-квантов должен действовать только в закрытом помещении, так как он связан с накоплением радона. Если в лаборатории работает вентиляция, выдувающая радон, то концентрация ионов и скорость счета гамма-квантов лаборатории будут меняться синхронно с выходом радона (без задержки), т.е. синхронно с изменением атмосферного давления. Действительно, в измерениях в тоннелях с естественной вентиляцией [Eff-Darwich et al., 2002], в которых эффективность природного воздухообмена с внешней средой сравнима с эффективностью работы принудительной вентиляции, задержанный пампинг-эффект не виден, хотя имеется хорошая корреляция радона с давлением в одни и те же моменты времени. Таким образом, наличия задержанного пампинг-эффекта в вентилируемых помещениях можно ожидать лишь для нейтронов, которые приходят

в детектор из слоя грунта толщиной 2—3 м и поэтому не подвержены влиянию вентиляции [Стенькин и др., 2017].

Согласно выполненному в данной работе корреляционному анализу можно представить следующую картину процессов в подземной лаборатории. Выходящий из стен газ в некоторых пропорциях содержит как радон, так и легкие аэроионы, образовавшиеся в порах грунта. При понижении атмосферного давления выход газа из грунта более эффективен, поэтому с понижением давления радон в неветилируемом помещении начинает накапливаться. Максимальное содержание радона достигается спустя примерно 2 сут. после начала понижения давления. Численное значение этой задержки объясняется формой автокорреляционной функции атмосферного давления: давление в типичной ситуации изменяется быстрее, чем распадается радон (его постоянная распада $\tau = 5.5$ сут.). Поскольку ионы поступали в помещение в повышенном количестве и в начале эпизода понижения давления, и в период максимального накопления радона, то экстремум их корреляционной функции с давлением находится при меньших временах, чем время максимального накопления радона, а именно: при 18 ч. Эта величина позволяет оценить, что 79% ионов появляется от распада радона непосредственно в помещении лаборатории, а 21% ионов выходит из стен “в готовом виде”.

Необходимо отметить, что корреляционный анализ описывает только наиболее типичные характеристики процессов. Длительные измерения показали, что имеются особые эпизоды, когда содержание ионов изменяется аномально при изменении окружающих условий. Например, есть эпизоды, когда концентрация ионов продолжала расти при увеличении давления. Аномалии могут быть связаны с потоками воздуха в лаборатории, с появлением аэрозоля или другими факторами. Роль аэрозоля состоит в том, что легкие ионы становятся недоступны для регистрации после прилипания к частицам аэрозоля.

Повышение точности измерений ионов в подземных лабораториях позволит в будущем выделять тонкие эффекты, связанные с неравенством количества положительных и отрицательных ионов. В том числе можно будет исследовать источники этого неравенства в близлежащем грунте и на большой глубине. Примером являются процессы дегидрирования соединений в недрах Земли [Ларин, 1973, 1980; Безруков и др., 2018]. При дегидрировании выделяются протоны, которые могут эффективно переноситься на большие расстояния в земную

кору. Возникновение неравенства в близлежащем грунте, может быть понято из-за механизма Гротгуса, который описывает скачки положительного заряда через сеть водородных связей, значительно увеличивающих коэффициент диффузии положительного заряда во влажном грунте по сравнению с коэффициентом диффузии отрицательных ионов. Благодаря этому протоны могут более эффективно распространяться в грунте и образуемые ими положительные ионы могут выходить в повышенном количестве. Протон в воде образует ион гидроксония H_3O^+ , а молекулы воды выстраиваются вокруг него определенным образом с формированием, в частности, катионов Цунделя H_5O_2^+ и Эйгена H_9O_4^+ (по фамилиям исследовавших их ученых).

Отметим также, что эксперименты в подземных лабораториях могут иметь важные практические применения, например для задачи прогнозирования землетрясений. Измерение концентрации ионов на поверхности Земли для цели прогнозирования землетрясений проводилось в работе [Warden, 2019]. Вариации атмосферного давления p приводят к изменению потока Q согласно выражению (7). В случае подготовки землетрясения изменение Q может происходить под влиянием вариаций давления в геологической среде p_1 , если перед землетрясением до места наблюдения дошли упругие сдвиги, причем достаточно, вероятно, микроскопических смещений. Либо эти сдвиги могли повлиять на эффективную структуру пор и трещин, на их размеры r и l . Такое же влияние может происходить под действием лунных приливов в грунте, что уже было отмечено в измерениях потока нейтронов [Алексеевко и др., 2007; 2009]. Но эти вопросы требуют дополнительного исследования.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят рецензента за ряд замечаний, способствующих улучшению статьи, и выражают признательность Ю.В. Стенькину за полезные обсуждения.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено частично за счет гранта Российского научного фонда №23-22-00048 (<https://rscf.ru/project/23-22-00048/>).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

— Алексеевко В.В., Джанпуев Д.Д., Козыревский В.А., Куджаев А.У., Кузьминов В.В., Михайлова О.И., Стень-

- кин Ю.В. Анализ вариаций потока тепловых нейтронов на высоте 1700 м над уровнем моря // Изв. РАН. Сер. физическая. Т. 71. № 7. С. 1075—1078. 2007.
- Алексеев В.В., Гаврилюк Ю.М., Громушкин Д.М., Джаппуев Д.Д., Куджаев А.У., Кузьминов В.В., Михайлова О.И., Стенькин Ю.В., Степанов В.И. Связь вариаций потока тепловых нейтронов из земной коры с лунными периодами и сейсмической активностью // Физика Земли. Т. 8. С. 91—100. 2009.
- Безруков Л.Б., Заварзина В.П., Курлович А.С., Лубсандоржиев Б.К., Межох А.К., Моргалюк В.П., Синёв В.В. Об отрицательно заряженном слое электрического поля Земли // ДАН. Т. 480. № 2. С. 155—157. 2018. <https://doi.org/10.7868/S0869565218140050>
- Безруков Л.Б., Громцева А.Ф., Заварзина В.П., Карпиков И.С., Курлович А.С., Лебедев Д.А., Межох А.К., Наумов П.Ю., Силаева С.В., Синёв В.В. Наблюдение избытка положительных аэроионов в подземных полостях // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 62. № 6. С. 755—768. 2022. <https://doi.org/10.31857/S0016794022060025>
- Зырянов В.Н. Нелинейный пампинг-эффект в колебательных процессах в геофизике // Водные ресурсы. Т. 40. № 3. С. 227—239. 2013.
- Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. В 10 т. Т. VI. Гидродинамика. М.: Физматлит, 736 с. 2001.
- Ларин В.Н. Планетохимическое следствие современной космогонии // ДАН. Т. 210. № 5. С. 1193—1196. 1973.
- Ларин В.Н. Гипотеза изначально гидридной Земли. М.: Недра, 215 с. 1980.
- Стенькин Ю.В., Алексеев В.В., Громушкин Д.М., Сулаков В.П., Шеголев О.Б. Подземная физика и эффект влияния барометрического давления на подземный фоновый поток тепловых нейтронов // ЖЭТФ. Т. 151. № 5. С. 845—849. 2017.
- Стенькин Ю.В., Алексеев Ю.В., Игошин А.В., Кулешов Д.А., Левочкин К.Р., Степанов В.И., Сулаков В.П., Шеголев О.Б. Подземная физика и нелинейный задержанный барометрический эффект гамма-фона // ЖЭТФ. Т. 158. № 3 (9). С. 469—473. 2020. <https://doi.org/10.31857/S0044451020090059>
- Чижевский А.Л. Аэроионизация в народном хозяйстве. М.: Стройиздат, 1989. 488 с.
- Etiopie G., Martinelli G. Migration of carrier and trace gases in the geosphere: an overview // Phys. Earth Planet. In. V. 129. № 3—4. P. 185—204. 2002. [https://doi.org/10.1016/S0031-9201\(01\)00292-8](https://doi.org/10.1016/S0031-9201(01)00292-8)
- Eiff-Darwich A., Martin-Luis C., Quesada M., de la Nuez J., Coello J. Variations on the concentration of ^{222}Rn in the subsurface of the volcanic island of Tenerife, Canary Islands // Geophys. Res. Lett. V. 29. № 22. ID 2069. 2002. <https://doi.org/10.1029/2002GL015387>
- Kovach E.M. Meteorological influences upon the radon-content of soil-gas // Eos Trans. AGU. V. 26. № 2. P. 241—248. 1945. <https://doi.org/10.1029/TR026i002p00241>
- Kuang X., Jiao J.J., Li H. Review on airflow in unsaturated zones induced by natural forcings // Water Resour. Res. V. 49. № 10. P. 6137—6165. 2013. <https://doi.org/10.1002/wrcr.20416>
- Mourzenko V.V., Varloteaux C., Guillon S., Thovert J.-F., Pili E., Adler P.M. Barometric pumping of a fractured porous medium // Geophys. Res. Lett. V. 41. № 19. P. 6698—6704. 2014. <https://doi.org/10.1002/2014GL060865>
- Warden S., Bleier T., Kappler K. Long term air ion monitoring in search of pre-earthquake signals // J. Atmos. Sol.-Terr. Phys. V. 186. P. 47—60. 2019. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2019.01.009>

Study of the delayed pumping effect in the underground laboratory by the method of correlation analysis of radon and aeroion concentrations

L. B. Bezrukov^{1, *}, I. S. Karpikov¹, V. V. Kazalov¹, A. K. Mezkhokh¹, S. V. Ingerman¹, V. V. Sinev^{1, 2, **}, N. Yu. Agafonova¹, E. A. Dobrynina¹, R. I. Enikeev¹, I. R. Shakiryanova¹, V. F. Yakushev¹, Yu. N. Eroshenko^{1, ***} and N. A. Filimonova^{1, 3}

¹Institute for Nuclear Research of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

²National Research Nuclear University “MEPhI”, Moscow, Russia

³Moscow Institute of Physics and Technology — State University (MIPT GU),

Dolgoprudny, Russia

* e-mail: bezrukov@inr.ac.ru

**e-mail: vsinev@inr.ru

***e-mail: eroshenko@inr.ac.ru

Measurements and correlation analysis of radon and aeroion concentrations in the underground laboratory were carried out. For pairs of variables “pressure — radon” and “pressure — ions”, a delayed pumping effect was found, similar to that previously observed for neutrons and gamma quanta. A simple phenomenological model explaining the results is presented. In this model, the reason for the delay is the gradual accumulation of radon in the room with a decrease in atmospheric pressure. The balance of the radon accumulation rate, the time of its radioactive decay and the characteristic time of pressure variations leads to an effective delay of 2 days between atmospheric pressure variations and radon concentration. Correlation analysis for the variables “pressure — ions” indicates that ions formed in the pores of the soil are already present in the air carrying radon to the laboratory. These ions make up approximately 21% of the total number of ions in the laboratory.

УДК 550.380

ПОСТРОЕНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННОЙ МОДЕЛИ ГЛАВНОГО ГЕОМАГНИТНОГО ПОЛЯ ПО СПУТНИКОВЫМ ДАНЫМ НА ЭПОХУ 2015—2020 гг.

© 2024 г. В. Г. Петров^{1,*}, Т. Н. Бондарь^{1,**}

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

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

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

Поступила в редакцию 15.06.2023 г.

После доработки 08.08.2023 г.

Принята к публикации 28.09.2023 г.

По данным измерений на спутниках SWARM построены модель главного геомагнитного поля на эпоху 2020 г. и модель годовых изменений поля до 2025 г. Эти модели вошли в состав международной модели главного геомагнитного поля IGRF-13. Описаны методика отбора данных и метод расчета модели.

DOI: 10.31857/S0016794024010133, EDN: GPJHPW

1. ВВЕДЕНИЕ

Интерес к изучению магнитного поля Земли (МПЗ) и построению его моделей начался с внедрением магнитного компаса в практику мореплавания. Основными методами в изучении МПЗ являются непосредственные наблюдения над пространственным распределением магнитного поля и его вариациями на поверхности Земли и в околоземном пространстве. Уже в самом начале организации магнитных наблюдений особое внимание было обращено на проведение наблюдений в акваториях морей и океанов. В течение первых двух столетий (1500—1700 гг.) после открытия Колумбом склонения — отклонения магнитной стрелки от направления на север — измерения на морях и океанах носили случайный характер. Первая систематическая съемка склонения и наклонения была организована в конце XVII в. английским адмиралтейством. В конце XVIII и в течение всего XIX в. кроме склонения на судах стали проводиться и наблюдения за наклонением и горизонтальной составляющей магнитного поля. Важным моментом в истории развития науки о земном магнетизме после обнаружения пространственного изменения МПЗ явились систематические измерения магнитного склонения. Анализ таких измерений позволил Гильберту [Гильберт, 1956]

предложить для описания МПЗ модель однородно намагниченного шара.

С начала прошлого столетия благодаря предложенной Гауссом теории о потенциальности геомагнитного поля и разложения магнитного потенциала Земли в соответствии с решением уравнения Лапласа в ряд по сферическим функциям появилась возможность описывать пространственное распределение геомагнитного поля с помощью особой функции, называемой потенциалом магнитного поля, которая описывается набором сферических гармонических коэффициентов, определяемым по экспериментальным данным. Сейчас этот метод является основным методом построения моделей МПЗ, и часто под моделью МПЗ подразумевают набор коэффициентов разложения поля по сферическим гармоникам.

Наблюдаемое магнитное поле на поверхности Земли является суммой нескольких полей, порождаемых разными источниками, а именно:

— поле, создаваемое однородной намагниченностью земного шара (дипольное);

— поле, вызываемое внутренними причинами, связанными с неоднородностью глубоких слоев земного шара, — недипольное (поле мировых аномалий);

— поле, создаваемое источниками в земной коре;

— поля, вызванные внешними источниками — токами, текущими в ионосфере и магнитосфере Земли.

2. АНАЛИТИЧЕСКОЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЕ ГЛАВНОГО ГЕОМАГНИТНОГО ПОЛЯ

Основными источниками данных для моделирования главного магнитного поля в последние десятилетия стали специальные низкоорбитальные спутники для магнитной съемки на протяженном временном интервале: MAGSAT, CHAMP. Проект SWARM [Friis-Christensen et al., 2006], запущенный в конце 2013 г. и включающий три специальных спутника для точных измерений магнитного поля, предоставляет ученым единый набор данных для всего модельного периода 2015—2020 гг., что позволяет создавать модели, основанные только на данных SWARM. Впервые данные SWARM были использованы для построения моделей МПЗ через 2 и 4 года после их запуска [Olsen et al., 2016; Terence et al., 2018].

Общий подход к созданию глобальных магнитных моделей разработан уже давно [Chapman and Bartels, 1940; Alken et al., 2021a] и заключается в минимизации разности экспериментально измеренных значений компонент магнитного поля и теоретических значений, рассчитанных по коэффициентам разложения магнитного поля по сферическим гармоникам. Согласно теории Гаусса потенциал магнитного поля, создаваемый источниками, расположенными внутри сферы радиуса r , можно описать общей формулой:

$$\begin{aligned}
 U(r, \theta, \lambda) = & \\
 = a \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n & \left\{ \left[g_n^m \cos m\lambda + h_n^m \sin m\lambda \right] \left(\frac{a}{r} \right)^{n+1} \right\} \times \\
 & \times P_n^m(\cos \theta) + \\
 & + \left\{ \left[q_n^m \cos m\lambda + s_n^m \sin m\lambda \right] \left(\frac{r}{a} \right)^n \right\} \times \\
 & \times P_n^m(\cos \theta),
 \end{aligned} \tag{1}$$

где a — средний радиус Земли;
 n — степень сферических гармоник;
 r — геоцентрическое расстояние;
 m — порядок сферических гармоник;

$g_n^m, h_n^m, q_n^m, s_n^m$ — сферические гармонические коэффициенты;

$P_n^m(\cos \theta)$ — присоединенные полиномы Лежандра в нормировке Шмидта.

Если мы строим модель магнитного поля только внутренних источников, то коэффициенты q_n^m и s_n^m , описывающие поля, создаваемые источниками вне сферы, нас не интересуют, и члены с ними отбрасываются.

Составляющие напряженности поля по осям координат X, Y, Z находятся дифференцированием выражения (1) по соответствующей координате:

$$\begin{aligned}
 Z = B_r &= \frac{-\partial U}{\partial r}; \quad X = B_\theta = \frac{-\partial U}{r \partial \theta}; \\
 Y = B_\lambda &= \frac{-1}{r \sin \theta} \frac{\partial U}{\partial \lambda}.
 \end{aligned}$$

Если имеются измерения МПЗ в ряде точек Bi , то, рассматривая модельное поле как функцию коэффициентов g_n^m и h_n^m , можно определить среднеквадратичное отклонение измеренных значений от модельных Bm :

$$err = \sum (Bi - Bm)^2. \tag{2}$$

Рассматривая err как функцию гармонических коэффициентов g_n^m и h_n^m , находим значения коэффициентов, дающих минимальное значение отклонения.

Для учета изменчивости коэффициентов во времени используется два метода. Возможно выбрать для построения модели небольшой интервал времени, в течение которого коэффициенты можно считать постоянными, а затем, исследуя временные изменения самих коэффициентов, определить их вековой ход. Другой метод — записать коэффициенты в виде: $gi = gi_0 + k^*(t - t_0)$, где gi_0 — значение коэффициента в момент времени t_0 ; t — текущее время. Достоинством первого метода является меньшее количество неизвестных, а недостатком — меньшее количество точек измерения (более короткий временной интервал для анализа). Во втором случае интервал сбора данных может быть большим, но и количество неизвестных существенно больше. Кроме того, первый метод не зависит от характера изменения коэффициентов, его можно описать любой удобной функцией, а во втором случае предполагается только линейный характер изменения.

В обоих случаях важно учитывать определенные особенности данных. Методика расчета коэффициентов гармонического разложения сама по себе позволяет разделить источники магнитного поля, лежащие внутри и вне поверхности, на которой производятся измерения. В случае спутниковых данных ионосферные токи, являющиеся внешними по отношению к магнитному полю Земли источниками, оказываются расположенными внутри орбит спутников и входят в состав коэффициентов гармоник, описывающих внутреннюю часть. Внешние источники магнитного поля (токи на магнитопаузе, кольцевые и продольные токи) теоретически не должны влиять на коэффициенты внутренней части, но это влияние было бы полностью исключено, если бы мы проводили одновременные измерения на всей поверхности или эти токи были бы постоянными в течение всего периода сбора данных.

На рис. 1 видно, что на единицу площади в высоких широтах приходится гораздо больше точек измерения. Также видно, что для получения более или менее равномерного покрытия всей поверхности требуются данные в течение нескольких дней, а внешние источники могут измениться за это время, и полностью отделить их от внутренних может оказаться невозможным.

Если поверхность не покрыта равномерно точками измерения, процедура минимизации

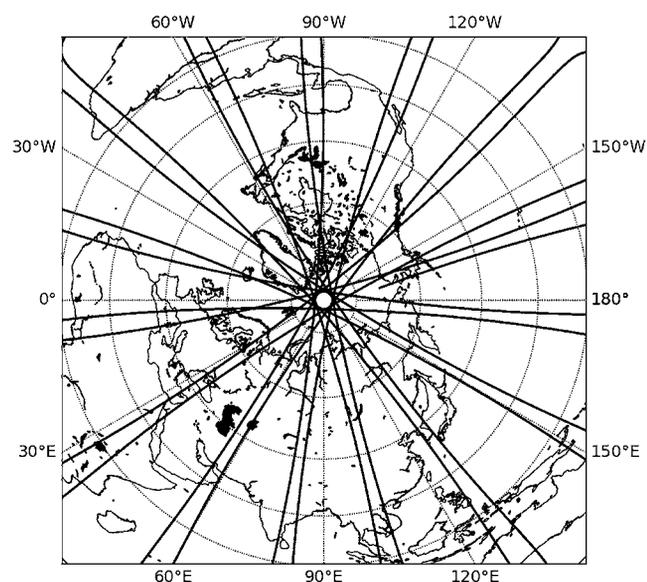


Рис. 1. Покрытие измерениями SWARM поверхности земного шара за одни сутки.

приводит к меньшей ошибке подгонки данных в областях, где плотность этих точек больше, за счет большего расхождения в областях с меньшим количеством точек, т.е. коэффициенты могут меняться в зависимости от степени равномерности распределения точек измерения. Обычно усиленное влияние высокоширотных данных устраняется введением весовых коэффициентов типа $\cos(\varphi)$, где φ — широта точки измерения, в каждое уравнение. Однако это приводит к необходимости решать систему очень многих уравнений с малыми весами, что ведет к увеличению ошибки вычислений.

Существует множество различных подходов к расчету коэффициентов гармоник, и международная модель геомагнитного поля *International Geomagnetic Reference Field (IGRF)* представляет собой комбинацию 9 моделей, разработанных независимо друг от друга. Такой подход позволяет проводить взаимное сравнение полученных моделей и с помощью их комбинаций получать наиболее достоверные значения гармонических коэффициентов. Детально процедура создания модели IGRF из отдельных субмоделей описана в [Alken et al., 2021a].

3. ВЫБОР ДАННЫХ

Для расчета модели мы использовали векторные 1-сек данные со всех трех спутников SWARM за период январь 2014 г. — август 2019 г. из (<https://earth.esa.int/web/guest/swarm/data-access>), краткое описание методики расчетов было приведено в [Petrov and Bondar, 2021]. Предварительно данные были проверены, и все ошибочные данные были удалены. Данные обсерваторий и пунктов векового хода не использовались. Основная причина отказа от использования наземных данных — неоднородное пространственное распределение обсерваторий по земной поверхности.

Одним из общих методов уменьшения влияния ионосферных и магнитосферных токов является выбор таких временных интервалов, когда эти токи минимальны. Как правило, выбор основывается на различных индексах геомагнитной и солнечной активности, местном времени и состоянии освещенности ионосферы Солнцем. Каждая исследовательская группа использовала свой собственный метод уменьшения влияния ионосферных и магнитосферных токов и набор индексов [Olsen et al., 2000; Finlay et al., 2015], которые могли частично совпадать. В некоторых случаях вводились свои индексы [Chambodut et al., 2010] или даже вообще предварительный отбор данных не производился [Бон-

дарь и др., 2006; Головков и Зверева, 1998]. Для выделения спокойных интервалов мы использовали следующий набор индексов: планетарный индекс K_p (<http://wdc.kugi.kyotou.ac.jp/kp/index.html>), индекс ASY/SYM и индекс авроральной геомагнитной активности AE (<https://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/aeasy/index.html>). Для 2018—2019 гг., когда окончательные значения AE -индекса отсутствовали, рисунки предварительных значений AE из (https://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/ae_realtime/index.html) были оцифрованы.

На первом этапе отбирались только 3-часовые интервалы с K_p менее 1.5 для текущего интервала и K_p менее 2.5 для предыдущего 3-часового интервала. Это позволило выбрать только спокойные интервалы с отсутствием заметной геомагнитной активности.

Затем из выбранных по K_p интервалов интервалы с вариацией $SYMN$ более 20 нТл также были удалены. Эта процедура исключала влияние кольцевого тока и токов магнитопаузы. Окончательно при расчете из отобранных интервалов использовались только точки со значением AE менее 100 нТл. Это ограничивало влияние ионосферных и продольных токов.

Иногда дополнительно применяется отбор данных только по не освещенной Солнцем ионосфере с целью уменьшить влияние Sq -вариации. Для проверки влияния освещенности ионосферы на получаемую модель были проведены расчеты с дополнительным условием — угол возвышения Солнца на высоте ионосферы должен быть больше 95° (ионосфера не освещена). Гармонические коэффициенты существенно не изменились, но существенно усилился разброс значений гармонических коэффициентов из-за уменьшения количества используемых данных и ухудшения равномерности покрытия данными поверхности Земли, поэтому мы отбор по освещенности ионосферы не использовали.

Таким образом, для построения модели выбирались только интервалы со спокойной и стабильной магнитосферой и ионосферой, когда воздействие ионосферных и магнитосферных токов было минимальным. Этот набор ограничений представляет собой компромисс между допустимым уровнем вариаций внешнего магнитного поля и равномерностью распределения данных по поверхности Земли. Также мы не стали исключать из анализа высокоширотные данные. Сам метод Гаусса не применим при наличии в зоне измерений источников магнитного поля, а в высоких широтах могут присутствовать продольные токи. Мы полагаем, что процедура

описанного выше отбора существенно уменьшает вероятность наличия таких токов, а описанный ниже медианный фильтр позволяет исключить или существенно уменьшить их влияние. Отсутствие систематического расхождения нашей модели с другими моделями, где зона высоких широт исключалась из анализа, показывает обоснованность нашего подхода.

4. СОЗДАНИЕ МОДЕЛИ

Чтобы получить равномерное распределение точек в пространстве, поверхность Земли была разделена на шестиградусные (~ 660 км) широтные зоны, и каждый пояс был разделен на ячейки по долготе около 660 км шириной, так что в каждой зоне было несколько ячеек. Экваториальный пояс имел 60 ячеек, а самый высокоширотный — только 3, но площадь каждой ячейки была примерно одинаковой. Всего получилось 1146 ячеек. Затем все отобранные данные помещались в соответствующие ячейки в соответствии с координатами спутника. Обычно одни сутки наблюдений (без учета отбора данных по уровню геомагнитной активности) всех трех спутников позволяют заполнить примерно 70% ячеек, а двухсуточные данные — 95%. Принимая во внимание выбор данных только для спокойных интервалов, мы использовали 11-дневный интервал для расчета отдельной модели. Чтобы получить лучшее временное разрешение при моделировании, мы рассчитывали модели для каждого пятого дня, используя пять дней до и пять дней после даты. После заполнения ячеек использовался медианный фильтр для получения только одного значения для каждой компоненты, для каждой ячейки и для каждого спутника, поэтому в большинстве случаев для моделирования использовались 9 точек в каждой ячейке. Для нахождения коэффициентов вычислялись производные уравнения (2) по неизвестным g_n^m и h_n^m , и они приравнялись нулю, далее полученная система линейных уравнений решалась стандартным методом Гаусса.

Коэффициенты любой сферической гармоники можно нанести на график как функцию даты. На рис. 2 показан пример такого графика. Точки, для которых было заполнено менее 90% всех ячеек, отбрасывались и в дальнейшем анализе не участвовали. Выбросы имеют несколько причин. Первая — ошибки в исходных данных SWARM. Предварительный отбор данных делался, но удалить все ошибки в таких больших массивах данных сложно. Вторая — вариации магнитного поля и, соответственно, получаемых моделей, связанные с изменением внешних и

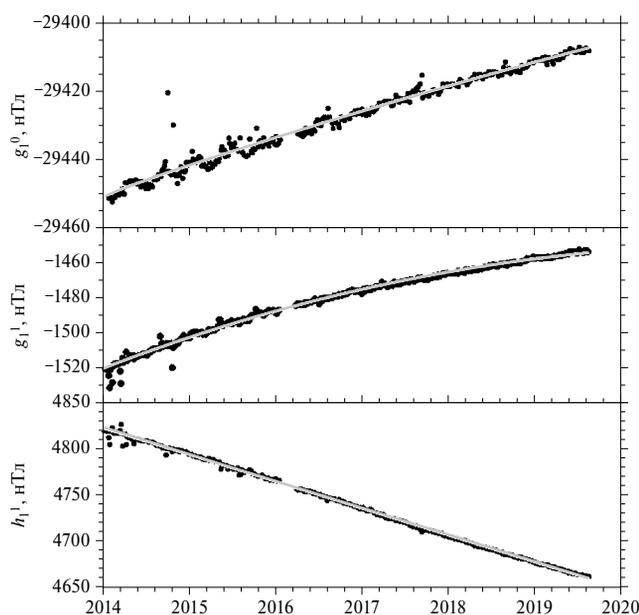


Рис. 2. Вариации коэффициентов сферических гармоник g_1^0 , g_1^1 , h_1^1 за период 2014—2020 гг.

ионосферных источников. При построении модели использовались данные только спокойных интервалов, но какие-то возмущения могли оставаться и в такие моменты. Третья и, мы считаем, основная причина — неравномерное распределение данных по поверхности земного шара. Практически всегда в данных имеются более или менее длительные пропуски или данные исключались согласно описанным выше критериям, что приводило к отсутствию данных для отдельных регионов и изменению модели.

5. МОДЕЛЬ ИЗМИРАН ДЛЯ 2020 ГОДА

Описанный выше метод позволил рассчитать и построить графики изменения гармонических коэффициентов с начала 2014 г. до конца августа 2019 г. (модель требовалось представить до конца сентября) и экстраполировать их на 01.01.2020 г. Если коэффициент изменяется линейно, то эта экстраполяция не вызывает проблем. Однако при наличии заметной нелинейности для таких коэффициентов могут быть получены различные результаты, зависящие от используемой модели экстраполяции и интервала, выбранного для экстраполяции.

На рис. 2 показано изменение g_1^0 , g_1^1 и h_1^1 . Видно, что g_1^0 и h_1^1 изменяются практически линейно, аппроксимация данных параболой

также показывает, что для g_1^0 и h_1^1 подгонка линейна (квадратичный член мал), но для g_1^1 нелинейность явно видна и линейная аппроксимация плохо подходит. Многие другие коэффициенты гармоник также демонстрируют видимую нелинейность, иногда очень сильную (см. g_2^2 , h_3^3 на рис. 3). Некоторые гармонические коэффициенты даже не могут быть описаны параболической аппроксимацией и требуют кубической (рис. 3).

Соответственно, использование разных методов аппроксимации даже при интерполяции на 4 месяца вперед может дать различные значения. Например, для показанной на рис. 3 гармоники h_3^3 различные методы аппроксимации при экстраполяции даже на 3 месяца дают результаты от -546 до -542 нТл. Для получения модели на 01.01.2020 г. мы решили использовать данные только за последние 2 года. Значения коэффициентов рассчитывались как параболически-экстраполированные данные за интервал 01.09.2017 г. — 31.08.2019 г. Для каждой сферической гармоники использовалась трехпроходная параболическая аппроксимация данных. После первой аппроксимации точки с отклонением более двух стандартных отклонений от полученной параболы были исключены, и следующая аппроксимация производилась на основе оставшихся данных. Эту процедуру повторяли 3 раза.

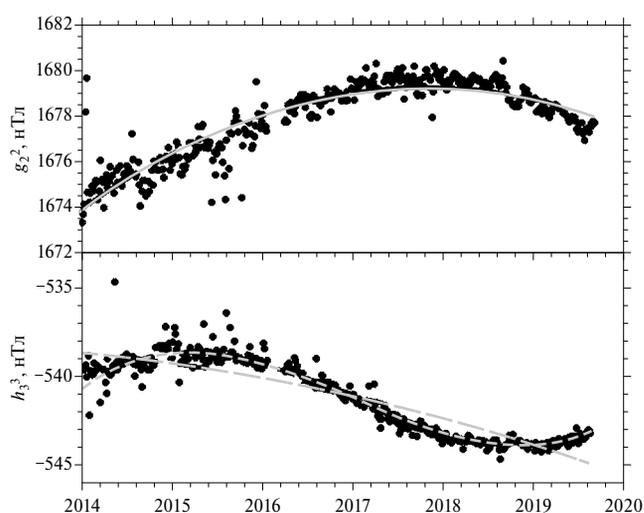


Рис. 3. Изменение коэффициентов сферических гармоник g_2^2 и h_3^3 по период 2014—2020 гг. Сплошные линии показывают параболическую аппроксимацию данных, пунктирные — кубическую.

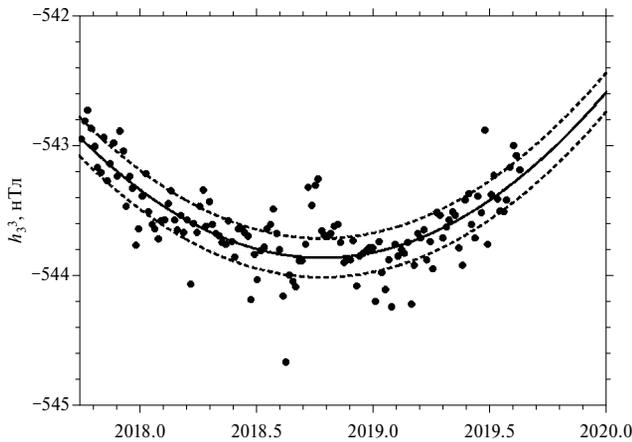


Рис. 4. Пример отбора данных для вычисления гармонических коэффициентов модели.

На рис. 4 показаны все имеющиеся точки, но точки выше и ниже пунктирных линий в процессе аппроксимации были исключены, и окончательно парабола подбиралась только по точкам между пунктирными линиями.

Окончательная модель IGRF-2015 (до 2020 г. модель на 2015 г. считалась предварительной, как и модель 2020 г. будет считаться предварительной до 2025 г.) рассчитывалась таким же образом из аппроксимации для интервала 01.01.2014 г. — 31.12.2015 г., и в качестве модели использовались расчетные значения для 01.01.2015 г. Погрешности коэффициента гармоник вычислялись как среднеквадратичное отклонение от аппроксимирующей кривой, деленное на квадратный корень из числа использованных точек.

Основную сложность при построении моделей внутренних источников геомагнитного поля представляет исключение из данных в первую очередь магнитных полей ионосферных и затем магнитосферных токов. Поскольку величина ионосферных токов сильно зависит от проводимости ионосферы, определяемой в первую очередь освещенностью, то их влияние должно быть существенно больше в летнем полушарии, и их неполное ограничение должно привести к годовой вариации в гармонических коэффициентах. Рисунки 2 и 3 показывают, что в основных гармониках такой вариации нет. Просмотр графиков всех остальных гармоник также показал отсутствие таких вариаций, за исключением гармоник g_2^0 , g_3^0 , g_4^0 . Наибольшую амплитуду годовая вариация имеет в гармонике g_4^0 , показанной на рис. 5.

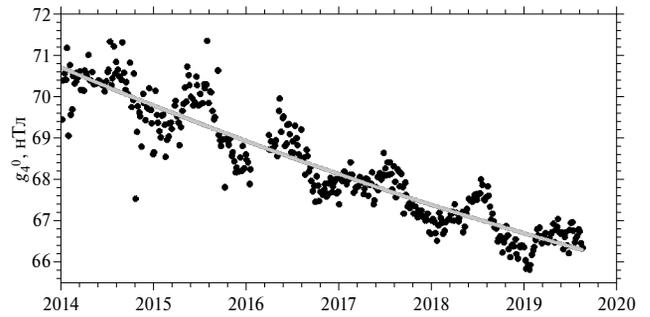


Рис. 5. Изменения коэффициента g_4^0 разложения магнитного поля по гармоническим функциям за период 2014—2020 гг.

Амплитуда этой вариации не превышает 1 нТл, а использование для определения параметров аппроксимации интервала точно в два года исключило ее влияние на значение g_4^0 . Таким образом, можно утверждать, что влияние ионосферных токов очень мало, а методика практически исключает их влияние на получаемую модель.

6. ПОСТРОЕНИЕ ПРОГНОЗНОЙ МОДЕЛИ ГОДОВОЙ ВАРИАЦИИ

Модель IGRF требует в качестве значений годовой вариации магнитного поля (secular variation — SV) линейную аппроксимацию на период 2020—2025 гг., что легко получить в случае линейного изменения гармонического коэффициента, например g_1^0 или h_1^1 . Гораздо сложнее оценить SV в случае нелинейных данных. Для некоторых гармоник (например, h_3^3 , h_2^2 , g_3^2) аппроксимации за 2015—2019 гг. и 2018—2019 гг. были существенно различны (SV значительно изменяются за пятилетний интервал), и экстраполяция двухлетнего набора данных на 3 года вперед очень ненадежна. В итоге SV 2022.5 были рассчитаны на основе 5-летнего (08.2014 г. — 08.2019 г.) параболического приближения. Этот выбор приводит к большей ошибке в начале периода 2020—2025 гг. по сравнению с оценкой за последние 2 года, но, поскольку нет никаких знаний о возможном характере изменений годовой вариации в будущем, мы полагаем, что такая консервативная оценка приведет к меньшей величине возможной ошибки.

7. ОЦЕНКА ТОЧНОСТИ МОДЕЛИ

Любая модель, построенная по экспериментальным данным, неизбежно содержит ошибки,

связанные с методикой построения модели, ошибкой исходных данных и методикой отбора данных. Если теоретические основы моделирования (методика представления потенциального поля в виде разложения по сферическим гармоникам) сомнений не вызывают, то остальные пункты не имеют однозначных критериев, и, естественно, модели, построенные различными авторами, несколько отличаются. В [Alken, 2021b] рассмотрены все 12 использованных для построения IGRF-моделей и показано, что разброс в значениях сферических гармонических коэффициентов, использованных при построении модели IGRF, имеет наибольшую величину в 3.5 нТл для g_1^0 и уменьшается до 0.1 нТл с ростом номера гармоник. Там же рассмотрено отклонение значения вертикальной компоненты Z отдельных моделей от усредненной модели IGRF, максимальное отклонение у большинства моделей имеет величину ~ 20 нТл и только у одной достигает 50 нТл. Построенная нами разность для Z -компоненты, рассчитанной по модели ИЗМИРАН и IGRF, имеет экстремальные значения ± 17 и среднеквадратичное отклонение 5 нТл. Для X : соответственно -10 ; 8; 3, для Y : -10 ; 11; 3.5. В (<https://www.ngdc.noaa.gov/IAGA/vmod/igrfhw.html>) оценена среднеквадратичная погрешность компонент магнитного поля, связанная с ошибками коэффициентов современных моделей IGRF величиной в 10 нТл, наши оценки дают даже меньшую величину. Сравнение модельных данных с реальными измерениями в обсерваториях большого смысла не имеет, так как реальные данные содержат значительный вклад коровых источников (аномальное поле), но в ряде работ такое сравнение делалось, например [Ciarán and Beggan, 1971; Golovkov et al., 1997], и для IGRF-13 получено стандартное отклонение 87 нТл для X , 73 нТл для Y , 114 нТл для Z , для магнитного склонения -0.4° . Поскольку модели типа IGRF определяют низшие гармоники моделей высокого разрешения (EMM, HGDM и др.), в которых поля коровых источников в значительной степени учтены, именно погрешность компонент магнитного поля, связанная с ошибками коэффициентов современных моделей IGRF, в значительной степени определяет и точность моделей высокого разрешения. Практически значение магнитного склонения D наиболее важно, на рис. 6 показано распределение разности склонения, рассчитанной по модели ИЗМИРАН и IGRF. Экстремальные значения разности D равны -13 и 12 , стандартное отклонение -1.6 мин, причем экстремальные значения наблюдаются на высо-

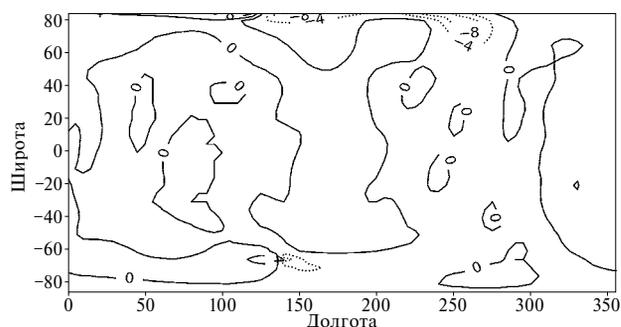


Рис. 6. Изолинии распределения разности D -компонент, рассчитанной по модели ИЗМИРАН и IGRF.

ких ($>70^\circ$) широтах, а на территории России эта разность не превышает двух минут.

8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В конце 2019 г. модели главного магнитного поля Земли были созданы несколькими организациями независимо и различными методами. В декабре 2019 г. рабочей группой V Международной ассоциации по геомагнетизму и аэрономии эти модели были объединены в единую модель, ставшую стандартной моделью IGRF-2020 (или IGRF-13, по порядковому номеру модели) и действующую на период до 2025 г. ИЗМИРАН представил свои варианты для моделей DGRF-2015, IGRF-2020 и SV-2022.5, они соответствовали требованиям рабочей группы и были включены в итоговую модель IGRF-13. Сравнение модели ИЗМИРАН с усредненной моделью IGRF показывает, что различие между ними незначительно и модель ИЗМИРАН, рассчитанная на промежуточные даты между 2020—2025 гг., может применяться вместо модели IGRF.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Бондарь Т.Н., Головков В.П., Зверева Т.И., Чернова Т.А., Яковлева С.В. Построение моделей векового хода геомагнитного поля Земли по данным спутниковых съемок // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 46. № 4. С. 554—559. 2006.
- Гильберт В. О магните, магнитных телах и большом магните — Земле // М.: Изд-во АН СССР. 1956. Перевод издания: 1600 г.
- Головков В.П., Зверева Т.И. Разложение геомагнитных вариаций внутри года по естественным ортогональным составляющим // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 38. № 6. С. 140—145. 1998.
- Alken P., Thébaud E., Beggan C.D., et al. International Geomagnetic Reference Field: the thirteenth generation // Earth Planets Space. V. 73. № 49. 2021a. <https://doi.org/10.1186/s40623-020-01288-x>

- *Alken P., Thébault E., Beggan C.D., et al.* Evaluation of candidate models for the 13th generation International Geomagnetic Reference Field // *Earth Planets Space*. V. 73. № 48. 2021b.
<https://doi.org/10.1186/s40623-020-01281-4>
- *Beggan C.D.* Evidence-based uncertainty estimates for the International Geomagnetic Reference Field // *Earth Planets and Space* V. 74. № 1. 1971.
<https://doi.org/10.1186/s40623-022-01572-y>
- *Chambodut A., Langlais B., Menvielle M., et al.* Candidate models for the IGRF-11th generation making use of extrapolated observatory data // *Earth Planet Space*. V. 62. № 4. 2010.
<https://doi.org/10.5047/eps.2010.06.006>
- *Chapman S., Bartels J.* *Geomagnetism* // Oxford University Press, London. P. 538. 1940.
<https://archive.org/details/in.ernet.dli.2015.212371>
- *Finlay C.C., Olsen N., and Toffner-Clausen L.* DTU candidate field models for IGRF-12 and the CHAOS-5 geomagnetic field model // *Earth Planets Space*. V. 67. № 1. 2015.
<https://doi.org/10.1186/s40623-015-0274-3>
- *Friis-Christensen E., Lühr H., Hulot G.* Swarm: a constellation to study the Earth's magnetic field // *Earth Planets and Space*. V. 58. P. 351–358. 2006.
- *Golovkov V.P., Bondar T.N., Burdelnaya I.A., and Yakovleva S.V.* Comparison of Candidate Models for DGRF 1990 and IGRF 1995 // *J. Geomag. Geoelectr.* V. 49. P. 291–315. 1997.
- *Olsen N., Finlay C.C., Kotsiaros S. and Toffner L., Clausen O.* A model of Earth's magnetic field derived from 2 years of Swarm satellite constellation data // *Earth Planets Space*. V. 68. № 1. 2016.
<https://doi.org/10.1186/s40623-016-0488-z>
- *Olsen N., Holme R., Hulot G., et al.* Orsted Initial Field Model // *Geophysical Research Letters*. V. 27. № 22. P. 3607–3610. 2000.
<https://doi.org/10.1029/2000GL011930>
- *Petrov V.G., Bondar T.N.* IZMIRAN candidate field model for IGRF-13 // *Earth Planets and Space*. V. 73. № 1. 2021.
<https://doi.org/10.1186/s40623-020-01312-0>
- *Sabaka T.J., Toffner-Clausen L., Olsen N. and Finlay C.C.* A comprehensive model of Earth's magnetic field determined from 4 years of Swarm satellite observations // *Earth Planets and Space*. V. 1. 2018.
<https://doi.org/10.1186/s40623-018-0896-3>

Developing space-time model of the main geomagnetic field based on satellite data for the epoch 2015–2020

V. G. Petrov^{1,*}, T. N. Bondar^{1,**}

¹ *Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation Russian Academy of Sciences (IZMIRAN), Moscow, Troitsk, Russia*

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

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

Based on measurements of SWARM satellites, a model of the main geomagnetic field for the 2020 epoch and a model of annual field changes until 2025 were built. These models were included in the international model of the main geomagnetic field IGRF-13. The method of data selection and model calculation is described.

УДК 550.386

ЭКСПЕРИМЕНТ ПО ДОЛГОСРОЧНОМУ ПРОГНОЗИРОВАНИЮ ГЕОМАГНИТНОЙ АКТИВНОСТИ НА ОСНОВЕ НЕЛОКАЛЬНЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ

© 2024 г. С. М. Коротаев¹ *, В. О. Сердюк¹, И. В. Попова¹, Ю. В. Горохов²,
Е. О. Киктенко¹, Д. А. Орехова¹

¹Центр геоэлектромагнитных исследований Института физики Земли им. О. Ю. Шмидта РАН
(ЦГЭМИ ИФЗ РАН), Москва, Россия

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

*e-mail: korotaev@gemrc.ru

Поступила в редакцию 28.06.2023 г.

После доработки 05.07.2023 г.

Принята к публикации 28.09.2023 г.

Выполнен эксперимент по использованию опережающих макроскопических нелокальных корреляций для прогноза медленных случайных колебаний Dst -индекса геомагнитной активности. Глобальный максимум корреляции Dst с сигналом электродного детектора достигает 0.97, что достаточно для прогноза, а его временной сдвиг соответствует опережению сигнала детектора относительно Dst на 329 сут. Большая величина временного сдвига обусловлена медленным диффузионным механизмом обмена запутыванием между детектором и источником. При этом положение глобального максимума корреляционной функции совпадает с положением глобального минимума энтропийной функции независимости, что подтверждает его неискаженность возможной нелинейностью связи и определяет оптимальную заблаговременность прогноза. Рассчитаны длительные серии тестовых прогнозов Dst по данным детектора нелокальных корреляций с фиксированной заблаговременностью тремя методами: текущей регрессии, текущей импульсной переходной характеристики и текущей нейросети. Точность прогнозов достаточна для всех практических целей.

DOI: 10.31857/S0016794024010144, EDN: GPDSIK

1. ВВЕДЕНИЕ

Основным препятствием для прогнозирования многих геофизических процессов является большая величина случайной составляющей, однако новейшие достижения физики квантовой информации показывают, что на основе асинхронных нелокальных корреляций вероятностный прогноз случайных процессов возможен.

Согласно квантовой абсорбционной электродинамике в запутанных состояниях нелокальные корреляции имеют как запаздывающие, так и опережающие компоненты, а их комбинация может вести к кажущимся мгновенным корреляциям [Cramer, 1986; Hoyle and Narlikar, 1995]. В то время как запутывание подсистем, содержащих небольшое число частиц, в настоящее время хорошо изучено, вопрос о макроскопическом

запутывании значительно более сложен, его общее теоретическое описание только формируется (хотя такое описание имеется для некоторых статических случаев, например [Amio et al., 2008; Reid et al., 2012; Lee et al., 2015]). В большой серии экспериментов по изучению нелокальных корреляций крупномасштабных случайных диссипативных процессов [Коротаев и др., 2000, 2007, 2015, 2019, 2021; Коротаев и Морозов, 2018; Korotaev, 2011; Korotaev et al., 2005, 2018a,b, 2020, 2021] мы опирались на уравнение макроскопической запутанности, полученное на основе абсорбционной электродинамики Уилера — Фейнмана и ее квантового обобщения. Оно тестировано теоретически (на модели спинового газа [Calsamiglia et al., 2005]) и экспериментально (с магнитосферным источником геомагнитных Dst -вариаций). В соответствии с этим уравнени-

ем производства энтропий в случайных диссипативных процессах (пробном процессе в детекторе и процессе-источнике) нелокально коррелируют с симметричным запаздыванием и опережением, которые при диффузионном обмене запутыванием в промежуточной среде могут быть очень велики. Благодаря асимметрии эффективности поглощения запаздывающей и опережающей компонент поля Уилера — Фейнмана промежуточной средой между удаленными процессами [Hoyle and Narlikar, 1995] опережающая корреляция превышает запаздывающую. Асимметрия препятствует их интерференции, приводящей к квазимгновенной корреляции, наблюдаемой в обычных экспериментах с запутанными частицами. Теория детекторов позволяет связать производство энтропии в них с измеряемым сигналом, так же как и в процессах-источниках — с подходящим индексом их активности (хотя на практике проще связывать непосредственно сигнал детектора с этим индексом) [Коротаев и Морозов, 2018; Korotaev, 2011].

Среди нескольких типов детекторов макроскопических нелокальных корреляций наиболее надежным оказался электродный детектор, основанный на измерениях спонтанных флуктуаций собственных потенциалов слабополяризующихся электродов в электролите, отражающих квантовые флуктуации высоты наноразмерного потенциального барьера на границе твердой и жидкой фаз.

Основной трудностью в реализации экспериментов является необходимость исключения всех возможных классических локальных воздействий (температура, давление, электромагнитное поле и т.п.) Эта трудность усугубляется тем, что макроскопические нелокальные корреляции проявляются на крайне низких частотах, что требует длительных измерений (год и более). Защита детекторов от крайне низкочастотных помех в условиях обычной лаборатории особенно сложна. Тем не менее эта задача удовлетворительно решена в экспериментальной обсерваторской установке ЦГЭМИ-ИЗМИРАН (Троицк) [Коротаев и Морозов, 2018; Korotaev, 2011]. Что касается природных процессов-источников, то вследствие свойства моногамности квантовых корреляций их число, вызывающее заметную реакцию детектора, не может быть велико, разделение их вкладов в сигнал не вызывает затруднений. Доминирующими оказались глобальные источники — солнечная и геомагнитная активность, вклад регионального источника — синоптической активности — оказался значи-

тельно слабее. Подчеркнем, что речь идет именно о нелокальной реакции детекторов на диссипативные процессы в источниках: так, опыты показали отсутствие их отклика в пределах чувствительности на искусственное магнитное поле до 1 мТл в диапазоне 0—1 Гц, а корреляция с потоком космических лучей оказалась значительно слабее, чем непосредственно с индексами геомагнитной и солнечной активности.

Уже в первых сериях измерений длительностью 1.0—2.5 года было подтверждено теоретическое предсказание превышения опережающих нелокальных корреляций над запаздывающими (запаздывающий максимум корреляции мог даже оказаться практически подавленным). Величина опережения глобального максимума оказалась прямо связана с масштабом источника, для глобальной геомагнитной активности, оцениваемой *Dst*-индексом, она составила десятки-сотни суток, а уровень корреляции оказался достаточным для реализации серий прогностических расчетов *Dst* с такой заблаговременностью и точностью до 2 нТл [Коротаев и др., 2007; Коротаев и Морозов, 2018; Korotaev, 2011].

Начиная с 2012 г. акцент в этих экспериментах был перенесен на созданную глубоководную установку в озере Байкал. Мощная и спокойная водная толща Байкала предоставляет естественную защиту почти от всех локальных воздействий на электродные детекторы, а возможность их размещения на различных глубинах предоставляет дополнительные возможности для исследований. Единственным недостатком автономной глубоководной установки была необходимость ее подъема на лед в марте каждого года, так что из-за перерыва в работе годовые ряды измерений не могли быть корректно объединены в единый длинный ряд. Установка ЦГЭМИ-ИЗМИРАН в Троицке при этом играла роль опорной обсерватории для разделения вкладов в сигналы детекторов глобальных и региональных процессов. Благодаря этому в сигналах детекторов байкальской установки удалось выделить опережающую реакцию на сильные землетрясения и на макротурбулентность в деятельном слое, причем для последних выполнить серии успешных прогностических расчетов с заблаговременностью до полутора месяцев. Опережающие нелокальные корреляции с солнечно-геомагнитной активностью в сигналах байкальских детекторов также всегда наблюдались, и возможность их прогноза многократно продемонстрирована простым сдвигом соответственно фильтрованным рядам, но их полноценный количественный прогноз был не-

возможен. Дело в том, что любые самообучающиеся прогностические алгоритмы требуют длины обучающего интервала существенно большей заблаговременности прогноза, а оптимальная заблаговременность (определяемая положением глобального максимума корреляционной функции) достигала для солнечно-геомагнитной активности 8—10 месяцев.

Целью данной работы являются решение задачи использования накопленного на экспериментальной установке ЦГЭМИ-ИЗМИРАН материала для тестового прогноза глобальной геомагнитной активности и сравнение различных прогностических алгоритмов.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Установка ЦГЭМИ-ИЗМИРАН, детально описанная в работах [Коротаев и Морозов, 2018; Korotaev, 2011] включает электродный и фотокаодный детекторы макроскопических нелокальных корреляций и аппаратуру для сопровождающих измерений. Данные электродного детектора более надежны, и с ними получены более длинные ряды наблюдений, поэтому именно они использованы в настоящей работе.

Этот детектор включает подобранную пару метрологических морских серебряных-хлорсеребряных слабополяризующихся электродов ХД-5.519.00, выпущенных единственной малой серией фирмой “Эталон” (Киев). Эти электроды были разработаны для прецизионных измерений постоянного электрического поля в море и являются лучшими в мире по нечувствительности собственных потенциалов к физико-химическим условиям окружения. Фактически единственным известным влияющим на них фактором является температура (средний температурный коэффициент — 0.04 мВ/К), что может быть учтено ее контролем. Упрощенная схема устройства электродного детектора показана на рис. 1 (сложное внутреннее устройство электродов не показано). Температура контролируется тремя датчиками, два из которых (t_1 и t_2) установлены у каждого электрода, а третий (t_e) — на расстоянии 1 м, характеризую общую температуру в лаборатории на высоте детектора.

Влияние температуры было изучено предварительно на основе многомесячных непрерывных измерений естественных вариаций: средний температурный коэффициент — 0.040 мВ/К, запаздывание (обусловленное стабилизирующим действием водного электролита) — 90 мин. Сигнал детектора U и температура измерялись с частотой 10 Гц и осреднялись за каждую минуту.

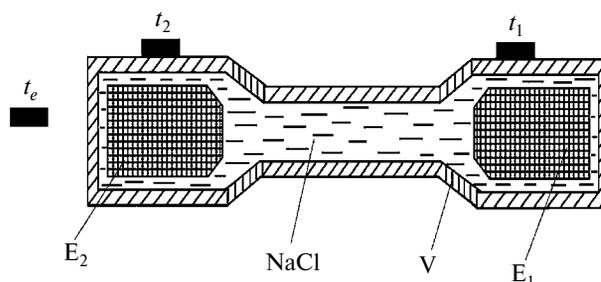


Рис. 1. Схема устройства детектора [Korotaev et al., 2019]: E — электроды (сложное внутреннее устройство не показано), разность потенциалов которых (U) является сигналом детектора; NaCl — электролит (3% водный раствор); V — корпус детектора (эбонит); t_1, t_2, t_e — термодатчики. Расстояние между электродами — 30 см.

Указанный температурный коэффициент является именно средним, само это понятие является условным из-за нелинейности и частотной зависимости, в итоге — нестационарности влияния температуры на U при длительных измерениях. Поэтому учет влияния температуры велся для каждого отсчета методом текущей регрессии. Коэффициент регрессии вычислялся (с учетом запаздывания) за 28-суточный интервал, предшествующий индивидуально исправляемому отсчету. Итоговая относительная погрешность измерений U составляет не более 0.01%.

В процессе длительных исследований с установкой она неоднократно совершенствовалась, поэтому в измерениях происходили существенные перерывы. Для обработки выбран самый длинный имеющийся непрерывный ряд наблюдений: с 25.09.2009 г. по 15.04.2017 г.

Как отмечено во Введении, опережающие нелокальные корреляции наблюдаются только для чисто случайных процессов. Длины рядов, использованных в предыдущих экспериментах по прогнозу Dst на основе нелокальных корреляций с U [Коротаев и др., 2007; Коротаев и Морозов, 2018; Korotaev, 2011], не позволяли достоверно охватить диапазон квазипериодов более года. Поэтому полосы квазипериодов случайных колебаний Dst между периодами, детерминированными обращением Земли вокруг Солнца и собственным вращением Солнца и их гармониками, были весьма узки. Длина ряда U , используемого в настоящем эксперименте (7.5 лет), позволяет охватить диапазон от 1 до 4 лет, свободный как от внутрigoдовых периодич-

ностей, так и от гармоник 11-летнего цикла, т.е. диапазон, где случайная компонента в изменчивости Dst преобладает.

3. ОБРАБОТКА ДАННЫХ

Использовались ряды среднесуточных значений U и Dst . Для расчета корреляционной функции и функции независимости ряд Dst взят с началом на год раньше начала ряда U и с концом на год позже U . Это обеспечивает равноточные определения функций при всех положительных и отрицательных сдвигах времени. Сдвиги обоих знаков нужны для того чтобы убедиться, что опережающий корреляционный максимум является глобальным, что исключает предположение о воздействии геомагнитной активности на сигнал детектора каким-либо локальным механизмом.

Данные подвергались предварительной широкополосной фильтрации, границы полосы подбирались эмпирически для достижения максимальной корреляции. Оптимальная фильтрация соответствует полосе периодов $1307 > T > 365$ сут.

По фильтрованным данным в диапазоне сдвигов времени $-365 < \tau < +365$ сут рассчитывалась корреляционная функция U и Dst и функция независимости U от Dst . Последняя определяется через условную и безусловную шенноновские энтропии переменных: $i_{U|Dst} = S(U | Dst) / S(U)$, она ведет себя, грубо говоря, обратно модулю корреляции, но, в отличие от нее, адекватна при любой нелинейности связи переменных. Результаты расчета показаны на рис. 2. Глобальный максимум корреляции $r = 0.97 \pm 0.01$ при опережении U относительно Dst на 329 сут. Ему соответствует глобальный минимум независимости $i_{U|Dst} = 0.37_{-0.01}^{+0.02}$.

4. ПРОГНОСТИЧЕСКИЕ РАСЧЕТЫ И РЕЗУЛЬТАТЫ

Простейшим способом демонстрации возможности прогноза Dst по U является сдвиг реализаций на время, соответствующее опережению глобального максимума корреляции (рис. 3). Видно, что кривая U действительно в сглаженном виде предсказывает кривую Dst с такой большой заблаговременностью. Но это именно демонстрация возможности прогноза, но не настоящий прогноз, потому что здесь нет количественного предсказания величин Dst — на рисунке кривые просто масштабированы так, чтобы их подобие было наглядным, количественная оценка связи, конечно, возможна, но лишь *post factum*. Кроме того, кажущаяся гладкость кривой

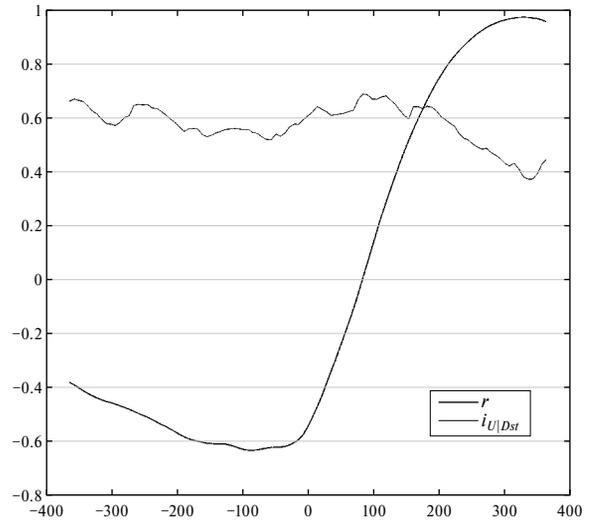


Рис. 2. Корреляционная функция r U и Dst и функция независимости $i_{U|Dst}$ τ — сдвиг времени Dst относительно U , сут.

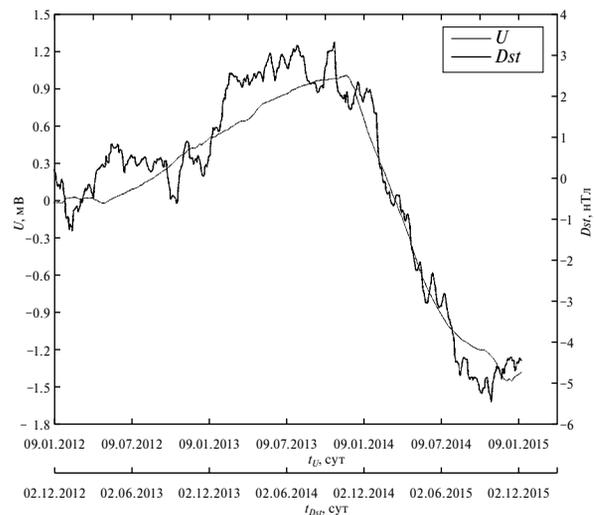


Рис. 3. Демонстрация возможности прогноза по U путем сдвига фильтрованных рядов на величину опережения глобального максимума корреляции (329 сут). Верхняя ось времени соответствует U , нижняя — Dst .

U является лишь следствием масштаба, т.е. связь U с Dst не определяется единственным и постоянным коэффициентом. Для настоящего прогноза требуется сначала нахождение зависимости Dst от U (в рамках тех или иных допущений), а затем ее использование для прогноза.

Самым простым самообучающимся прогностическим алгоритмом является алгоритм теку-

шей регрессии. На некотором первоначальном обучающем интервале сдвинутых на величину оптимальной заблаговременности (в данном случае 329 сут) рядов рассчитываются параметры линейной регрессии. Далее ряд U сдвигается вперед, и прогнозируется единственное значение Dst с той же заблаговременностью. Затем обучающий интервал подтягивается на один дискрет (в данном случае 1 сут), прогнозируется следующее значение Dst и т.д. В итоге получается прогностическая серия Dst с фиксированной заблаговременностью. Этот алгоритм учитывает нестационарность связи в рамках марковского и кусочно-линейного приближения. Результат его применения показан на рис. 4. При расчете оптимальная длина обучающего интервала составила 500 сут, поэтому за счет выброса первичного интервала прогностическая серия на этом рисунке начинается на 500 сут позже, чем на рис. 3. Прогностическая кривая на рис. 4 похожа на кривую U на рис. 3, она также сглажена по сравнению с фактической, хотя в целом ближе к ней. Но главное, что здесь представлен количественный прогноз, а его точность достаточна для всех практических целей.

Алгоритм текущей импульсной характеристики (разработанный и использованный еще в первом успешном опыте прогноза солнечной и геомагнитной активности на основе нелокальных корреляций [Коротаев и др., 2007]) также основан на кусочно-линейном приближении, но учитывает немарковский характер процесса. На обучающем интервале $[t_1, t_2]$ вычисляется импульсная переходная характеристика $g(\tau)$,

которая связывает сигнал детектора U и прогнозируемый индекс Dst путем решения уравнения:

$$Dst(t) = \int_{t_1}^{t_n} g(\tau)U(t - \tau)d\tau. \quad (1)$$

Решение интегрального уравнения (1) (обратная задача) в дискретной форме сводится к решению системы линейных уравнений $\{Dst = UK\}$. Компоненты вектора K эквивалентны коэффициентам множественной регрессии (в случае собственного распределения). Число уравнений n равно заблаговременности прогноза. U — квадратная матрица $n \times n$, строки которой формируются из значений сигнала детектора на обучающем интервале. Первая строка содержит значения с временным индексом от 1 до n , вторая — от 2 до $n + 1$ и т.д. Последовательные значения Dst ставятся в соответствие каждой строке матрицы. Система решается методом Гаусса. Устойчивость результатов достигается путем оптимальной регуляризации. Практически опережение выбирается равным ожидаемому среднему положению главного корреляционного максимума. Полный обучающий интервал Dst заканчивается последним наблюдаемым значением, а U — предшествующим на Δt .

Найденная таким путем импульсная переходная характеристика используется на следующем интервале данных сигнала детектора, заканчиваемом последним измеренным значением, и прогнозируется одно значение Dst с заблаговременностью Δt . Таким образом, решается прямая задача (1) по интервалу U , заканчивающемуся последним наблюдаемым значением. На следующем шаге обучающий интервал подтягивается вперед на один дискрет, процедура повторяется, и прогнозируется следующее значение. Это минимизирует влияние нестационарности и нелинейности.

Этот метод предпочтительнее часто применяемого в аналогичной ситуации (размытости максимума кросс-корреляционной функции) метода множественной регрессии на основе расчета корреляционной матрицы, поскольку в предлагаемом методе не требуется дополнительных предположений о вероятностном распределении. Это существенно, так как распределение редко является собственным, что требуется для единственности традиционного решения регрессионной задачи, и далеко не всегда является нормальным, что требуется для соответствия этого решения критерию максимального правдоподобия.

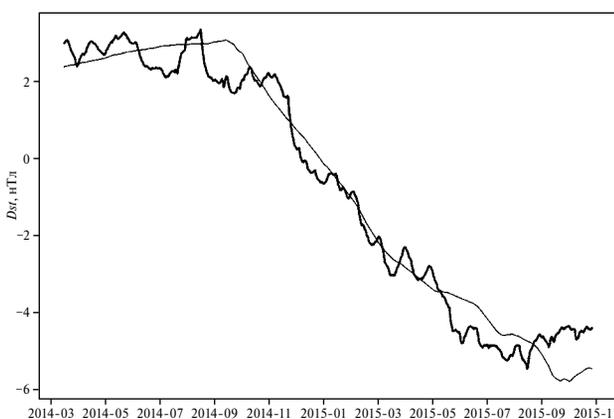


Рис. 4. Прогноз Dst методом текущей регрессии с фиксированной заблаговременностью 329 сут (тонкая линия) в сопоставлении с фактической кривой (жирная линия). Среднеквадратичная погрешность прогноза — 0.99 нТл.

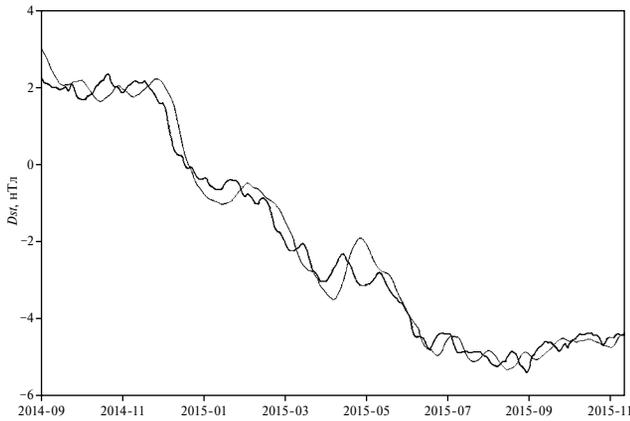


Рис. 5. Прогноз Dst методом текущей импульсной переходной характеристики с фиксированной заблаговременностью 329 сут (тонкая линия) в сопоставлении с фактической кривой (жирная линия). Среднеквадратичная погрешность прогноза — 0.40 нТл.

На рис. 5 представлен результат прогноза этим методом. Длина обучающего интервала составила 658 сут (минимально допустимая методом длина в данном приложении), поэтому тестовый ряд получился короче, чем на рис. 4, но детальность прогноза значительно лучше. Среднеквадратичная погрешность 0.40 нТл. Таким образом, учет немарковского характера процесса увеличил точность прогноза в 2.5 раза.

Для прогноза Dst по U была также использована нейронная сеть, что позволило отказаться от кусочно-линейного приближения связи переменных. Нейросетевой метод обратного распространения ошибки с успехом применяется для прогнозирования в самых разных областях геофизики. Методика прогнозирования сейсмических событий по низкочастотным сигналам была представлена в работах [Попова и др., 2016; Ророва et al., 2018]. Прогноз магнитуды землетрясения за два дня до его возникновения по изменениям параметров геомагнитного поля, атмосферы и температуры поверхности Земли был выполнен в работе [Suratgar et al., 2008]. Предсказание магнитуды сейсмического события по сейсмическим данным, электрическому сигналу и магнитуде предыдущего землетрясения рассматривалось в работе [Dutta, 2011].

Алгоритм обратного распространения ошибки, как правило, использует трехслойную сеть, состоящую из входного слоя нейронов, на который подаются входные сигналы, выходного слоя нейронов и скрытого слоя нейронов между ними. Нейроны каждого слоя связаны с нейро-

нами последующего слоя, и каждой связи приписывается весовой коэффициент W_{ij} , который соединяет i - и j - нейроны. Решение задачи на такой структуре реализуется поэтапно. На первом шаге нейронная сеть обучается на известных примерах. Обучение заключается в подборе таких значений весовых коэффициентов для всех слоев сети, чтобы при заданном входном векторе из обучающей выборки получить на выходном слое сети соответствующий ему выходной вектор с требуемой точностью.

Алгоритм обратного распространения определяет стратегию подбора весов сети с применением градиентного метода оптимизации. Основу этого метода составляет целевая функция, формулируемая в виде квадратичной суммы разностей между фактическими u_i и ожидаемыми u_i^t значениями сигналов на выходном слое сети:

$$Er = \sum_p \sum_i (u_i - u_i^t)^2. \quad (2)$$

Суммирование (2) выполняется по всем обучающим примерам p и нейронам i выходного слоя. Значение u_i формируется на выходном нейроне как результат прохождения сигнала от входного слоя к выходному.

Обучение состоит в вычислении матрицы связей нейронов W_{ij} для каждой пары слоев в целях минимизации ошибки (2). Обучение начинается с небольших случайных значений, которые затем устанавливаются в процессе минимизации ошибки методом наискорейшего спуска:

$$\Delta W_{ij}^{(n)} = -\alpha \frac{\partial Er}{\partial W_{ij}} + \beta \Delta W_{ij}^{(n-1)}, \quad (3)$$

где $\Delta W_{ij}^{(n)}$ — приращение матрицы связей на шаге n ; $\Delta W_{ij}^{(n-1)}$ — приращение на предыдущем шаге; α и β — внутренние параметры нейросети. Процедура (3) выполняется для всего обучающего ряда и заканчивается при достижении некоторого задаваемого пользователем порога точности eps , когда $Er < eps$.

Обучение нейронной сети для последующего прогнозирования временного ряда Dst -индекса геомагнитной активности выполнялось следующим образом. В качестве входов нейросети выбирались сигналы детектора U из временного окна $t(1) - t(n)$, сдвинутые относительно выхода — примера единственного значения Dst на величину оптимальной заблаговременности. Таким об-

разом формировался первый пример из обучающей выборки. Затем выбранное временное окно для значений U сдвигалось на один шаг вперед, и ему ставилось в соответствие сдвинутое на шаг вперед значение Dst и т.д. Исследования показали, что для выбранного временного окна, размер которого соответствовал 200 сут, длина обучающего интервала для корректного прогноза составила 642 сут. После обучения нейросеть используется для следующего прогноза со сдвигом в несколько дней, продолжая обучаться на уже пройденных временных участках.

Прогностическая кривая представлена на рис. 6. Среднеквадратичная погрешность 0.29 нТл. Таким образом, полный учет нелинейности связи (отказ от кусочно-линейного приближения) ведет к увеличению точности прогноза примерно в 1.5 раза.

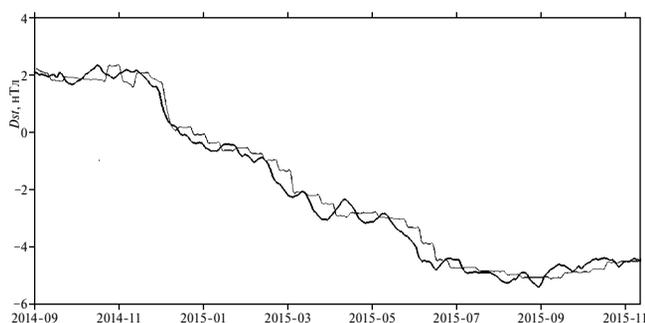


Рис. 6. Прогноз Dst методом текущей нейросети с фиксированной заблаговременностью 329 сут (тонкая линия) в сопоставлении с фактической кривой (жирная линия). Среднеквадратичная погрешность прогноза — 0.29 нТл.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Долговременный эксперимент показывает возможность долгосрочного прогноза медленных колебаний геомагнитной активности на основе измерения макроскопических нелокальных корреляций. Предпосылками к нему являются высокий уровень опережающей компоненты корреляции и большая величина опережения.

Реализация такого прогноза Dst -индекса продемонстрирована тремя методами на длительной временной серии с фиксированной заблаговременностью около 11 месяцев (329 сут), отвечающей положению глобального максимума корреляционной функции. Наиболее простой метод текущей регрессии, учитывающий нестационарность нелокальной связи источника и пробного процесса в детекторе в рамках кусочно-линейного приближения, продемонстриро-

вал среднеквадратичную погрешность 0.99 нТл. Метод текущей импульсной характеристики, учитывающий в рамках того же приближения немарковский характер процессов, показал погрешность 0.40 нТл. Метод текущей нейросети, допускающий, кроме того, любую нелинейность связи, показал наименьшую погрешность 0.29 нТл. Таким образом, точность прогноза Dst на основе нелокальных корреляций достаточна для практических целей, в том числе с применением наиболее простого алгоритма.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Кортаев С.М., Буднев Н.М., Сердюк В.О., Зурбанов В.Л., Миргазов Р.Р., Мачинин В.А., Киктенко Е.О., Бузин В.Б., Панфилов А.И. Новые результаты мониторинга вертикальной компоненты электрического поля в озере Байкал на базе поверхности — дно // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 55. № 3. С. 406—418. 2015.
- Кортаев С.М., Буднев Н.М., Сердюк В.О., Киктенко Е.О., Орехова Д.А. Новые результаты Байкальского эксперимента по прогностическому эффекту макроскопических нелокальных корреляций // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Естественные науки. № 4. С. 56—72. 2019.
- Кортаев С.М., Буднев Н.М., Сердюк В.О., Киктенко Е.О., Орехова Д.А., Горохов Ю.В. Макроскопические нелокальные корреляции по данным новых глубоководных измерений // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер.: Естественные науки. 2021. № 2. С. 52—70. 2021.
- Кортаев С.М., Морозов А.Н. Нелокальность диссипативных процессов — причинность и время. М.: Физматлит, 216 с. 2018.
- Кортаев С.М., Сердюк В.О., Горохов Ю.В. Прогноз геомагнитной и солнечной активности на основе нелокальных корреляций // Доклады Академии наук. Т. 415. № 6. С. 814—817. 2007.
- Кортаев С.М., Сердюк В.О., Сорокин М.О. Проявление макроскопической нелокальности в геомагнитных и солнечно-ионосферных процессах // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 40. № 3. С. 56—64. 2000.
- Попова И., Рожной А., Соловьева М., Левин Б., Чебров В. Нейросетевая методика выделения прогностических аномалий по низкочастотным электромагнитным сигналам в Курило-Камчатском регионе // Физика Земли. № 2. С. 1—13. 2016.
- Amico L., Fazio R., Osterloch A., Vedral V. Entanglement in many-body systems // Rev. Mod. Phys. V. 80. P. 517. 2008.
- Calsamiglia J., Hartmann L., Dür W., Briegel H.-J. Spin gases: quantum entanglement driven by classical kinematics // Phys. Rev. Lett. V. 95. P. 180502. 2005.
- Cramer J.G. The transactional interpretation of quantum mechanics // Rev. Mod. Phys. V. 58. P. 647—688. 1986.

- Dutta A.K. Earthquake prediction using Artificial Neural Networks // International Journal of Research and Reviews in Computer Science. № 2. P. 1279–1281. 2011.
- Hoyle F., Narlikar J.V. Cosmology and action-at-a-distance electrodynamics // Rev. Mod. Phys. V. 67. № 1. P. 113–156. 1995.
- Korotaev S.M. Causality and Reversibility in Irreversible Time. Irvine, CA: Scientific Research Publishing, 130 p. 2011.
- Korotaev S., Budnev N., Serdyuk V. Kiktenko E., Gorohov J., Zurbanov V. Macroscopic entanglement and time reversal causality by data of the Baikal experiment // Journal of Physics: Conf. Ser. V. 1051. P. 012019. 2018a.
- Korotaev S., Budnev N., Serdyuk V., Kiktenko E., Orekhova D., Gorohov J. Macroscopic nonlocal correlations in reverse time by data of the Baikal Experiment // Journal of Physics: Conf. Ser. V. 1557. P. 012026. 2020.
- Korotaev S., Budnev N., Serdyuk V., Kiktenko E., Orekhova D., Gorohov J. Macroscopic nonlocal correlations by new data of the Baikal Experiment // Journal of Physics Conf. Ser. V. 2197. P. 012019. 2022.
- Korotaev S.M., Gorohov J.V., Serdyuk V.O., Novysh A.V. Response of macroscopic nonlocal correlation detector to a phase transition // Journal of Physics: Conference Series. V. 1348. P. 012041. 2019.
- Korotaev S.M., Morozov A.N., Serdyuk V.O., Nalivayko V.I., Novysh A.V., Gaidash S.P., Gorohov J.V., Pulinets S.A., Kanonidi Kh. D. Manifestation of macroscopic nonlocality in the processes of solar and geomagnetic activity // Vestnik of BMSTU. Special Issue. P. 173–185. 2005.
- Korotaev S.M., Serdyuk V.O., Budnev N.M. Advanced response of the Baikal macroscopic nonlocal correlation detector to the heliogeophysical processes / Unified Field Mechanics II. London: World Scientific. P. 375–380. 2018b.
- Lee S.-S. B., Park J., Sim H.-S. Macroscopic quantum entanglement of a Kondo Cloud at finite temperature // Phys. Rev. Lett. V. 114. P. 057203. 2015.
- Reid M.D., He Q.Y., Drummond P.D. Entanglement and nonlocality in multi-particle systems // Frontiers of Physics. V. 7. № 1. P. 72–85. 2012.
- Popova I., Rozhnoi A., Solovieva M., Chebrov D., Hayakawa M. The behavior of the VLF/LF variations associated with the geomagnetic activity, earthquakes and quiet condition using neural network approach // Entropy. V. 20. P. 691–702. 2018.
- Suratgar A.A., Setoudeh F., Salemi A.H., Negarestani A. Magnitude of Earthquake Prediction Using Neural Network / Natural Computation. Fourth International Conference on Natural Computation. Jinan, China: IEEE Publisher. P. 448–452. 2008.

Experiment on long-term forecasting of geomagnetic activity based on nonlocal correlations

S. M. Korotaev^{1, *}, V. O. Serdyuk¹, I. V. Popova¹, J. V. Gorohov², E. O. Kiktenko¹,
D. A. Orekhova¹

¹ Geoelectromagnetic Research Centre, Schmidt Institute of Physics of the Earth, RAS (GEMRC IPE RAS), Moscow, Troitsk

² Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation, RAS IZMIRAN), Moscow, Troitsk

* e-mail: korotaev@gemrc.ru

The experiment was performed on the use of advanced macroscopic nonlocal correlations to forecast slow random fluctuations of the *Dst* index of geomagnetic activity. The global maximum correlation of *Dst* with the signal of the electrode detector reaches 0.97, which is sufficient for the forecast, and its time shift corresponds to the advance of the detector signal relative to *Dst* by 329 days. The large magnitude of the time shift is due to the slow diffusion mechanism of entanglement swapping between the detector and the source. At the same time, the position of the global maximum of the correlation function coincides with the position of the global minimum of the entropy independence function, which confirms its undistorted by possible nonlinearity of the relationship and determines the optimal lead time of the forecast. Long series of test forecasts *Dst* have been calculated using data from a nonlocal correlation detector with a fixed lead time using three methods: current regression, current impulse transient response and current neural network. The accuracy of the forecasts is sufficient for all practical purposes.

УДК 550.38

ГЛУБИНА НИЖНЕЙ ГРАНИЦЫ ЛИТОСФЕРНЫХ МАГНИТНЫХ ИСТОЧНИКОВ СЕВЕРО-ВОСТОКА ЕВРАЗИИ: ТЕПЛОВОЙ РЕЖИМ ЛИТОСФЕРЫ И СВЯЗЬ С СЕЙСМИЧНОСТЬЮ

© 2024 г. А. И. Филиппова¹, *, С. В. Филиппов¹, **

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

*e-mail: aleirk@mail.ru

**e-mail: sfilip@izmiran.ru

Поступила в редакцию 14.08.2023 г.

После доработки 30.08.2023 г.

Принята к публикации 28.09.2023 г.

Для северо-востока Евразии (60–70° N, 90–180° E) получены оценки глубины нижней границы магнитоактивного слоя литосферы с помощью метода центроида, в основе которого лежит двумерный спектральный анализ аномального геомагнитного поля. Аномальное геомагнитное поле исследуемой территории задавалось с помощью глобальной модели EMAG2v3. Полученные оценки показали, что максимальных значений (более 50 км) глубина нижней границы литосферных магнитных источников достигает практически повсеместно под Сибирской платформой к северу от 65° N, а минимальных (<30 км) — под Корякско-Камчатским складчатым поясом и Охотско-Чукотским вулканогенным поясом. Под Верхояно-Колымским складчатым поясом прослеживается чередование максимумов (до 44 км) и минимумов (до 30 км) глубины. Исходя из предположения, что основным магнитным минералом в континентальной литосфере является магнетит, такое распределение глубины нижней границы свидетельствует об увеличении степени прогрева литосферы в восточном направлении — от Сибирской платформы к Корякско-Камчатскому складчатому поясу. Последнее подтверждается независимыми геофизическими данными. Сопоставление полученных в работе результатов с распределением эпицентров региональных землетрясений ($M \geq 4.0$, 1962–2020 гг.) показывает, что очаги наибольшей интенсивности сильных землетрясений инструментального периода регистрации ($M \geq 6.0$) приурочены к зонам, в которых происходит резкое изменение глубины нижней границы литосферных магнитных источников.

Ключевые слова: аномальное геомагнитное поле, метод центроида, тепловой режим литосферы, сейсмичность, северо-восток Евразии.

DOI: 10.31857/S0016794024010155, EDN: GPARJI

1. ВВЕДЕНИЕ

Северо-восточная часть Евразийского материка (60–70° N, 90–180° E) сложена различными тектоническими структурами (рис. 1). Ее центральную часть занимает мезозойский Верхояно-Колымский складчатый пояс, граничащий на западе по Предверхоянскому краевому прогибу с докембрийской Сибирской платформой, а на востоке отделенный от кайнозойских сооружений Корякско-Камчатского складчатого пояса Охотско-Чукотским вулканогенным поясом [Зоненшайн и др., 1990а, б; Имаева и др., 2017]. Кроме того, в пределах исследуемого реги-

она проходят границы литосферных плит: Евразийской, Северо-Американской и Охотоморской [Bird, 2003].

Большая часть имеющейся на текущий момент времени информации о литосферных температурах на северо-востоке Евразии основывается на результатах поверхностно-волновой томографии [Cammarano and Guerri, 2017; Lebedev et al., 2017; Priestley et al., 2019], которые характеризуются горизонтальным разрешением в несколько сотен километров. При этом количество измерений поверхностного теплового потока, представляющего собой основные исходные

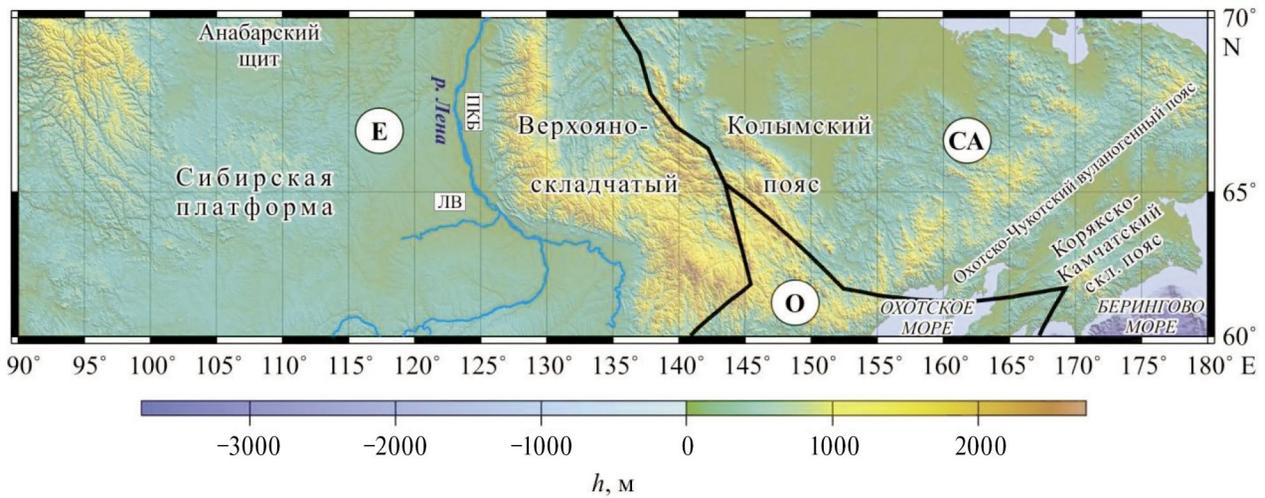


Рис. 1. Область исследования. Границы литосферных плит (черные кривые) приведены согласно [Bird, 2003]. Литосферные плиты (буквы в кружках): Е — Евразийская, О — Охотоморская, СА — Северо-Американская. Топография и батиметрия (h — высота над уровнем моря) показаны в соответствии с глобальной моделью ETOPO 2022 [NOAA..., 2022], ЛВ — Линденская впадина, ПКБ — Предверхоянский краевой прогиб.

данные для температурной модели TC1 [Artemieva, 2006], для рассматриваемой территории невелико, а распределение пунктов измерений весьма неравномерно (см. далее раздел 4.1) [Fuchs et al., 2021a, b]. Таким образом, для исследуемого региона большой интерес представляют независимые косвенные оценки глубинных температур. В частности, для этих целей широко используются подходы, основанные на анализе геомагнитных данных [Carillo-de la Cruz et al., 2021; Correa et al., 2022; Oliveira et al., 2021; Prasad et al., 2022; Sobh et al., 2021; и др.]. Причем накопленный к настоящему моменту объем разновысотных магнитных съемок, включая спутниковые наблюдения, позволяет проводить исследования даже в труднодоступных приполярных районах Земли [Середкина и Филиппов, 2021; Филиппова и Филиппов, 2022, 2023а, б; Gaudreau et al., 2019; Lu et al., 2022; Maule et al., 2005].

Полученные в последнее десятилетие распределения глубины нижней границы магнитоактивного слоя литосферы существенно противоречат друг другу, особенно для Сибирской платформы. Так, в глобальной модели [Gard and Hasterok, 2021] под ней наблюдается наиболее глубокое положение нижней границы — 35–55 км, причем больше распространено более глубокое залегание (более 45 км). В то же время в другой глобальной модели [Li et al., 2017] и распределении из работы [Lu et al., 2022], построенном для территории Арктики к северу от 65° N, эта глуби-

на под платформой не превышает 10–25 км. Разнятся оценки глубин и для складчатых поясов на востоке области исследования. Для Верхояно-Колымского складчатого пояса они составляют от 10–40 км согласно [Li et al., 2017; Lu et al., 2022] до 30–40 км [Gard and Hasterok, 2021]. Интересно, что в модели [Li et al., 2017] Корякско-Камчатский складчатый пояс характеризуется такими же глубинами, что и Верхояно-Колымский, в то время как у [Gard and Hasterok, 2021] под ним значения глубины составляют 20–25 км, т.е. прослеживается уменьшение глубины в восточном направлении.

В связи с невысоким горизонтальным разрешением температурных моделей литосферы и противоречивостью оценок глубины нижней границы магнитоактивного слоя литосферы в данной работе была поставлена задача — получить распределение глубины залегания нижней границы литосферных магнитных источников северо-востока Евразии (см. рис. 1), характеризующееся более высоким горизонтальным разрешением, чем имеющиеся модели. Для этого были использованы наиболее актуальная на текущий момент глобальная модель аномального геомагнитного поля EMAG2v3 [Meyer et al., 2017] и метод центра [Tanaka et al., 1999]. Полученное нами распределение глубины сравнивалось с независимой геофизической информацией, и с его помощью была оценена степень прогрева литосферы. Выявленные вариации глубины

нижней границы литосферных магнитных источников также были сопоставлены с распределением эпицентров региональных землетрясений, зарегистрированных в инструментальный период наблюдений.

2. ДАННЫЕ И МЕТОДЫ

Оценки глубин залегания магнитоактивного слоя литосферы на северо-востоке Евразии были выполнены по данным глобальной модели аномального магнитного поля Земли EMAG2v3 [Meyer et al., 2017] (рис. 2а). В данной модели аномальное геомагнитное поле приведено к высоте 4 км над уровнем моря и имеет горизонтальное разрешение 2 угловые минуты.

Модель включает данные морских, аэромагнитных, наземных и спутниковых геомагнитных съемок. При этом использование спутниковых данных обеспечивает более надежное выделение нижней границы магнитных источников, что было экспериментально показано в [Wen et al., 2019]. Согласно используемой модели в пределах рассматриваемой территории отсутствуют области, не обеспеченные данными (рис. 2а).

Расчеты глубин залегания литосферных магнитных источников осуществлялись с помощью метода центра [Okubo et al., 1985; Tanaka et al., 1999], согласно которому принимается, что намагниченность в бесконечном в горизонталь-

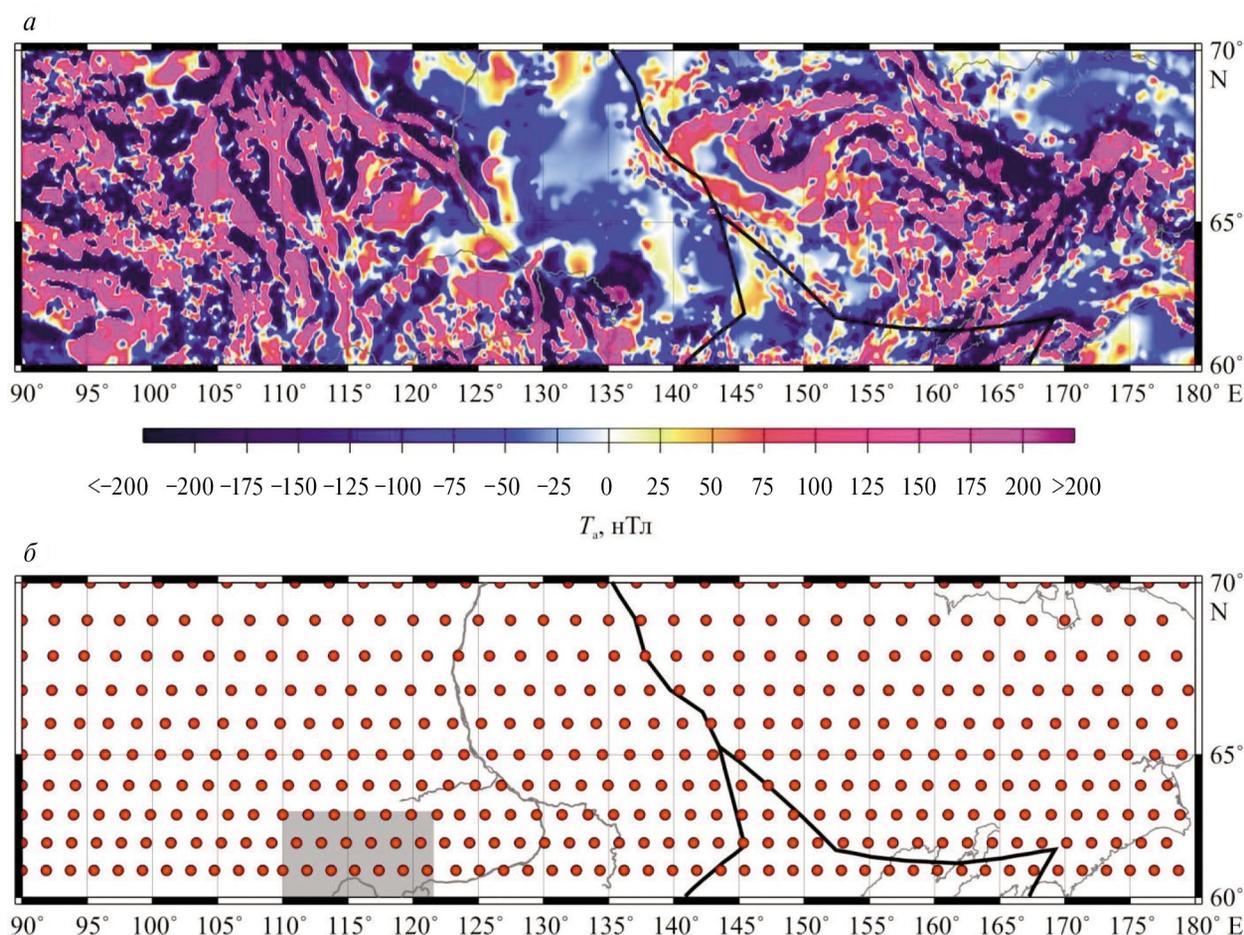


Рис. 2. Модуль полного вектора аномального геомагнитного поля (T_a , нТл) на высоте 4 км над уровнем моря согласно модели EMAG2v3 [Meyer et al., 2017] (а) и центральные точки блоков 200 × 200 км, в пределах которых выполнялись расчеты глубин залегания литосферных магнитных источников (б). Серым прямоугольником на рис. (б) выделена область, рассмотренная нами ранее в работе [Filipova et al., 2021]. Границы литосферных плит (черные кривые) приведены согласно [Bird, 2003].

ных направлениях слое является случайной функцией горизонтальных координат и не зависит от глубины. Процесс вычислений включал следующие этапы.

1. Выбор данных модели EMAG2v3 в квадратных блоках с размерами $200 \cdot 200$ км. Перекрытие между соседними блоками по широте составляло 1° , по долготе — 100 км. Всего, таким образом, было выделено 412 блоков, перекрывающих северо-восток Евразии, центральные точки которых показаны на рис. 2б. Для 19 блоков, расположенных на Сибирской платформе ($60\text{--}63^\circ$ N, $110\text{--}122^\circ$ E) и обозначенных серым прямоугольником на рис. 2б, для дальнейшего анализа были использованы результаты, полученные нами ранее для северо-восточного фланга Байкальского рифта и сопредельных территорий [Filipova et al., 2021].

2. Спектральный анализ аномалий геомагнитного поля в каждом из выделенных блоков. Вычисления азимутально-усредненных Фурье-спектров мощности аномалий геомагнитного поля выполнялись с помощью программы Fourpot 1.3b [Pirttijärvi, 2015]. Чтобы избежать потери информации о глубинах залегания магнитоактивного слоя, процедуры предварительной фильтрации данных и их приведения к полюсу не проводились в соответствии с рекомендациями из работы [Núñez Demarco et al., 2021].

3. Определение искомым глубин — центра масс (Z_0), верхней (Z_t) и нижней границ (Z_b) литосферных магнитных источников — согласно методу центроида [Tanaka et al., 1999]:

$$\ln \left[\Phi_{\Delta T} (|k|)^{1/2} / |k| \right] = \ln A - |k| Z_0, \quad (1)$$

$$\ln \left[\Phi_{\Delta T} (|k|)^{1/2} \right] = \ln B - |k| Z_t, \quad (2)$$

$$Z_b = 2Z_0 - Z_t, \quad (3)$$

где $\Phi_{\Delta T}$ — азимутально-усредненный Фурье-спектр мощности аномалий геомагнитного поля; k_x и k_y — проекции волнового числа по осям x и y в горизонтальной плоскости; $|k| = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$ — модуль волнового числа; A, B — const.

Глубины центра масс вычислялись по соотношению (1) в интервале волновых чисел от максимума спектра, т.е. примерно от 0 до 0.05 рад/км; для вычислений глубин верхней границы (соотношение (2)) использовался интервал волновых

чисел примерно от 0.25 до 0.5 рад/км [Núñez Demarco et al., 2021]. Для большей части рассматриваемой территории глубина центра масс определялась во всем указанном диапазоне волновых чисел, и лишь в некоторых блоках, расположенных на Сибирской платформе, для которых в результате были получены максимальные мощности магнитоактивного слоя литосферы, линейность наклона спектра соблюдалась в более узком диапазоне волновых чисел — примерно до 0.04 рад/км.

4. Оценки погрешности определения глубин (ε) в соответствии с соотношением из работ [Okubo and Matsunaga, 1994; Salazar et al., 2017]:

$$\varepsilon = \frac{\sigma}{|k_2| - |k_1|}, \quad (4)$$

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.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

Результаты проведенных расчетов глубин верхней и нижней границ литосферных магнитных источников представлены на рис. 3а и 4. Распределение глубины центра масс, значения которой в пределах рассматриваемой территории лежат в диапазоне 13—28 км, отдельно не приводится, так как оно схоже с распределением глубины Z_b , что является прямым следствием соотношения (3) и того факта, что $Z_t \ll Z_0$. Ранее это было продемонстрировано нами на примере Восточно-Сибирского моря [Филиппова и Филиппов, 2022]. Погрешности искомым параметров, оцененные по соотношению (4), распределены случайным образом и составили 0.1—3.5, 0.1—4.1 и 0.4—6.2 км для Z_t , Z_0 и Z_b соответственно. Их средние значения равны 0.6; 1.9 и 3.3 км. Следует отметить, что полученные значения погрешностей не учитывают ошибок исходных данных. При этом добавление случайного шума с амплитудой ± 167 нТл, соответствующего ошибкам модели EMAG2v3 для рассматриваемой территории [Meyer et al., 2017], практически не сказывается на значениях глубин центра масс и нижней границы магнитных источников, но может существенно (до 1—2 км) исказить значения глубины верхней границы [Середкина и Филиппов, 2021].

Для большей части северо-востока Евразии глубина Z_t не превышает 2 км, полный диапазон изменения Z_t составляет 0.1—5.5 км (рис. 3а).

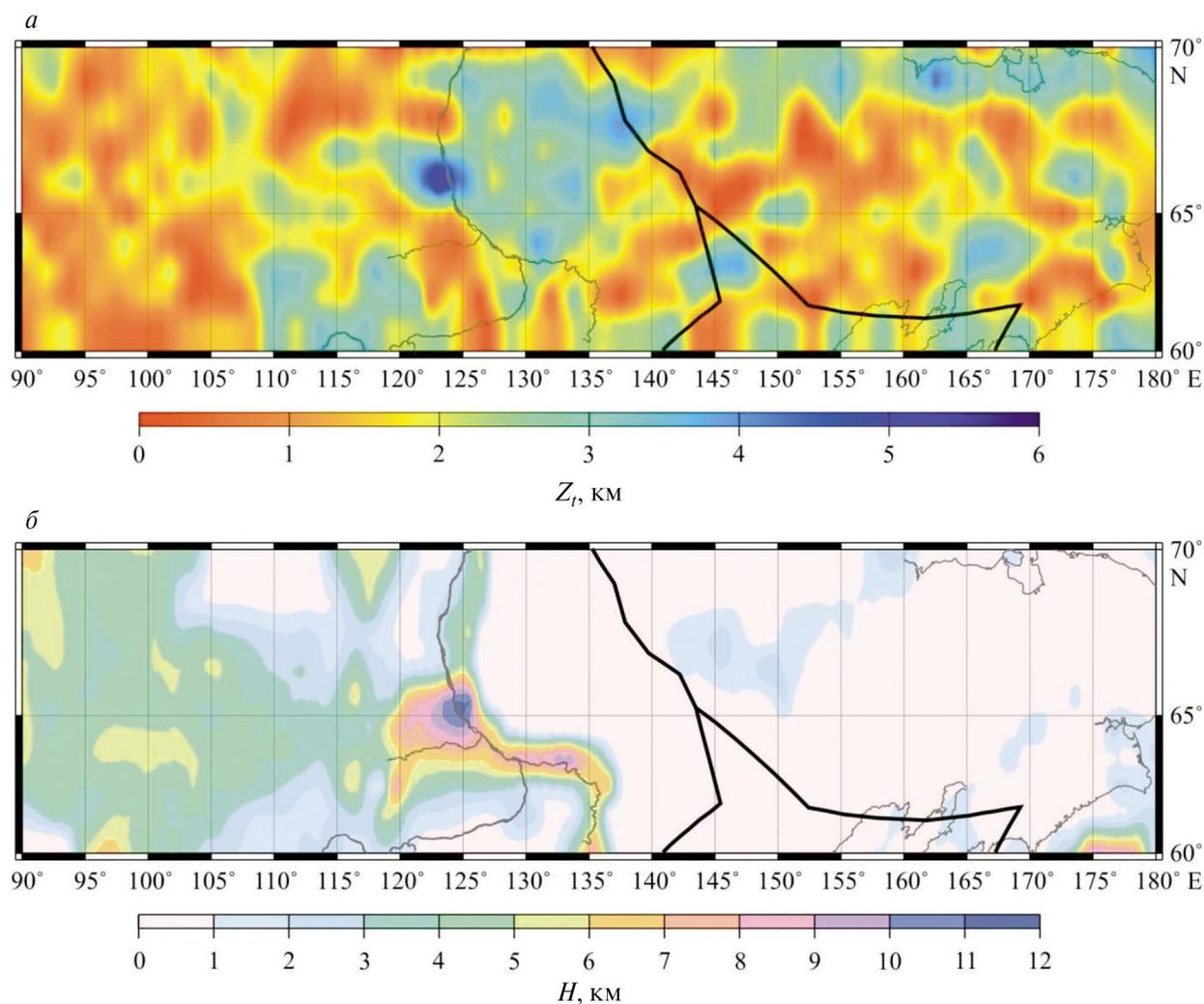


Рис. 3. Глубина верхней границы литосферных магнитных источников (Z_t , км), полученная в данной работе (а), и мощность осадочного слоя (H , км) согласно модели CRUST1.0 [Laske et al., 2013] (б). Границы литосферных плит (черные кривые) приведены согласно [Bird, 2003].

С учетом погрешностей увеличение Z_t уверенно прослеживается под Линденской впадиной и примыкающей к ней частью Предверхоанского краевого прогиба (см. рис. 1), которые входят в состав Лено-Вилюйской газонефтеносной провинции. Принимая, что намагниченность осадочных пород существенно меньше намагниченности пород кристаллического фундамента [Яновский, 1978], такое увеличение глубины Z_t на качественном уровне согласуется с глобальной моделью строения коры CRUST1.0, согласно которой мощность осадков в обсуждаемом районе доходит до 7–10 км (рис. 3б). Большая часть Сибирской платформы характеризуется

глубинами $Z_t < 1.5$ км (рис. 3а), в отличие от моделей CRUST1.0 (рис. 3б) и SibCrust [Cherepanova et al., 2013], а также результатов работы [Petrov et al., 2016], в которых мощность осадков достигает 6 км под отдельными локальными областями на платформе. Выявленное несоответствие может быть связано с широким распространением базальтовых траппов в осадочном чехле платформы [Drachev et al., 2010]. Полученное распределение глубины верхней границы магнитоактивного слоя литосферы указывает на большее распространение осадочного слоя под складчатыми поясами на северо-востоке Евразии, чем модель CRUST1.0, плохо обеспеченная

здесь исходными данными. Косвенно на это также указывают пониженные значения групповых скоростей волн Рэля на периоде 20 с [Середкина, 2019; Levshin et al., 2001].

Максимальных значений (более 50 км) глубина нижней границы литосферных магнитных источников достигает практически повсеместно под Сибирской платформой к северу от 65° N, включая Анабарский щит (рис. 4). Отметим, что при использовании метода центра оценок глубин зависят от выбора размеров блоков, в пределах которых выполняется спектральный анализ [Ravat et al., 2007]. При этом выбранный нами размер блоков 200 • 200 км является достаточным для выделения областей с $Z_b > 50$ км, что ранее было продемонстрировано на примере Балтийского щита [Филиппова и Филиппов, 2023б]. К югу от 65° N под платформой значения Z_b существенно меньше и более выражены вариации этой глубины. Здесь она изменяется в диапазоне примерно от 35 до 50 км, причем отдельные минимумы и максимумы глубины коррелируют с геологическим строением. Например, как мы уже отмечали ранее, в работе [Филиппова et al., 2021] максимум глубины нижней границы магнитоактивного слоя литосферы в районе 63° N, 118° E приурочен к среднепалеозойской Виллюйской рифтовой системе [Зоненшайн и др., 1990а]. Под восточной окраиной Сибирской платформы залегание Z_b составляет около 40 км, что характерно и для соседних областей Верхояно-Колымского складчатого пояса.

Под Верхояно-Колымским складчатым поясом прослеживается чередование максимумов (до 44 км) и минимумов (до 30 км) глубины нижней границы литосферных магнитных источников (рис. 4). Под Корякско-Камчатским складчатым поясом глубина Z_b уменьшается в восточном направлении от ~34 до 26 км. Близкие значения Z_b характерны также для рассматриваемых частей Охотского и Берингова морей. Минимальные глубины нижней границы для всей области исследования прослеживаются под Охотско-Чукотским вулканогенным поясом и составляют около 24 км.

Полученное нами распределение глубины нижней границы литосферных магнитных источников (рис. 4) подтверждает основные крупномасштабные особенности глобальной модели [Gard and Hasterok, 2021], а именно: постепенное уменьшение глубины Z_b в восточном направлении, и свидетельствует о занижении глубин в моделях [Li et al., 2017; Lu et al., 2022], особенно существенном для Сибирской платформы. Как мы уже обсуждали это ранее для смежных регионов [Филиппова и Филиппов, 2023а], причинами таких несоответствий частично могут являться различия в исходных данных и горизонтальном разрешении результатов, однако основной вклад, скорее всего, вносят особенности используемых методов. Отметим также, что для складчатых поясов на востоке исследуемой территории полученные результаты закономерно согласуются с нашими средними

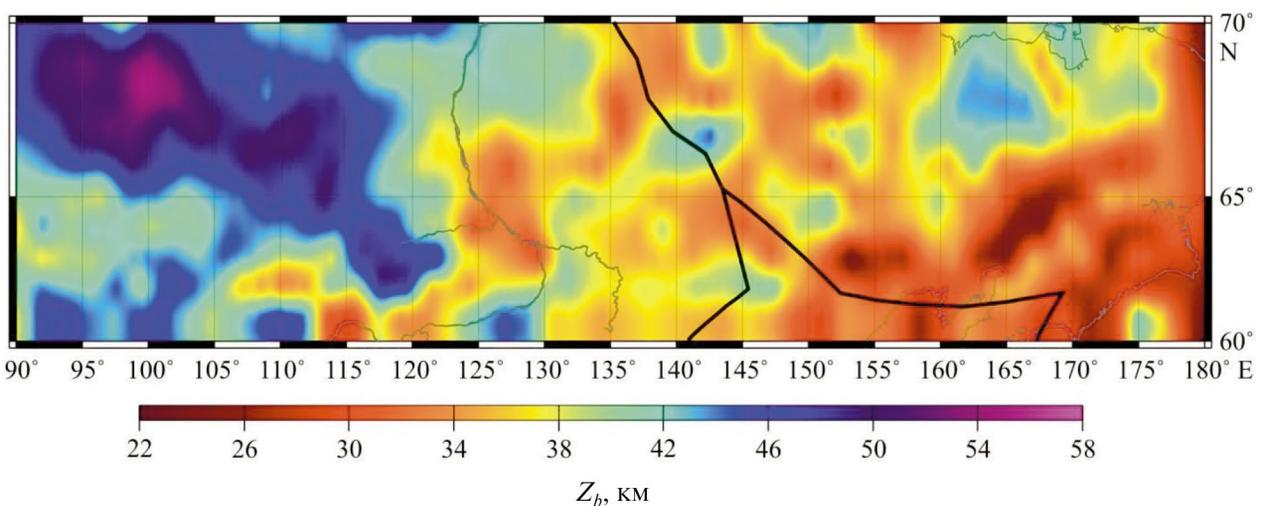


Рис. 4. Глубина нижней границы литосферных магнитных источников (Z_b , км). Границы литосферных плит (черные кривые) приведены согласно [Bird, 2003].

оценками из работы [Середкина и Филиппов, 2021]. При этом значение Z_b около 32 км, полученное для блока с размерами $300 \cdot 300$ км и центральной точкой с координатами 65° N и 105° E (Сибирская платформа) [Середкина и Филиппов, 2021], вероятно, является заниженным вследствие выбора более широкого диапазона волновых чисел для расчета глубины центра масс магнитных источников, чем диапазон, рекомендованный в [Núñez Demarco et al., 2021] и используемый в данной работе.

4. ОБСУЖДЕНИЕ

4.1. Тепловой режим литосферы

Принимая, что основным магнитным минералом в литосфере является магнетит, распределение глубины нижней границы литосферных магнитных источников может быть отождествлено с глубиной изотермы 578° C, что соответствует температуре точки Кюри магнетита [Langel and Hinze, 1998]. Исходя из этого полученное нами распределение глубины нижней границы литосферных магнитных источников (см. рис. 4) свидетельствует, что наиболее холодной и, следовательно, мощной литосферой обладает Сибирская платформа, особенно к северу от 65° N. Напротив, наиболее прогретая и утоненная литосфера наблюдается под Корякско-Камчатским складчатым поясом и Охотско-Чукотским вулканогенным поясом. Промежуточная между этими структурами степень прогрева литосферы в среднем характерна для Верхояно-Колымского складчатого пояса, при этом его различные районы прогреты по-разному.

Полученные нами результаты могут быть сопоставлены с независимыми геофизическими данными, в первую очередь со значениями поверхностного теплового потока (рис. 5a) [Fuchs et al., 2021a, b]. Сразу отметим, что количество измерений теплового потока для рассматриваемой территории невелико (63 значения) и пункты измерений распределены весьма неравномерно, что позволяет нам проанализировать только общие тенденции в тепловом режиме литосферы. Также необходимо иметь в виду, что имеющиеся значения потока могут быть несколько заниженными из-за влияния многолетней мерзлоты, мощность которой достигает десятков метров к северу от 60° N, что уже упоминалось нами ранее при расчете средней геотермы для 12 значений потока на Сибирской платформе (в районе 62.5° N, 114.0° E) [Filippova et al., 2021]. Тем не менее все измерения поверхностного теплового потока со значениями менее

40 мВт/м² расположены на Сибирской платформе (рис. 5a). На ее восточной окраине тепловой поток увеличивается до 42 – 59 мВт/м², а для Верхояно-Колымского складчатого пояса составляет 60 – 99 мВт/м². Корякско-Камчатский складчатый пояс и Охотско-Чукотский вулканогенный пояс, к сожалению, практически не обеспечены пунктами измерений потока. Таким образом, имеющиеся данные о поверхностном тепловом потоке подтверждают увеличение степени прогрева литосферы в восточном направлении — от Сибирской платформы к Верхояно-Колымскому складчатому поясу.

Об увеличении литосферных температур с запада на восток в пределах рассматриваемой территории свидетельствуют температурные модели, основанные на распределениях скоростей S-волн, полученных методами поверхностно-волновой томографии [Cammarano and Guerri, 2017; Lebedev et al., 2017; Priestley et al., 2019]. Однако, учитывая невысокое горизонтальное разрешение томографических реконструкций, они не позволяют проследить более мелкомасштабные вариации температуры, например выявленные нами для Верхояно-Колымского складчатого пояса (см. рис. 4). Частично такие вариации подтверждаются глобальной моделью континентальной литосферы TC1 [Artemieva, 2006], в которой область, ограниченная примерно 65 – 70° N и 140 – 165° E, характеризуется пониженными температурами. Так, согласно результатам данной работы (см. рис. 4) большинство наиболее выраженных максимумов глубины нижней границы литосферных магнитных источников ($Z_b > 42$ км) под этим складчатым поясом приурочено именно к этой области.

4.2. Сейсмичность

За исключением практически асейсмичной Сибирской платформы рассматриваемая нами территория северо-востока Евразии характеризуется высоким уровнем сейсмической активности [Имаева и др., 2017; Fujita et al., 2009]. Так, по данным сводного каталога из работы [Gvishiani et al., 2022], с 1962 по 2020 г. здесь произошло 703 землетрясения с $M \geq 4.0$, включая сильнейшие на северо-востоке России за инструментальный период наблюдений Артыкское землетрясение 18 мая 1971 г. с $MS = 7.0$ [Козьмин, 1984] и Олюторское землетрясение 20 апреля 2006 г. с $M_w = 7.6$ [Чебров, 2007] (рис. 5б). Эпицентры большинства землетрясений трассируют границы литосферных плит (рис. 5б). Помимо современных проявлений сейсмической активности в регионе так-

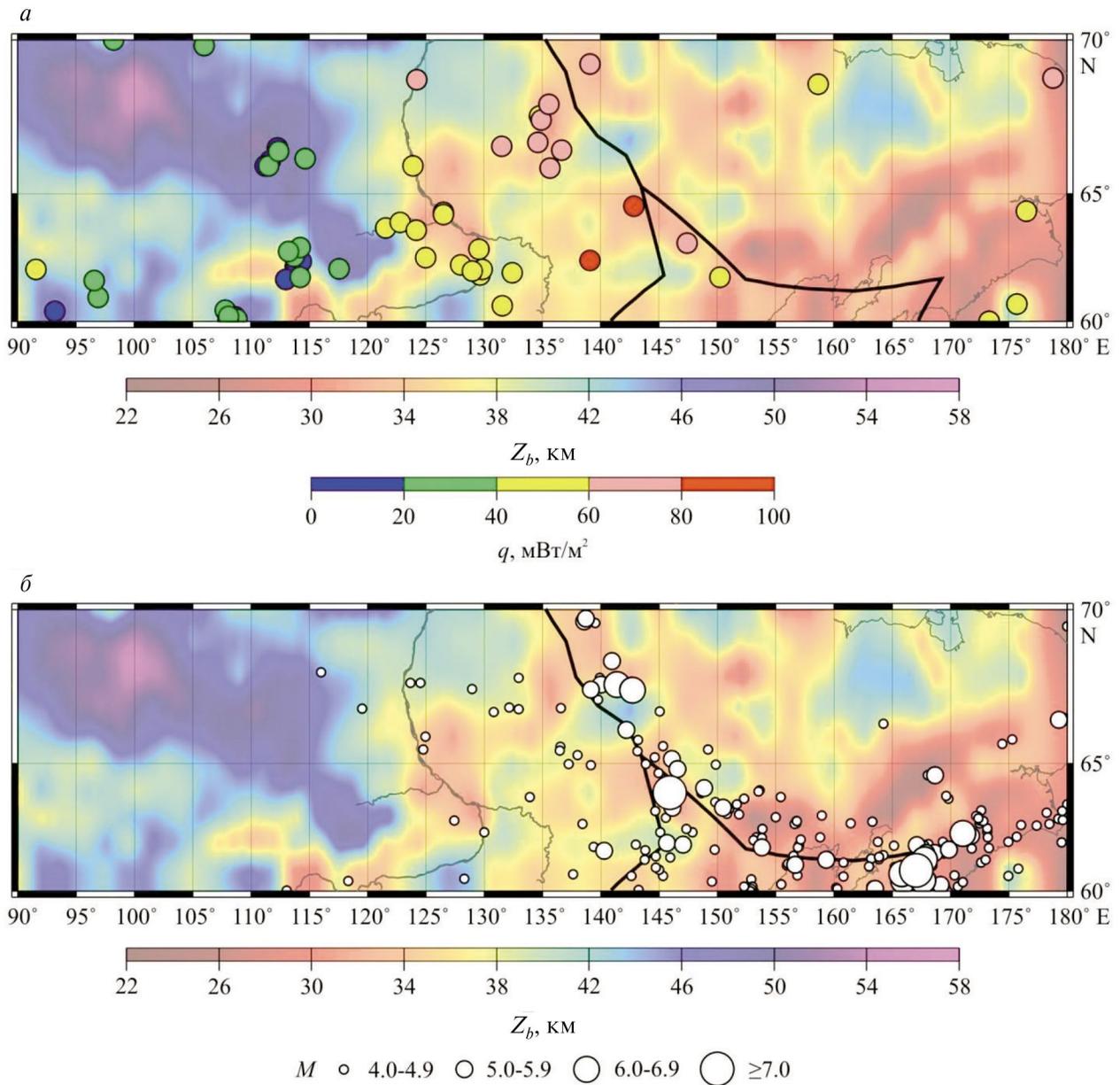


Рис. 5. Поверхностный тепловой поток (q , мВт/м²) по [Fuchs et al., 2021a] (а) и эпицентры региональных землетрясений с $M \geq 4.0$, зарегистрированных в 1962–2020 гг., по [Gvishiani et al., 2022] (б) в сопоставлении с полученным распределением глубины нижней границы литосферных магнитных источников (Z_b , км). Границы литосферных плит (черные кривые) приведены согласно [Bird, 2003].

же известны многочисленные разновозрастные палеосейсмодислокации, возникшие в результате сейсмических событий с $M > 7.0$ [Важенин, 2000; Имаев и др., 2000].

Поскольку количество сейсмических станций в пределах исследуемой области невелико, а

их распределение весьма неравномерно (например, см. [Алёшина и др., 2022; Чебров и др., 2022; Шибаяев и др., 2022]), глубины очагов для подавляющего числа региональных землетрясений либо не определены вовсе, либо характеризуются высокими погрешностями. Следовательно,

вычисление глубины нижней границы сейсмоактивного слоя, позволяющей косвенно оценить температурный режим литосферы [Sibson, 1984], как это было сделано в работах [Filipova et al., 2021; Idarraga-Garcia and Vargas, 2018; Tanaka and Ishikawa, 2005], является для северо-востока Евразии практически невозможным. Однако определенный интерес представляет сопоставление полученных нами результатов с распределением эпицентров умеренных и сильных сейсмических событий ($M \geq 4.0$, 1962—2020 гг.).

На рис. 5б видно, что эпицентры большинства землетрясений инструментального периода наблюдений с $M \geq 6.0$ приурочены к зонам, в которых происходит резкое изменение глубины нижней границы литосферных магнитных источников. Так, область Олюторского землетрясения 20 апреля 2006 г. ($M_w = 7.6$) и его афтершоков [Чебров, 2007] ($\sim 61^\circ \text{ N}$, 167° E) характеризуется изменением глубины Z_b с 34 до 26 км в восточном направлении. Еще более резкий скачок в изменении глубины — с 34 до 46 км — наблюдается в районе очагов Андрей-Тасского землетрясения 22 июня 2008 г. ($M_w = 6.1$) [Имаева и др., 2017; Filipova and Melnikova, 2023] и Илинь-Тасского землетрясения 14 февраля 2013 г. ($M_w = 6.7$) [Имаева et al., 2015; Filipova and Melnikova, 2023] ($\sim 67^\circ \text{ N}$, 142° E). Исключение составляет Артыкское землетрясение 18 мая 1971 г. ($M_S = 7.0$) [Козьмин, 1984], эпицентр которого расположен примерно в середине области со значениями Z_b около 32 км ($\sim 64^\circ \text{ N}$, 146° E). Такое отклонение от выявленной тенденции может быть обусловлено, с одной стороны, погрешностями определения эпицентра рассматриваемого сейсмического события, а с другой стороны, недостаточным горизонтальным разрешением результатов данной работы, ограниченными размерами блоков, в которых выполнялся спектральный анализ аномального геомагнитного поля ($200 \cdot 200$ км).

5. ВЫВОДЫ

В данной работе для территории северо-востока Евразии ($60\text{--}70^\circ \text{ N}$, $90\text{--}180^\circ \text{ E}$) выполнен спектральный анализ аномального геомагнитного поля, заданного глобальной моделью EMAG2v3. Оценки глубины нижней границы магнитоактивного слоя литосферы были выполнены с помощью метода центроида. Полученные результаты позволяют сделать следующие выводы.

1. Максимальных значений (более 50 км) глубина нижней границы литосферных магнитных источников (Z_b) достигает практически повсе-

местно под Сибирской платформой к северу от 65° N . Под Верхояно-Колымским складчатым поясом прослеживается чередование максимумов (до 44 км) и минимумов (до 30 км) глубины Z_b . Минимальные значения Z_b (< 30 км) характерны для Корякско-Камчатского складчатого пояса и Охотско-Чукотского вулканогенного пояса.

2. Полученное распределение глубины Z_b с учетом того, что основным магнитным минералом в континентальной литосфере является магнетит, свидетельствует об увеличении степени прогрева литосферы в восточном направлении — от Сибирской платформы к Корякско-Камчатскому складчатому поясу, что подтверждается независимыми геофизическими данными.

3. Сопоставление полученных нами результатов с распределением эпицентров региональных землетрясений ($M \geq 4.0$, 1962—2020 гг.) показывает, что очаги большинства сильных землетрясений инструментального периода регистрации ($M \geq 6.0$) приурочены к зонам, в которых происходит резкое изменение глубины нижней границы литосферных магнитных источников. Для рассматриваемой территории данный результат получен впервые.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке РНФ, грант № 21-77-10070.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

ДОСТУПНОСТЬ ДАННЫХ

Полученное распределение глубины нижней границы литосферных магнитных источников доступно по запросу: <http://aleirk@mail.ru>.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Алёшина Е.И., Курткин С.В., Карпенко Л.И. Сейсмичность Северо-Востока России в 2016—2017 гг. // Землетрясения Северной Евразии. Вып. 25 (2016—2017 гг.). С. 176—186. 2022. <https://doi.org/10.35540/1818-6254.2022.25.15>
- Важенин Б.П. Принципы, методы и результаты палеосейсмогеологических исследований на Северо-Востоке России. Магадан: СВКНИИ ДВО РАН, 205 с.
- Зоненшайн Л.П., Кузьмин М.И., Натапов Л.М. Тектоника литосферных плит территории СССР. М.: Недра. Кн. 1.

- *Зоненшайн Л.П., Кузьмин М.И., Натапов Л.М.* Тектоника литосферных плит территории СССР. М.: Недра, Кн. 2. 334 с. 1990б.
- *Имаев В.С., Имаева Л.П., Козьмин Б.М.* Сейсмотектоника Якутии. М.: ГЕОС. 2000.
- *Имаева Л.П., Имаев В.С., Козьмин Б.М., Мельникова В.И., Середкина А.И., Маккей К.Д., Ашурков С.В., Смекалин О.П., Овсяченко А.Н., Чипизубов А.В., Сясько А.А.* Сейсмотектоника северо-восточного сектора Российской Арктики. Новосибирск: Изд-во СО РАН. 2017.
- *Козьмин Б.М.* Сейсмические пояса Якутии и механизмы очагов их землетрясений. М.: Наука. 1984.
- *Середкина А.И.* Поверхностно-волновая томография Арктики по данным дисперсии групповых скоростей волн Рэлея и Лява // *Физика Земли.* № 3. С. 58–70. 2019.
<https://doi.org/10.31857/S0002-33372019358-70>
- *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>
- *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. 2022.
<https://doi.org/10.31857/S0002333722040032>
- *Филиппова А.И., Филиппов С.В.* Тепловой режим литосферы под полуостровом Таймыр по геомагнитным данным // *Геомагнетизм и аэрономия.* Т. 63. № 3. С. 391–402. 2023а.
<https://doi.org/10.31857/S0016794022600600>
- *Филиппова А.И., Филиппов С.В.* Глубины залегания литосферных магнитных источников под Балтийским щитом // *Геомагнетизм и Аэрономия.* Т. 63. № 5. С. 667–679. 2023б.
<https://doi.org/10.31857/S0016794023600059>
- *Чебров В.Н. (отв. редактор)* Олюторское землетрясение (20 (21) апреля 2006 г., Корьякское нагорье). Первые результаты исследований. Петропавловск-Камчатский: ГС РАН. 2007.
- *Чебров Д.В., Салтыков В.А., Дрознина С.Я., Ромашева Е.И., Митюшкина С.В., Абубакиров И.Р., Павлов В.М., Раевская А.А., Матвеев Е.А.* Сейсмичность Камчатки и Командорских островов в 2016–2017 гг. // *Землетрясения Северной Евразии.* Вып. 25 (2016–2017 гг.). С. 164–175. 2022.
<https://doi.org/10.35540/1818-6254.2022.25.14>
- *Шубаев С.В., Geissler W., Козьмин Б.М., Туктаров Р.М., Макаров А.А.* Сейсмичность Якутии в 2016–2017 гг. // *Землетрясения Северной Евразии.* Вып. 25 (2016–2017 гг.). С. 187–195. 2022.
<https://doi.org/10.35540/1818-6254.2022.25.16>
- *Яновский Б.М.* Земной магнетизм. Л.: Ленинградский университет. 1978.
- *Artemieva I.M.* Global 1° × 1° thermal model TC1 for the continental lithosphere: Implications for lithosphere secular evolution // *Tectonophysics.* V. 416. P. 245–277. 2006.
<https://doi.org/10.1016/j.tecto.2005.11.022>
- *Bird P.* An updated digital model of plate boundaries // *Geochem. Geophys. Geosyst.* V. 4. № 3. 1027. 2003.
<https://doi.org/10.1029/2001GC000252>
- *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>
- *Carillo-de la Cruz J.L., Prol-Ledesma R.M., Gabriel G.* Geostatistical mapping of the depth to the bottom of magnetic sources and heat flow estimations in Mexico // *Geothermics.* V. 97. 102225. 2021.
<https://doi.org/10.1016/j.geothermics.2021.102225>
- *Cherepanova Y., Artemieva I.M., Thybo H., Chemia Z.* Crustal structure of the Siberian Craton and the West Siberian Basin: an appraisal of existing data // *Tectonophysics.* V. 609. P. 154–183. 2013.
<https://doi.org/10.1016/j.tecto.2013.05.004>
- *Correa R.T., Vidotti R.M., Guedes V.J.C.B., Scandola J.E.* Mapping the Thermal Structure of the Amazon Craton to Constrain the Tectonic Domains // *J. Geophys. Res.: Solid Earth.* V. 127. № 1. e2021JB023025. 2022.
<https://doi.org/10.1029/2021JB023025>
- *Drachev S.S., Malyshev N.A., Nikishin A.M.* Tectonic history and petroleum geology of the Russian Arctic Shelves: an overview / *Petroleum geology: from mature basins to new frontiers* — Proc. 7th Petroleum Geology Conference. Geological Society, London, 2010.
<https://doi.org/10.1144/0070591>
- *Filippova A.I., Golubev V.A., Filippov S.V.* Curie point depth and thermal state of the lithosphere beneath the north-eastern 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>
- *Filippova A.I., Melnikova V.I.* Crustal stresses in the East Arctic region from new data on earthquake focal mechanisms // *Tectonics.* V. 42. e2022TC007338. 2023.
<https://doi.org/10.1029/2022TC007338>
- *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/figgeo.2021.014>
- *Fuchs S., Beardsmore G., Chiozzi P., et al.* A new database structure for the IHFC Global Heat Flow Database // *International Journal of Terrestrial Heat Flow and Applied Geothermics.* V. 4. № 1 P. 1–14. 2021b.
<https://doi.org/10.31214/ijthfa.v4i1.62>
- *Fujita K., Kozmin B.M., Mackey K.G., Riegel S.A., Im-ae V.S., McLean M.S.* Seismotectonics of the Chersky seismic belt, eastern Russia (Yakutia) and Magadan district, Russia // *Geology, Geophysics and Tectonics of Northeastern Russia: a Tribute to Leonid Parfenov.* Stephan Mueller Spec. Publ. V. 4. P. 117–145. 2009.
<https://doi.org/10.5194/smsps-4-117-2009>

- 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>
- Gaudreau É., Audet P., Schneider D.A.* Mapping Curie depth across western Canada from a wavelet analysis of magnetic anomaly data // *J. Geophys. Res.: Solid Earth.* V. 124. P. 4365–4385. 2019. <https://doi.org/10.1029/2018JB016726>
- Gvishiani A.D., Vorobieva I.A., Shebalin P.N., Dzeboev B.A., Dzeranov B.V., Skorkina A.A.* Integrated Earthquake Catalog of the Eastern Sector of the Russian Arctic // *Applied Sciences.* V. 12. № 10. 5010. 2022. <https://doi.org/10.3390/app12105010>
- Idarraga-Garcia J., Vargas C.A.* Depth to the bottom of magnetic layer in South America and its relationship to Curie isotherm, Moho depth and seismicity behavior // *Geodesy and Geodynamics.* V. 9. P. 93–107. 2018. <https://doi.org/10.1016/j.geog.2017.09.006>
- Imaeva L.P., Koz'min B.M., Imaev V.S., Mackey K.G.* Structural dynamic analysis of the epicentral zone of the Ilin-Tas earthquake (Feb 14, 2013, $M_s = 6.9$) // *J. Seismol.* V. 19. P. 341–353. 2015. <https://doi.org/10.1007/s10950-014-9469-5>
- Langel R.A., Hinze W.J.* The magnetic field of the Earth's lithosphere. Cambridge University, Cambridge, UK, 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., Ritzwoller M.H., Barmin M.P., Villasenor A., Padgett C.A.* New constraints on the arctic crust and uppermost mantle: surface wave group velocities, Pn, and Sn // *Phys. Earth Planet. Inter.* V. 123. P. 185–204. 2001. [https://doi.org/10.1016/S0031-9201\(00\)00209-0](https://doi.org/10.1016/S0031-9201(00)00209-0)
- 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>
- Maule C.F., Purucker M.E., Olsen N., Mosegaard K.* Heat flux anomalies in Antarctica revealed by satellite magnetic data // *Science.* V. 309. P. 464–467. 2005. <https://doi.org/10.1126/science.1106888>
- 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>
- NOAA National Centers for Environmental Information. 2022: ETOPO 2022 15 Arc-Second Global Relief Model. DOI:10.25921/fd45-gt74. Available from <https://www.nci.noaa.gov/products/etopo-global-relief-model>. Last accessed 25 July 2023.
- 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>
- Petrov O., Morozov A., Shokalsky S., Kashubin S., Artemieva I.M., Sobolev N., Petrov E., Ernst R.E., Sergeev S., Smelror M.* Crustal structure and tectonic model of the Arctic Region // *Earth Sci. Rev.* V. 154. P. 29–71. 2016. <https://doi.org/10.1016/j.earscirev.2015.11.013>
- Pirttijärvi M.* 2D Fourier domain operations, FOURPOT program. 2015. <https://wiki.oulu.fi/x/0oU7AQ/>
- Prasad K.N.D., Bansal A.R., Prakash Om, Singh A.P.* Magneto-thermometric modeling of Central India: Implications for the thermal lithosphere // *Journal of Applied Geophysics.* V. 196. 104508. 2022. <https://doi.org/10.1016/j.jappgeo.2021.104508>
- 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>

- *Sibson R.H.* Roughness at the base of the seismogenic zone: contributing factors // *J. Geophys. Res.: Solid Earth*. V. 89. № B7. P. 5791–5799. 1984.
<https://doi.org/10.1029/JB089iB07p05791>
- *Sobh M., Gerhards C., Fadel I., Götze H.-J.* Mapping the thermal structure of Southern Africa from Curie depth estimates based on wavelet analysis of magnetic data with uncertainties // *Geochem. Geophys. Geosyst.* V. 22. № 1. e2021GC010041. 2021.
<https://doi.org/10.1029/2021GC010041>
- *Tanaka A., Ishikawa Y.* Crustal thermal regime inferred from magnetic anomaly data and its relationship to seismogenic layer thickness: The Japanese islands case study // *Phys. Earth Planet. Inter.* V. 152. P. 257–266. 2005.
<https://doi.org/10.1016/j.pepi.2005.04.011>
- *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>

Depth to the bottom of lithospheric magnetic sources beneath north-eastern Eurasia: lithospheric thermal regime and relation to seismicity

A. I. Filippova^{1,*}, S. V. Filippov^{1,**}

¹ *Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere, and Radio Wave Propagation of RAS (IZMIRAN), Moscow, Troitsk*

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

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

For north-eastern Eurasia (60–70° N, 90–180° E), the bottom depth of the lithospheric magnetoactive layer is estimated using the centroid method based on two-dimensional spectral analysis of the lithospheric magnetic field. The lithospheric magnetic field within the study region is described by the EMAG2v3 global model. The obtained results show that maximum values (> 50 km) of the depth to the bottom of lithospheric magnetic sources are observed almost everywhere under the Siberian platform north of 65° N. Minimum depth values (< 30 km) are traced under the Koryak-Kamchatka fold belt and the Okhotsk-Chukotka volcanogenic belt. Under the Verkhoyansk-Kolyma fold belt, different maximums (up to 40 km) and minimums (up to 30 km) of the bottom depth are seen. Assuming that magnetite is a main magnetic mineral in the continental lithosphere, our distribution of the bottom depth evidences for the eastward lithospheric heating — from the Siberian platform to the Koryak-Kamchatka fold belt. The revealed tendency is confirmed by independent geophysical data. Comparison of the obtained results with a distribution of epicenters of regional earthquakes ($M \geq 4.0$, 1962–2020) shows that most sources of strong earthquakes ($M \geq 6.0$), registered during the instrumental period of observation, are confined to zones in which a sharp change in the depth to the bottom of lithospheric magnetic sources occurs.

Keywords: lithospheric geomagnetic field, centroid method, thermal regime of the lithosphere, seismicity, north-eastern Eurasia.