

Том 88, Номер 3

ISSN 0367-6765

Март 2024

ИЗВЕСТИЯ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ



В журнале «Известия Российской академии наук. Серия физическая» публикуются полнотекстовые статьи, подготовленные по материалам лучших докладов, рекомендованных программными комитетами научных конференций, симпозиумов и совещаний, созываемых Российской академией наук.



НАУКА

— 1727 —



СОДЕРЖАНИЕ

Том 88, номер 3, 2024

Физика авроральных явлений

Параметры, влияющие на эффективность возбуждения геоиндуцированных токов геомагнитными пульсациями Pc5-6/Pi3 вне магнитной бури <i>Я. А. Сахаров, Н. В. Ягова, В. А. Билин, В. Н. Селиванов, Т. В. Аксенович, В. А. Пилипенко</i>	340
Сравнительный анализ геомагнитных событий, идентифицированных по различным индексам <i>К. Г. Ратовский, М. В. Клименко, А. М. Веснин, К. В. Белюченко, Ю. В. Ясюкевич</i>	347
Моделирование УТ-эффекта зонально-усредненных возмущений параметров верхней атмосферы на примере геомагнитной бури в марте 2015 <i>К. В. Белюченко, М. В. Клименко, В. В. Клименко, К. Г. Ратовский</i>	356
Особенности развития магнитной бури 7 ноября 2022 года по измерениям полного электронного содержания ионосферы <i>И. И. Шагимуратов, М. В. Клименко, И. И. Ефишов, М. В. Филатов, Г. А. Якимова</i>	363
Частотный и спектральный анализ пульсирующих полярных сияний по данным изображающего фотометра на полигоне “Верхнетуломский” <i>П. А. Климов, А. А. Белов, Б. В. Козелов, А. С. Мурашов, В. Д. Николаева, А. В. Ролдугин, С. А. Шаракин, Д. А. Трофимов, А. А. Трусов, К. Д. Щелканов</i>	372
К вопросу о природе наблюдаемого возрастания потока гамма-излучения при осадках: гипотеза о радионуклидах не подтверждается <i>Ю. В. Балабин, А. В. Германенко, Б. Б. Гвоздевский</i>	378
О возможности экспериментов по возбуждению искусственных ультранизкочастотных излучений в ионосфере установкой FENICS на Кольском полуострове <i>В. А. Пилипенко, Н. Г. Мазур, Е. Н. Федоров, А. Н. Шевцов</i>	386
Одновременные наблюдения очень низкочастотного аврорального хисса, полярных сияний и иррегулярных геомагнитных пульсаций в обсерватории “Ловозеро” <i>А. С. Никитенко, Ю. В. Федоренко, Н. Г. Клейменова</i>	395
Влияние авроральных возмущений на распространение сигналов сверхдлинноволновых передатчиков радионавигационной системы РСДН-20 <i>А. В. Ларченко, А. С. Никитенко, О. М. Лебедь, С. В. Пильгаев, Ю. В. Федоренко</i>	404
Размерность Хаусдорфа типичных хоровых очень низкочастотных излучений и проверка механизма их возбуждения <i>П. А. Беспалов, О. Н. Савина, Г. М. Нещеткин</i>	413
Сцинтилляции ГЛОНАСС/GPS-сигналов во время магнитной бури 23–24 марта 2023 года по данным наблюдений на Кольском полуострове <i>В. Б. Белаховский, А. Е. Васильев, А. С. Калишин, А. В. Ролдугин</i>	420
Исследование влияния высокоширотных ионосферных токовых систем на результаты измерения импеданса в Арктике на примере Кольского полуострова <i>В. А. Любчик, Ю. А. Шаповалова</i>	430
Поляризационный джет и плазменные неоднородности различного масштаба <i>А. А. Синевич, А. А. Чернышов, Д. В. Чугунин, В. Я. Милох, М. М. Могилевский</i>	438
Изменение спектра аврорального километрового радиоизлучения при распространении в неоднородной космической плазме <i>В. И. Колпак, М. М. Могилевский, Д. В. Чугунин, А. А. Чернышов, И. Л. Моисеенко</i>	445

Локальные вариации ориентации поперечной анизотропии и направление дрейфа в F-области среднеширотной ионосферы <i>Н. Ю. Романова, В. А. Телегин, В. А. Панченко, Г. А. Жбанков</i>	451
Диагностика высокоширотной ионосферы и пространственно-временная динамика авроральных высыпаний <i>Б. В. Козелов, В. Г. Воробьев, Е. Е. Титова, Т. А. Попова</i>	460
Интенсивности ночного свечения атмосферных полос молекулярного кислорода <i>О. В. Антоненко, А. С. Кириллов</i>	467
Возмущения циркуляции нижней и средней атмосферы, которые могут быть вызваны изолированным горным массивом <i>И. В. Мингалёв, К. Г. Орлов, В. С. Мингалёв</i>	473
Влияние метеорологического шторма в московском регионе в мае 2017 года на вариации параметров верхней атмосферы <i>Ю. А. Курдяева, О. П. Борчевкина, Е. В. Голикова, И. В. Карпов</i>	481
Физика космических лучей	
Движение частиц космических лучей в магнитном поле Земли, заданном моделями IGRF и CHAOS <i>С. А. Прошин, В. С. Голубков, А. Г. Майоров, В. В. Малахов</i>	491
Влияние внегалактических магнитных полей на диффузное каскадное гамма-излучение <i>А. В. Урысон</i>	495
Флуоресцентный детектор космических лучей сверхвысоких энергий проекта EUSO-SPB2 <i>А. А. Белов, П. А. Климов, Д. А. Трофимов от имени коллаборации JEM-EUSO</i>	498
Ожидаемые характеристики черенковского телескопа TAIGA-IACT при использовании детекторов SiPM <i>Е. Е. Холупенко, А. М. Красильщиков, Д. В. Бадмаев, А. А. Богданов</i>	502
Спектры и угловые распределения атмосферных нейтрино и мюонов от распада очарованных частиц <i>М. Н. Сорокичиков, А. Д. Морозова, Т. С. Синеговская, С. И. Синеговский</i>	507
Проект СФЕРА: развитие метода отраженного черенковского света <i>Е. А. Бонвеч, Д. В. Чернов, В. С. Латыпова, К. Ж. Азра, В. И. Галкин, В. А. Иванов, Д. А. Подгрудков, Т. М. Роганова</i>	512

CONTENTS

Vol. 88, No. 3, 2024

Physics of Auroral Phenomena

Parameters which influence efficiency of geomagnetically induced currents generation by non-storm Pc5-6/Pi3 geomagnetic pulsations <i>Ya. A. Sakharov, N. V. Yagova, V. A. Bilin, V. N. Selivanov, T. V. Aksenovich, V. A. Pilipenko</i>	340
Comparative analysis of geomagnetic events identified by various indices <i>K. G. Ratovsky, M. V. Klimenko, A. M. Vesnin, K. V. Belyuchenko, Y. V. Yasyukevich</i>	347
Modeling the UT effect of zonal-averaged perturbations in the parameters of the upper atmosphere for the example of a geomagnetic storm in March 2015 <i>K. V. Belyuchenko, M. V. Klimenko, V. V. Klimenko, K. G. Ratovsky</i>	356
Features of development of the magnetic storm on November 7, 2022, according to the total electron content measurements <i>I. I. Shagimuratov, M. V. Klimenko, I. I. Efishov, M. V. Filatov, G. A. Yakimova</i>	363
Frequency and spectral analysis of pulsing aurora according to the data of the imaging photometer at the Verkhnetulomsky observatory <i>P. A. Klimov, A. A. Belov, B. V. Kozelov, A. S. Murashov, V. N. Nikolaeva, A. V. Roldugin, S. A. Sharakin, D. A. Trofimov, A. A. Trusov, K. D. Shchelkanov</i>	372
On the question of the nature of the observed increase in the flow of gamma radiation during precipitation: the final closure of the hypothesis of radionuclides <i>Yu. V. Balabin, A. V. Germanenko, B. B. Gvozdevsky</i>	378
On the possibility of experiments on the excitation of artificial ultra-low and extra-low frequency emissions in the ionosphere by the FENICS installation on the Kola Peninsula <i>V. A. Pilipenko, N. G. Mazur, E. N. Fedorov, A. N. Shevtsov</i>	386
Simultaneous observations of very low frequency auroral hiss, aurora, and irregular geomagnetic pulsations at the Lovozero observatory <i>A. S. Nikitenko, Yu. V. Fedorenko, N. G. Kleimenova</i>	395
The effect of auroral disturbances on the propagation of very low frequency signals from the RSDN-20 radio navigation system <i>A. V. Larchenko, A. S. Nikitenko, O. M. Lebed', S. V. Pilgaev, Yu. V. Fedorenko</i>	404
Hausdorf dimension of typical very low frequency chorus emissions and verification of their excitation mechanism <i>P. A. Bespalov, O. N. Savina, G. M. Neshchetkin</i>	413
Disturbances of GLONASS and GPS signals during magnetic storm on March 23–24, 2023, according to observations on the Kola Peninsula <i>V. B. Belakhovsky, A. E. Vasilev, A. S. Kalishin, A. V. Roldugin</i>	420
Investigation of the influence of high-latitude ionospheric current systems on the results of impedance measurement in the arctic on the example of the Kola Peninsula <i>V. A. Ljubchich, Yu. A. Shapovalova</i>	430
Polarization jet/SAID and plasma irregularities of various scales <i>A. A. Sinevich, A. A. Chernyshov, D. V. Chugunin, W. J. Miloch, M. M. Mogilevsky</i>	438
Modification of auroral kilometric radiation spectra caused propagation in inhomogeneous cosmic plasma <i>V. I. Kolpak, M. M. Mogilevsky, D. V. Chugunin, A. A. Chernyshov, I. L. Moiseenko</i>	445

Local variations of the cross-field transversal anisotropy orientation and drift direction in the F-region of the mid-latitude ionosphere	451
<i>N. Yu. Romanova, V. A. Telegin, V. A. Panchenko, G. A. Zhbankov</i>	
Diagnosis of the high-latitude ionosphere and spatio-temporal dynamics of auroral precipitation	460
<i>B. V. Kozelov, V. G. Vorobjev, E. E. Titova, T. A. Popova</i>	
Intensities of atmospheric bands of molecular oxygen in the nightglow	467
<i>O. V. Antonenko, A. S. Kirillov</i>	
Disturbances of the circulation of the lower and middle atmosphere, which can be caused by an isolated mountain array	473
<i>I. V. Mingalev, K. G. Orlov, V. S. Mingalev</i>	
Impact of the meteorological storm in the Moscow region in May 2017 on variations in upper atmosphere parameters	481
<i>Y. A. Kurdyayeva, O. P. Borchevkina, E. V. Golikova, I. V. Karpov</i>	

Physics of Cosmic Rays

Cosmic ray particles propagation in the Earth's magnetic field defined with IGRF and CHAOS models	491
<i>S. A. Proshin, V. S. Golubkov, A. G. Mayorov, V. V. Malakhov</i>	
Effect of extragalactic magnetic field on cascade gamma-ray emission	495
<i>A. V. Uryson</i>	
Ultra-high energy cosmic rays' fluorescent detector of the EUSO-SPB2 project	498
<i>A. A. Belov, P. A. Klimov, D. A. Trofimov on behalf of the JEM-EUSO Collaboration</i>	
The expected characteristics of the Cherenkov telescope TAIGA-IACT equipped with SiPM detectors	502
<i>E. E. Kholupenko, A. M. Krassilchtchikov, D. V. Badmaev, A. A. Bogdanov</i>	
Spectra and angle distributions of the atmospheric neutrinos and muons from the charm particle decays	507
<i>M. N. Sorokovikov, A. D. Morozova, T. S. Sinegovskaya, S. I. Sinegovsky</i>	
Sphere project: development of the reflected Cherenkov light technique	512
<i>E. A. Bonvech, D. V. Chernov, V. S. Latypova, C. Azra, V. I. Galkin, V. A. Ivanov, D. A. Podgrudkov, T. M. Roganova</i>	

Физика авроральных явлений

Редактор тематического выпуска
докт. физ.-мат. наук **А. Г. Демехов**

УДК 550.375

ПАРАМЕТРЫ, ВЛИЯЮЩИЕ НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ ВОЗБУЖДЕНИЯ ГЕОИНДУЦИРОВАННЫХ ТОКОВ ГЕОМАГНИТНЫМИ ПУЛЬСАЦИЯМИ Pc5-6/Pi3 ВНЕ МАГНИТНОЙ БУРИ

© 2024 г. Я. А. Сахаров^{1, 2}, Н. В. Ягова^{2, 3,*}, В. А. Билин¹, В. Н. Селиванов⁴, Т. В. Аксенович⁴, В. А. Пилипенко^{2, 3}

¹Федеральное государственное бюджетное научное учреждение “Полярный геофизический институт”,
Апатиты, Россия

²Федеральное государственное бюджетное учреждение науки “Геофизический центр Российской академии наук”,
Москва, Россия

³Федеральное государственное бюджетное учреждение науки “Институт физики Земли имени О. Ю. Шмидта
Российской академии наук”, Москва, Россия

⁴Центр физико-технических проблем энергетики Севера — филиал Федерального государственного бюджетного
учреждения науки Федерального исследовательского центра “Кольский научный центр Российской академии наук,
Апатиты, Россия

*E-mail: nyagova@ifz.ru

Поступила в редакцию 24.08.2023

После доработки 13.11.2023

Принята к публикации 30.11.2023

Изучены геомагнитные пульсации с периодами от единиц до десятков минут и связанные с ними геоиндуцированные токи. Исследована связь эффективности возбуждения токов геомагнитными пульсациями с параметрами межпланетного магнитного поля и плазмы солнечного ветра при разных временах задержки. Для анализа использованы данные измерений геомагнитного поля и геоиндуцированных токов на севере Европейской части РФ и в Финляндии. Показано, что эффективность возбуждения геоиндуцированных токов пульсациями выше, если в течение нескольких часов скорость солнечного ветра не опускается заметно ниже 500 км/с.

DOI: 10.31857/S0367676524030016, EDN: QNIIDY

ВВЕДЕНИЕ

Геоиндуцированные токи (ГИТ) являются самым опасным наземным проявлением возмущений космической погоды и приводят как к ухудшению качества электроэнергии, так и к аварийным отключениям [1, 2]. Наиболее мощным источником ГИТ являются сильные магнитные бури, и именно с ними связываются самые масштабные отключения [3].

Достаточно точным и наиболее простым для анализа параметром вариаций магнитного поля на поверхности Земли, отвечающим за текущее значение амплитуды ГИТ, является производная по времени геомагнитного поля dB/dt , определенная по 1-минутным данным [4, 5]. Наибольшие мгновенные значения dB/dt связаны с резкими возмущениями типа внезапного начала бури (SC) или внезапных импульсов, которые наблюдаются в дневном секторе, но детальный анализ распределения dB/dt по местному времени, выполненный в работе [6], показывает, что наибольший вклад в генерацию

потенциально опасных уровней dB/dt вносят события в ночном секторе, соответствующие авроральным активациям и связанным с ними пульсациям Pi3, и в утреннем, где фиксируются наиболее интенсивные пульсации Pc5.

Наибольшие амплитуды геомагнитных пульсаций составляют сотни нТл. Их частоты лежат в полосе от 1–10 мГц (периоды от нескольких минут до 20 мин). Физически они связаны с магнитогидродинамическими (МГД) волнами во внешней магнитосфере, а на Земле регистрируются в виде квазимонохроматических пульсаций Pc5-6 или широкополосных — Pi3. Максимальные амплитуды пульсаций Pc5-6/Pi3 соответствуют области аврорального овала, т.е. геомагнитным широтам 65°–70°, где их спектральный состав может быстро меняться с широтой. На более низких широтах спектральный состав и фаза пульсаций меняются слабо, а амплитуда убывает при удалении от экваториальной границы овала. При сильных возмущениях авроральный овал и область

максимума амплитуды пульсаций смещаются на более низкие широты.

Потенциально опасными являются и вызванные геомагнитными пульсациями ГИТ умеренной амплитуды, если они существуют в течение длительного времени, что характерно для пульсаций $Pc5$, которые часто наблюдаются несколько часов подряд. Такое понижение порога амплитуды ГИТ возникает из-за многократного перемагничивания трансформаторов и возрастания риска неправильной работы релейной защиты при наложении ГИТ на переходные процессы, как при плановых изменениях нагрузки, так при аварийных ситуациях [7].

Работы по изучению ГИТ, вызываемых пульсациями, можно разделить на два направления: анализ экстремальных амплитуд ГИТ и геомагнитных пульсаций на главной, или восстановительной, фазе магнитной бури [8–10] и количественный анализ ГИТ, связанных с пульсациями типичных для авроральных широт амплитуд [11–13]. Работы первого направления описывают максимально неблагоприятные сценарии для редких катастрофических событий. Лучше всего исследованы экстремальные ГИТ, связанные с пульсациями большой амплитуды на восстановительной фазе бури как для отдельных случаев [8, 9], так и в статистике [10]. Авроральные активации как во время бури, так и вне бури способствуют возбуждению ГИТ большой амплитуды. Возникновение возмущений с большим выходом энергии (бури и суббури) и рост амплитуды геомагнитных пульсаций связаны с параметрами магнитного поля и плазмы вне магнитосферы. Наибольшее влияние на амплитуды геомагнитных пульсаций и связанных с ними ГИТ оказывают скорость солнечного ветра, вертикальная компонента ММП и вариации динамического давления СВ. Сравнение распределений геомагнитных индексов и параметров межпланетной среды между интервалами, когда наблюдались экстремальные ГИТ, и средними значениями за длительный период наблюдений показало статистическую значимость этих факторов [10].

В работах второго направления благодаря большому объему доступной для анализа информации удалось обнаружить разную амплитуду ГИТ при одной и той же амплитуде пульсаций и выявить свойства пульсаций, влияющие на эффективность возбуждения ГИТ пульсациями. Для количественной оценки эффективности возбуждения ГИТ пульсациями использовалось отношение R_{IB}^2 спектральной плотности мощности (Power Spectral Density, PSD) пульсаций ГИТ и компоненты магнитного поля [11–13]. В работе [12] было установлено, что для вытянутой вдоль меридиана ЛЭП отношение R_{IB}^2 на авроральных широтах может меняться в 2–3 раза, а его максимальные значения наблюдаются для крупномасштабных пульсаций, т.е. тех, для которых на заданной частоте высокая

спектральная когерентность и малая разность фаз сохраняются на расстояниях порядка или более длины ЛЭП. В этом случае более высокая когерентность между пульсациями ГИТ и магнитного поля наблюдается для широтной B_y компоненты [11]. Кроме того, значения R_{IB}^2 выше для пульсаций сложного гармонического состава с несколькими максимумами в спектре, чем для пульсаций с единственным максимумом [13]. Далее пульсации, для которых значения R_{IB}^2 и связанного с ним амплитудного отношения R_{IB} выше заданного порога, будем называть ГИТ-эффективными.

Для ГИТ-эффективных пульсаций амплитудный порог возбуждения потенциально опасного ГИТ в 1.5–2 раза ниже среднего значения. Это ставит вопрос о возможности прогноза таких пульсаций. Амплитуды и частоты пульсаций связаны с параметрами межпланетного магнитного поля (ММП) и плазмы солнечного ветра (СВ) [14, 15], но полностью предсказать свойства пульсаций по параметрам плазмы солнечного ветра и межпланетного магнитного поля по данным измерений перед ударной волной невозможно из-за влияния процессов внутри магнитосферы, прежде всего альвеновского резонанса [16] и флуктуаций плотности плазмы и магнитного поля в магнитослое [17, 18]. С другой стороны, влияние внемагнитосферных факторов выше для крупномасштабных пульсаций [19], а именно, для них наблюдаются более высокие значения R_{IB} . Чтобы оценить возможность прогноза таких пульсаций, в настоящей работе исследуется связь параметров ММП и солнечного ветра и отношения на временных масштабах от нескольких часов до двух суток.

ДАННЫЕ И ОБРАБОТКА

Для оценки геоиндуцированных токов в нейтралит трансформатора использовались данные станции “Выходной” (VKH) уникальной сети регистрации ГИТ на Кольском полуострове и в Карелии [20, 21], представленные в базе данных [22]. Подробное описание базы данных дано в [23]. Для анализа геомагнитных пульсаций использовались данные расположенной примерно на геомагнитной широте VKH станции KEV магнитометрической сети IMAGE [24], доступные в [25]. Координаты станций и местное магнитное время приведены в табл. 1.

Все данные после низкочастотной фильтрации с частотой отсечки $f_h = 8.3$ мГц приведены к общему одноминутному шагу по времени. Для анализа использовались 4 года наблюдений с июля 2014 по июнь 2018 г. на максимуме и спаде 24 цикла солнечной активности.

Так же как и в работах [11–13] анализировались кросс-спектры вариаций ГИТ и B_y компоненты магнитного поля в скользящем окне 64 мин

Таблица 1. Координаты и местное магнитное время станций наблюдения

Код станции	Географические координаты		Геомагнитные координаты		Мировое время местной магнитной полуночи
	Широта	Долгота	Широта, Ф	Долгота, Л	
VKN	68.83	33.08	65.53	112.73	20:49
KEV	69.76	27.01	66.65	108.35	21:06

с шагом 5 мин. Для дальнейшего анализа отбирались безбуревые интервалы, для которых наименьшее значение индекса Dst в течение текущих и четырех предшествующих суток не опускалось ниже -40 нТл. Чтобы выделить ГИТ, связанные с пульсациями, рассматривались интервалы, для которых размах вариаций тока превышал пороговое значение, а спектральная когерентность $\gamma^2_{IB\psi}$ между вариациями тока и магнитного поля была выше $\gamma^2_b = 0.7$. Для этих пульсаций определялось отношение PSD на частотах локальных спектральных максимумов. Кроме того, как более наглядный параметр использовалось определенное по отфильтрованному в полосе 1–8.3 МГц сигналу во временном представлении отношение амплитуд R_{IB} . Для порогового значения $R_b = 0.15$ А/нТл все пульсации делились на ГИТ-эффективные ($R_{IB} \geq R_b$) и неэффективные ($R_{IB} < R_b$). Для них рассчитывались средние значения трех компонент ММП, скорости V и динамического давления P солнечного ветра, а для ММП и давления, анализировалась также дисперсия вариаций. Данные по геомагнитному индексу Dst, а также данные по ММП и солнечному ветру, пересчитанные к подсолнечной точке магнитопаузы, доступны в [26].

Чтобы понять, при каком времени осреднения τ максимально влияние изучаемого параметра, использовались значения, осредненные по интервалу $[-\tau, 0]$, где 0 соответствует началу интервала, для которого анализировались спектры ГИТ и пульсаций, а τ менялось от 4 до 48 ч. В качестве упрощенного теста на значимость обнаруженных отличий использовалось сравнение полученных результатов по двум двухгодовичным интервалам.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Для всех параметров (компоненты ММП, скорость и динамическое давление солнечного ветра) средние значения вычислялись для интервалов, предшествующих ГИТ, связанных с пульсациями с размахом колебаний более порогового. Пороговое значение для ГИТ устанавливалось на двух уровнях: 2 и 10 А. Первый порог соответствует уверенной регистрации ГИТ, второй — потенциально опасному уровню ГИТ. Существенное отличие между средним по всему исследованному периоду значением параметра и его значением для

выбранных интервалов потенциально опасных ГИТ наблюдается для скорости солнечного ветра V . Среднее значение V для всего исследуемого периода составляло ~ 470 км/с, в то время как для интервалов, когда наблюдались ГИТ надпороговой амплитуды, и в течение предшествующих суток, значения скорости превышали 500 км/с как за весь 4-летний период, так и для каждого из двухлетних.

На рис. 1 представлена зависимость V от времени осреднения τ для интервалов с надпороговой амплитудой ГИТ при высоких и низких значениях отношения R_{IB} . В интервале τ от 4 до 12 ч значения V составляют около 545 км/с для $R_{IB} > R_b$ и ~ 510 км/с для $R_{IB} < R_b$, т.е. отличие составляет 35 км/с. Большие значения скорости для более ГИТ-эффективных пульсаций с разницей около 35 км/с сохраняются и для каждого из двухлетних интервалов. При этом для интервала 1 вблизи максимума солнечного цикла надпороговые амплитуды ГИТ наблюдаются при меньших скоростях солнечного ветра (535 и 500 км/с для ГИТ-эффективных и неэффективных пульсаций), чем для интервала 2 на фазе спада солнечного цикла (560 и 525 км/с). Почти постоянное значение скорости наблюдается при времени осреднения $\tau < 8$ ч, а существенное уменьшение влияния скорости на амплитуду ГИТ и на отношение R_{IB} — при $\tau > 24$ ч.

Рассмотрим, насколько указанное отличие может быть использовано для прогноза ГИТ-эффективных пульсаций. В зависимости от конкретного приложения, задачу прогноза можно ставить по-разному, например: достичь максимального учета всех ГИТ-эффективных пульсаций либо задать оптимальный уровень полного количества или доли событий. На рис. 2 представлены распределения по R_{IB} для времени осреднения 8 ч, порогового значения скорости $V = 475$ км/с и двух значений порога $\Delta I = 2$ и 10 А. Для более низкого значения порога ΔI полное количество событий N с высокой и низкой ГИТ-эффективностью отличается в 1.4 раза, а доля ГИТ-эффективных интервалов для высоких скоростей на 20% выше, чем для низких. В результате полное количество ГИТ-эффективных интервалов оказывается на 30% выше для низкоскоростных, чем для высокоскоростных потоков. При таком выборе порога основной вклад в распределения вносят ГИТ малой амплитуды, для которых вопрос о прогнозе не актуален. На

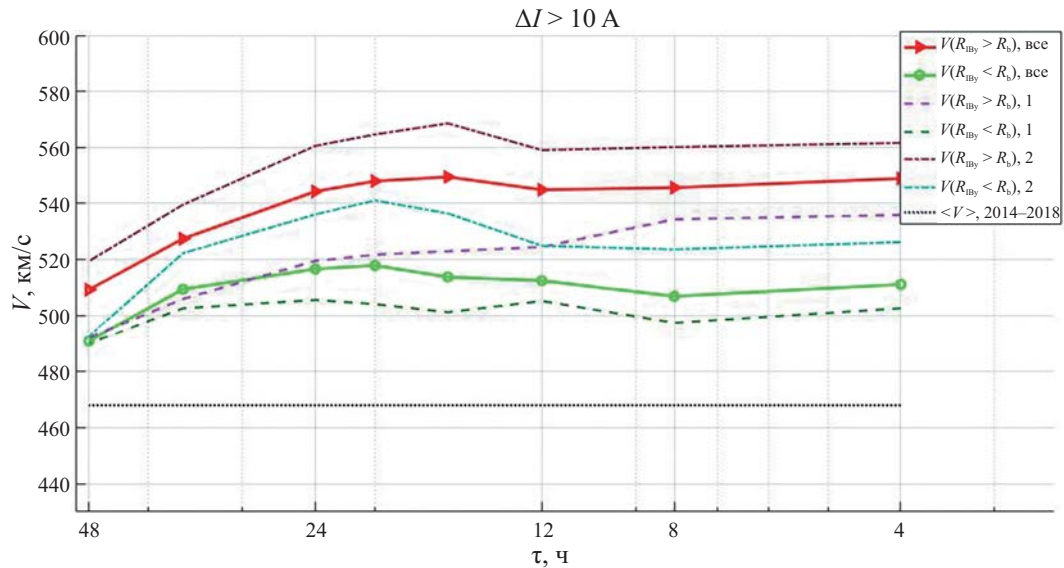


Рис. 1. Зависимость скорости солнечного ветра V , осредненной по интервалам, на которых размах колебаний ГИТ $\Delta I > 10$ А, от времени осреднения τ для двух групп пульсаций с разным отношением R_{IB} . Сплошными линиями показаны результаты для всего периода наблюдений (2014–2018), штриховыми и штрихпунктирными — для двухгодичных подвыборок. Горизонтальный пунктир показывает среднее значение V за весь период наблюдений.

правых панелях рис. 2 показаны аналогичные распределения для порога $\Delta I = 10$ А. При таком значении порога увеличивается общее количество интервалов с высокими скоростями солнечного ветра и усиливается зависимость доли ГИТ-эффективных интервалов от скорости. Для высоких значений V доля ГИТ-эффективных интервалов составляет 0.61 против 0.25 для низких скоростей. В результате полное количество интервалов, для которых наблюдаются связанные с ГИТ-эффективными пульсациями надпороговые ГИТ, почти в 4 раза выше для высоких скоростей солнечного ветра, чем для низких. Таким образом, высокая скорость солнечного ветра не только увеличивает амплитуду ГИТ за счет роста амплитуды пульсаций, но и увеличивает ГИТ-эффективность пульсаций. Это важно, так как приводит к снижению порога амплитуды геомагнитных пульсаций, при котором могут возникнуть потенциально опасные ГИТ.

Рассмотрим зависимость доли ГИТ-эффективных пульсаций $P(R_{IB} > R_b)$ от порогового значения скорости солнечного ветра и времени осреднения. На рис. 3 показана зависимость $P(R_{IB} > R_b)$ от порогового значения V и времени осреднения τ для размаха колебаний ГИТ $\Delta I > 10$ А. Из рисунка видно, что изолиния $P = 0.5$ проходит через точку ($\tau = 6$ ч, $V = 600$ км/с), опускаясь при $\tau = 20$ ч до 500 км/с. Таким образом, длительное существование умеренно высоких скоростей солнечного ветра приводит к тому же результату, что и более краткосрочное — высоких. Важно отметить, что повышение скорости выше 600 км/с не приводит к дальнейшему росту ГИТ эффективности пульсаций.

Результаты анализа влияния изученных параметров межпланетной среды и солнечного ветра, в том числе и тех, влияние которых оказалось слабым или нестабильным, собраны в табл. 2 для $\tau = 4$ ч. В первой колонке для каждого интервала приведено среднее значение параметра за весь период, а в двух других — для интервалов с $\Delta I > 10$ А при разных значениях R_{IB} .

Так как результаты по дисперсиям σ для компонент ММП и динамического давления солнечного ветра P оказались схожими, приводятся только результаты для дисперсии давления $\sigma(P)$. Дисперсия динамического давления солнечного ветра $\sigma(P)$ демонстрирует противоположное влияние на ГИТ-эффективность пульсаций в максимуме и на спаде солнечной активности: рост дисперсии приводит к росту отношения R_{IB} на фазе спада и к падению — в максимуме. Так как $\sigma(P)$ для ГИТ-эффективных пульсаций в обоих случаях имеют близкие значения $(1.6\text{--}1.7) \times 10^{-3}$ нПа², это может быть связано немонойтоной зависимостью отношения R_{IB} от амплитуды флуктуации динамического давления СВ.

Как видно из таблицы, значимых отличий между интервалами с высоким и низким значениями R_{IB} нет ни для вертикальной компоненты ММП, ни для динамического давления СВ. Так как влияние этих параметров на R_{IB} оказалось малым даже для двухгодичных средних значений, то дальнейшее исследование этих параметров не проводилось. Следует отметить, что, в отличие от отношения R_{IB} , для абсолютных значений ГИТ влияние этих параметров существует и описано, например в [10].

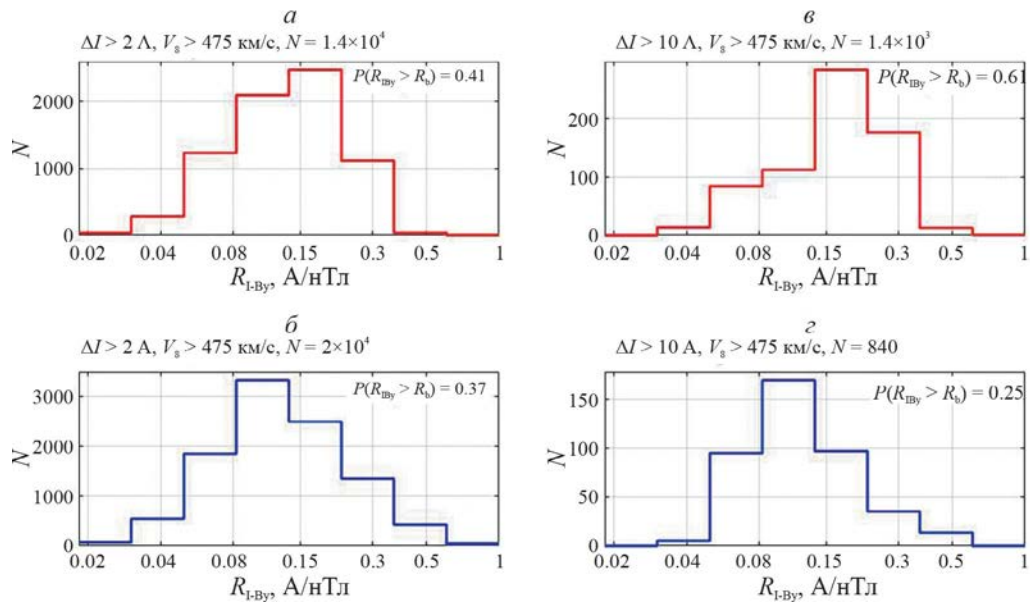


Рис. 2. Распределения по отношению R_{IB} для высоких (верхние панели) и низких (нижние панели) скоростей солнечного ветра интервалов регистрации надпороговых ГИТ для двух значений порога: $\Delta I = 2$ А (а, б) и $\Delta I = 10$ А (в, г). Пороговые значения: $V = 475$ км/с, $\tau = 8$ ч.

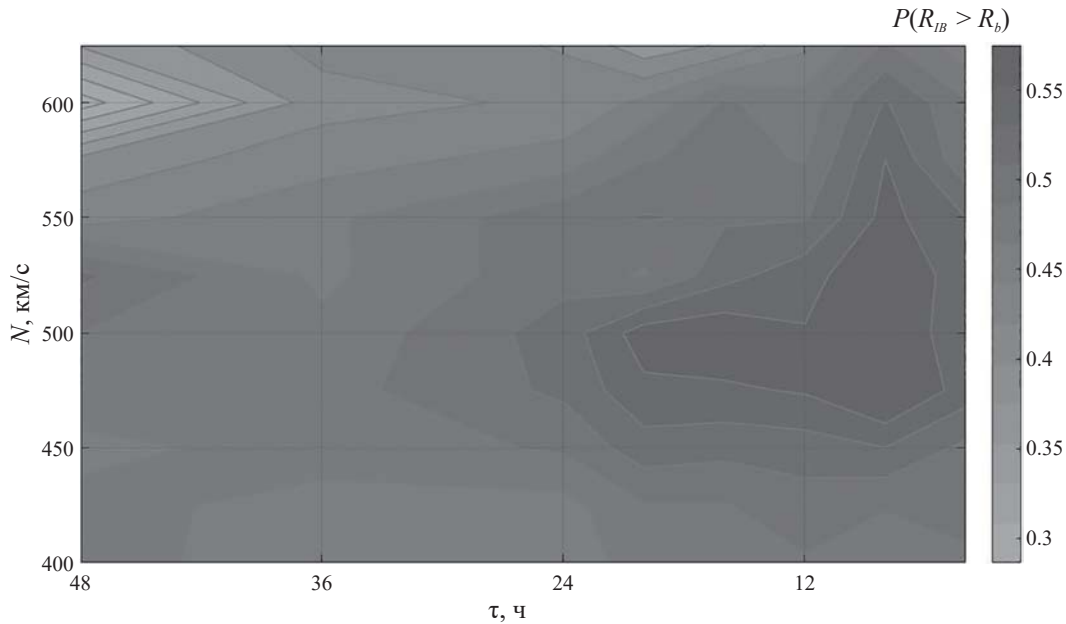


Рис. 3. Зависимость от скорости солнечного ветра V и времени осреднения τ доли интервалов с ГИТ-эффективными пульсациями $P(R_{IB} > R_b)$ в общем числе интервалов, для которых наблюдались связанные с пульсациями ГИТ с $\Delta I > 10$ А.

ОБСУЖДЕНИЕ

Проведенный анализ показывает, что вне магнитной бури ГИТ-эффективные геомагнитные пульсации (т.е. те, для которых отношение R_{IB} и амплитуда ГИТ имеют значения выше пороговых) возникают преимущественно при скоростях солнечного ветра около или выше 500 км/с. Таким образом, высокие скорости солнечного ветра

являются фактором риска для возбуждения вызванных пульсациями ГИТ.

Скорость солнечного ветра не только повышает амплитуду ГИТ за счет роста амплитуды пульсаций, но и увеличивает их эффективность. Этот эффект наблюдался как вблизи максимума 24 солнечного цикла, так и на его спаде. При этом в период спада (2016—2018) скорость солнечного ветра, при

Таблица 2. Сводка параметров ММП и СВ для групп пульсаций определенных различной ГИТ-эффективности для всего периода наблюдений и двум двухгодовичным интервалам

Показатель	Весь период 2014.07—2018.06			1. 2014.07—2016.06			2. 2016.07—2018.06		
	mean	$R_{IB} > R_b$	$R_{IB} < R_b$	mean	$R_{IB} > R_b$	$R_{IB} < R_b$	mean	$R_{IB} > R_b$	$R_{IB} < R_b$
F									
B_z , нТл	0.0	0.1	−0.2	0.2	−0.3	−0.2	−0.3	0.6	−0.1
V , км/с	<u>468</u>	<u>546</u>	<u>510</u>	<u>466</u>	<u>527</u>	<u>503</u>	<u>470</u>	<u>561</u>	<u>528</u>
P , нПа	2.3	2.1	2.6	2.5	2.4	2.9	2.2	1.9	1.8
$\sigma(P)$, нПа ² $\times 10^{-3}$	2.7	1.6	2.1	3.6	1.6	2.6	1.3	1.7	0.8

которой наблюдались потенциально опасные ГИТ, была выше, чем в период максимума. Это значит, что свойства пульсаций, от которых зависит генерация ГИТ, не полностью определяется скоростью СВ. Тем не менее среди исследованных параметров ММП и СВ не удалось выявить те, которые определяют это отличие. Выявленная зависимость ГИТ-эффективности от флуктуаций давления требует уточнения с учетом не только дисперсии, но и спектрального состава флуктуаций динамического давления солнечного ветра. В настоящей работе спектр флуктуаций не исследовался. Это привело бы к уменьшению выборки, так как требования к полноте покрытия для анализа спектра выше, чем для расчета дисперсии, а количество пропусков в данных по динамическому давлению СВ больше, чем для других параметров, использованных при анализе. И наконец, параметры плазмы и магнитного поля за ударной волной — в магнитослое и магнитосфере — также могут влиять на ГИТ-эффективность пульсаций.

Прямая зависимость ГИТ-эффективности пульсаций от скорости солнечного ветра и противоречивое либо слабое влияние других факторов косвенно подтверждает большой вклад в ГИТ пульсаций $Pc5$, относительно более иррегулярных $Pi3$, так как именно для регулярных пульсаций Pc главным внемагнитосферным фактором, влияющим на их амплитуду, является скорость СВ.

Отметим отличие настоящего исследования от других, где изучались внемагнитосферные факторы, влияющие на ГИТ: наше внимание было сосредоточено на отличиях в амплитудах ГИТ при одной и той же амплитуде геомагнитных пульсаций. Чтобы исключить случайные совпадения и минимизировать влияние взаимозависимых факторов, рассматривались только крупномасштабные геомагнитные пульсации вне магнитной бури с высокой когерентностью между пульсациями ГИТ и магнитного поля. Это позволило использовать отношение R_{IB} в качестве меры ГИТ-эффективности

геомагнитных пульсаций и выявить влияющие на него внемагнитосферные факторы.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Скорость солнечного ветра выше 500 км/с является значимым прогностическим фактором для возбуждения ГИТ. Для высоких скоростей солнечного ветра увеличение ГИТ связано не только с ростом амплитуды пульсаций, но и с увеличением их ГИТ-эффективности, что приводит к снижению амплитудного порога возбуждения потенциально опасных ГИТ. Умеренное повышение скорости СВ в течение длительного времени (более 10 ч) аналогично по влиянию на ГИТ-эффективность пульсаций более сильному кратковременному повышению скорости.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 21-77-30010).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Boteler D.H., Pirjola R.J., Nevanlinna H. // Adv. Space Res. 1998. V. 22. P. 17.
2. Pulkkinen A., Pirjola R., Viljanen A. // Space Weather. 2008. V. 6. Art. No. S07001.
3. Pulkkinen A., Kataoka R. // Geophys. Res. Lett. 2006. V. 33. Art. No. L12108.
4. Love J.J., Coisson P., Pulkkinen A. // Geophys. Res. Lett. 2016. V. 43. P. 4126.
5. Viljanen A., Wintoft P., Wik M. // J. Space Weath. Space Climate. 2015. V. 5. Art. No. A24.
6. Milan S.E., Imber S.M., Fleetham A.L., Gjerloev J. // J. Geophys. Res. Space Phys. 2023. V. 128. Art. No. e2022JA030953.
7. Гусев Ю.П., Лхамдондог А.Д., Монаков Ю.В. и др. // Электр. станц. 2020. № 2. С. 54; Gusev Y.P.,

- Lkhamdondog A., Monakov Y.V. et al. // Power Technol. Eng. 2020. V. 54. P. 285.*
8. *Belakhovsky V., Pilipenko V., Engebretson M. et al. // J. Space Weath. Space Clim. 2019. V. 9. Art. No. 18.*
 9. *Apatenkov S.V., Pilipenko V.A., Gordeev E.I. et al. // Geophys. Res. Lett. 2020. V. 47. Art. No. e2019GL086677.*
 10. *Шевелева Д.А., Апатенков С.В., Сахаров Я.А. и др. // Косм. иссл. 2023. Т. 61. С. 39; Sheveleva D.A., Apatenkov S.V., Sakharov Ya.A. et al. // Cosmic Res. 2023. V. 61. P. 34.*
 11. *Сахаров Я.А., Ягова Н.В., Пилипенко В.А. // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. С. 445; Sakharov Ya.A., Yagova N.V., Pilipenko V.A. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 3. P. 329.*
 12. *Yagova N.V., Pilipenko V.A., Sakharov Ya.A. et al. // Earth Planets Space. 2021. V. 73. Art. No. 88.*
 13. *Sakharov Ya.A., Yagova N.V., Pilipenko V.A., Selivanov V.N. // Russ. J. Earth. Sci. 2022. V. 22. Art. No. ES1002.*
 14. *Kim K.H., Cattell C.A., Lee D. et al. // J. Geophys. Res. 2002. V. 107. Art. No. 1406.*
 15. *Engebretson M.J., Glassmeier K.H., Stellmacher M. et al. // J. Geophys. Res. 1998. V. 103. P. 26271.*
 16. *Alperovich L.S., Fedorov E.N. Hydromagnetic waves in the magnetosphere and the ionosphere. Astrophysics and space science library. V. 353. Springer. 2007.*
 17. *Kessel R.L., Mann I.R., Fung S.F. et al. // Ann. Geophys. 2004. V. 22. P. 629.*
 18. *Hietala H., Partamies N., Laitinen T.V. et al. // Ann. Geophys. 2012. V. 30. P. 33.*
 19. *Yagova N.V., Pilipenko V.A., Baransky L.N., Engebretson M.J. // Ann. Geophys. 2010. V. 28. P. 1761.*
 20. *Сахаров Я.А., Каткалов Ю.В., Селиванов В.Н., Вильянен А. // Сб. Практические аспекты гелиогеофизики. Матер. спец. секции “Практические аспекты науки космической погоды” 11-й конф. “Физика плазмы в солнечной системе” (Москва, 2016). С. 134.*
 21. *Баранник М.Б., Данилин А.Н., Каткалов Ю.В. и др. // ПТЭ. 2012. № 1. С. 118; Barannik M.B., Danilin A.N., Kolobov V.V. et al. // Instr. Exper. Techniq. 2012. V. 55. P. 110.*
 22. <http://gic.en51.ru>.
 23. *Селиванов В.Н., Аксенович Т.В., Билин В.А. и др. // Солн.-земн. физ. 2023. Т. 9. С. 93; Selivanov V.N., Aksenovich T.V., Bilin V. A. et al. // Sol. — Terr. Phys. 2023. V. 9. P. 93.*
 24. *Tanskanen E.I. // J. Geophys. Res. 2009. V. 114. Art. No. A05204.*
 25. <https://space.fmi.fi/image>.
 26. <https://cdaweb.gsfc.nasa.gov>.

Parameters which influence efficiency of geomagnetically induced currents generation by non-storm Pc5-6/Pi3 geomagnetic pulsations

Ya. A. Sakharov^{1, 2}, N. V. Yagova^{2, 3, *}, V. A. Bilin¹, V. N. Selivanov⁴, T. V. Aksenovich⁴,
V. A. Pilipenko^{2, 3}

¹Polar Geophysical Institute, Apatity, 184209 Russia

²Geophysical Center of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 119296 Russia

³Schmidt Institute of Physics of the Earth of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 123242 Russia

⁴Northern Energetics Research Center, Kola Science Center of the Russian Academy of Sciences, Apatity, 184209 Russia

*e-mail: nyagova@ifz.ru

We studied geomagnetic pulsations with periods of about several minutes and geomagnetically induced currents related to them. The interrelation is studied between efficiency of pulsations in currents' generation and parameters of interplanetary magnetic field and plasma of the solar wind at different delays. Geomagnetic data and the recordings of geomagnetically induced currents in the Russian North and Finland are used for the analysis. It is shown that efficiency of current generation by pulsations grows if the solar wind velocity is not lower than 500 km/s for several hours.

Keywords: space weather, geomagnetically induced current, geomagnetic pulsations

УДК 551.510.535

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ГЕОМАГНИТНЫХ СОБЫТИЙ, ИДЕНТИФИЦИРОВАННЫХ ПО РАЗЛИЧНЫМ ИНДЕКСАМ

© 2024 г. К. Г. Ратовский^{1, *}, М. В. Клименко², А. М. Веснин¹, К. В. Белюченко¹, Ю. В. Ясюкевич¹

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Ордена Трудового Красного Знамени “Институт солнечно-земной физики Сибирского отделения Российской академии наук”, Иркутск, Россия

²Калининградский филиал федерального государственного бюджетного учреждения науки “Института земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн имени Н. В. Пушкова Российской академии наук”, Калининград, Россия

*E-mail: ratovsky@iszf.irk.ru

Поступила в редакцию 24.08.2023

После доработки 13.11.2023

Принята к публикации 30.11.2023

Представлены результаты сравнительного анализа геомагнитных событий, идентифицированных по различным индексам. За основу идентификации выбран ранее разработанный метод выделения геомагнитных бурь на основе индекса Dst. Аналогичный метод был реализован для идентификации геомагнитных событий по индексам ар и AE. Сравнительный анализ включает в себя: выявление общих геомагнитных событий, идентифицированных по различным индексам; выявление случаев, когда некое событие является сильным геомагнитным возмущением по одному из индексов (Dst, ар, AE) и при этом не является геомагнитным событием по хотя бы одному из двух оставшихся индексов, и сравнительный анализ суточного и сезонного распределения количества геомагнитных событий, идентифицированных по различным индексам.

DOI: 10.31857/S0367676524030023, EDN: QNHQUW

ВВЕДЕНИЕ

Ранее авторским коллективом был разработан метод статистического анализа ионосферного отклика на геомагнитные бури [1–3]. Метод включал в себя идентификацию геомагнитных бурь на основе Dst-индекса геомагнитной активности и расчет эталонного ионосферного отклика на магнитную бурю, представляющего собой результат усреднения возмущений ионосферных параметров для бурь одного типа методом наложения эпох. Метод был реализован с временным разрешением одни сутки, а в качестве ключевой даты для метода наложения эпох использовался день, соответствующий минимуму индекса Dst. В дальнейшем планируется вместо индекса Dst использовать индексы AE и AL, поскольку именно эти индексы являются управляющими параметрами для модельных расчетов ионосферного отклика на основе глобальной самосогласованной модели термосферы, ионосферы и протоносферы (ГСМ ТИП) [4]. В связи с этим становится актуальной задача сравнительного анализа геомагнитных событий, идентифицированных по различным индексам.

Выбор индекса Dst в качестве индекса геомагнитной активности был обусловлен тем, что для этого индекса разработана концепция главной фазы и фазы восстановления магнитной бури, а также идентификация и классификация магнитных бурь в зависимости от минимального значения Dst-индекса [5, 6]. Альтернативой индекса Dst является индекс ар (либо его логарифмический аналог индекс Кр). Для этих индексов также разработаны идентификация и классификация магнитных бурь в зависимости от максимального значения Кр [7]. По сравнению с индексом Dst индексы Кр и ар обладают двумя недостатками: 1) 3-часовое временное разрешение вместо часового и 2) отсутствие концепции главной фазы и фазы восстановления магнитной бури.

Для модельных расчетов ионосферного отклика на эталонную магнитную бурю перспективно использовать индекс AE в качестве индекса геомагнитной активности, поскольку этот индекс является одним из управляющих параметров для расчетов на основе ГСМ ТИП [8]. Использование индекса AE в качестве индикатора геомагнитного события обусловлено тем, что в ионосферных исследованиях представляет интерес индекс геомагнитной

активности, который был бы наиболее тесно связан с ионосферным откликом на геомагнитную бурю. Физической причиной использования индекса АЕ в качестве индикатора геомагнитного события является хорошая корреляция этого индекса с джоулевым нагревом высокоширотной и авроральной ионосферы во время геомагнитных бурь [9, 10]. В свою очередь нагрев высокоширотной и авроральной ионосферы является одной из основных причин ионосферных возмущений [1]. В настоящее время для АЕ-индекса отсутствует метод идентификации и классификации магнитных бурь в зависимости от максимального значения АЕ-индекса.

Данная статья посвящена сравнительному анализу геомагнитных событий, идентифицированных по различным индексам. За основу идентификации выбран ранее разработанный метод выделения геомагнитных бурь на основе индекса Dst [1–3]. Аналогичный метод был применен для идентификации геомагнитных событий по индексам ар и АЕ. Пороговые значения индексов ар и АЕ определялись таким образом, чтобы количество всех геомагнитных событий и сильных геомагнитных событий было максимально близким к количеству всех магнитных бурь и сильных магнитных бурь, идентифицированных по индексу Dst. Первой целью анализа является выявление общих геомагнитных событий, идентифицированных по различным индексам. Вторая цель анализа состоит в выявлении противоречивых случаев, когда некое событие является сильным геомагнитным возмущением по одному из индексов (Dst, ар, АЕ) и при этом не является геомагнитным событием по хотя бы одному из двух оставшихся индексов. Третьей целью является сравнительный анализ суточного и сезонного распределения количества геомагнитных событий, идентифицированных по различным индексам.

В сравнительном анализе использовалась база данных индексов геомагнитной активности за 1999–2018 гг. Выбор первого года (1999) обусловлен тем, что для дальнейшего статистического анализа ионосферного отклика на геомагнитные бури планируется использовать глобальные ионосферные карты, а 1999 является первым годом, для которого глобальные ионосферные карты составлены полностью. Выбор последнего года (2018) обусловлен тем, что это — последний год, для которого полностью рассчитаны значения АЕ-индекса в используемой нами открытой базе данных. Анализ индексов осуществлен с часовым временным разрешением, значения индекса ар на 3-часовом временном интервале полагались константой. Нами проводился анализ усредненных в течение часа индексов АЕ с часовым временным разрешением, чтобы исключить из анализа кратковременные (~10 мин) усиления суббуревой активности.

МЕТОД ИДЕНТИФИКАЦИИ ГЕОМАГНИТНЫХ СОБЫТИЙ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ РАЗЛИЧНЫХ ИНДЕКСОВ ГЕОМАГНИТНОЙ АКТИВНОСТИ

Для идентификации геомагнитных бурь и геомагнитных событий разработаны различные критерии. В работе [11] критерием бури являлось наличие в поведении Dst четко определяемого начала бури, минимума $Dst \leq -50$ нТл и фазы восстановления, при этом выбор событий осуществлялся визуальной проверкой. В работе [12] описан автоматический алгоритм идентификации бурь на основе выполнения двух критериев: (1) минимум $Dst \leq -50$ нТл при длительности основной фазы бури не менее 2 ч и (2) абсолютное значение диапазона изменения Dst на основной фазе не менее 50 нТл. В работе [13] для идентификации событий высокоинтенсивной, длительной и непрерывной активности аврорального электроджета (HILCAA) используется индекс АЕ, а автоматический алгоритм идентификации событий HILCAA включает в себя четыре критерия: 1) максимум $AE \geq 1000$ нТл; 2) событие должно длиться не менее 2 сут; 3) в течение этих 2 сут АЕ не должен быть ниже 200 нТл в течение более чем 2 ч; 4) авроральная активность должна продолжаться вне основной фазы геомагнитной бури.

В наших предыдущих исследованиях [1–3] метод идентификации геомагнитных бурь был разработан на основе индекса Dst. Событие рассматривалось как геомагнитная буря при выполнении двух условий:

- 1) $Dst(t_0)$ является наименьшим значением Dst на временном интервале $t_0 \pm 12$ ч;
- 2) $Dst(t_0) \leq Dst1$,

где t_0 — время, соответствующее минимуму Dst, а $Dst1 = -50$ нТл — пороговое значение Dst для идентификации геомагнитной бури.

Для идентификации сильной геомагнитной бури использовалось пороговое значение $Dst2 = -100$ нТл.

Аналогичный метод был применен для идентификации геомагнитных событий по индексам ар и усредненным за 1 ч индексом АЕ:

- 1) $AE(t_0) / ar(t_0)$ являются наибольшими значениями АЕ / ар на временном интервале $t_0 \pm 12$ ч;
- 2) $AE(t_0) / ar(t_0) \geq AE1 / ar1$,

где t_0 — время, соответствующее максимуму АЕ / ар. Критерием сильной геомагнитной бури является превышение пороговых значений $AE2 / ar2$.

Пороговые значения индекса Dst для идентификации геомагнитных бурь ($Dst1 = -50$ нТл и $Dst2 = -100$ нТл) были выбраны исходя из классификации магнитных бурь в зависимости от минимального значения Dst-индекса [5, 6]. Пороговые

значения индекса ap и усредненного за 1 ч индекса AE определялись таким образом, чтобы количество всех геомагнитных событий и сильных геомагнитных событий было максимально близким к количеству всех магнитных бурь и сильных магнитных бурь, идентифицированных по индексу Dst .

Анализ индекса Dst за 1999—2018 гг. выявил 554 геомагнитные бури и 100 сильных геомагнитных бурь. Поиск пороговых значений для индексов AE и ap , обеспечивающих наиболее близкое число геомагнитных событий к бурям, полученным по Dst -критерию, дал следующие результаты: $AE1 = 930$ нТл и $ap1 = 48$ нТл идентифицируют 556 и 615 геомагнитных события соответственно; $AE2 = 1280$ нТл и $ap2 = 111$ нТл идентифицируют 103 и 105 сильных геомагнитных событий соответственно.

Необходимо отметить, что $ap1 = 48$ нТл соответствует значению индекса $Kp = 5$, что полностью согласуется с пороговым значением геомагнитной бури по Kp -критерию согласно NOAA Space Weather Scales [7]. Полученное пороговое значение сильной бури $ap2 = 111$ нТл соответствует значению индекса $Kp = 7$ -, что близко к пороговому значению сильной геомагнитной бури ($Kp = 7$) согласно NOAA Space Weather Scales [7]. Пороговое значение усредненного за 1 ч индекса AE , $AE1 = 930$ нТл, близко к пороговому значению $AE = 1000$ нТл, используемому в работе [13] для идентификации событий HILDCAA. Эти соответствия косвенно подтверждают обоснованность выбранного способа определения пороговых значений.

В дальнейшем геомагнитные события, идентифицированные по индексам Dst , ap и усредненному за 1 ч индексу AE обозначаются как Dst -бури, ap -бури и AE -бури соответственно. При этом Dst -бури являются геомагнитными бурями в соответствии с критерием [5, 6], а ap -бури являются геомагнитными бурями в соответствии с критерием [7]. AE -бури представляют собой полярные суббури при величине усредненного за 1 ч индекса AE не менее 930 нТл. AE -бури могут происходить

как во время геомагнитных бурь, так и в небуревых условиях в зависимости от поведения индексов Dst и ap .

Как показали наши предыдущие исследования [1—3], все бури (независимо от силы) полезно разделить на изолированные (временной интервал между соседними бурями $t_0 \geq 5$ дней) и неизолированные (указанный интервал не превышает 5 дней). В соответствии с этим критерием Dst -бури, ap -бури и AE -бури были разделены на изолированные и неизолированные.

ОБЩИЕ ГЕОМАГНИТНЫЕ СОБЫТИЯ ПРИ ИДЕНТИФИКАЦИИ ПО РАЗЛИЧНЫМ ИНДЕКСАМ

Первой целью сравнительного анализа является выявление общих геомагнитных событий, идентифицированных по различным индексам. Поскольку общие геомагнитные события являются геомагнитными бурями по критерию Dst и/или ap , эти события обозначаются как общие бури.

В табл. 1 показано количество всех геомагнитных событий, сильных событий и изолированных событий, идентифицированных по индексам Dst , AE и ap , а также количество общих бурь (для всех типов), идентифицированных по различным индексам. Из табл. 1 можно сделать вывод о том, что Dst -буря в 85% случаев будет также идентифицирована, как AE -буря, а в 94% случаев — как ap -буря. Несколько другая ситуация возникает при переходе к сильным геомагнитным событиям: здесь количество общих сильных бурь уменьшается до 62% для индексов Dst и усредненного за 1 ч AE , и до 77% для индексов Dst и ap . При переходе к изолированным геомагнитным событиям количество общих геомагнитных событий уменьшается до 48% для индексов Dst и AE , и до 51% для индексов Dst и ap . Таким образом, сильная Dst -буря не обязательно является сильной AE -бурей либо сильной ap -бурей. Изолированная Dst -буря только в приблизительно

Таблица 1. Количество всех геомагнитных событий, сильных событий и изолированных событий, идентифицированных по индексам Dst , AE и ap , а также количество общих бурь, идентифицированных по различным индексам

Тип события	Dst -буря	AE -буря	ap -буря	Dst -буря
Количество всех событий	554	556	615	554
Общие бури	469 (85%)		519 (94%)	
Количество сильных событий	100	103	105	100
Общие бури	62 (62%)		77 (77%)	
Количество изолированных событий	144	178	192	144
Общие бури	69 (48%)		73 (51%)	

половине случаев является изолированной АЕ-бурей либо изолированной ар-бурей.

Из табл. 1 можно сделать вывод о том, что АЕ-буря в 469 случаях из 566 (т.е. в 84% случаев) возникает во время геомагнитных бурь по Dst-критерию. Таким образом, АЕ-буря в большинстве случаев является магнитной бурей, а в оставшихся случаях — интенсивной суббурей в небуревых условиях.

ВЫЯВЛЕНИЕ ПРОТИВОРЕЧИВЫХ СЛУЧАЕВ

Вторая цель анализа состоит в выявлении противоречивых случаев, когда некое событие является сильным геомагнитным возмущением по одному из индексов (Dst, ap, усредненный за 1 ч АЕ) и при этом не является геомагнитным событием по хотя бы одному из двух оставшихся индексов. Таким образом, противоречивыми случаями являются следующие сочетания геомагнитных событий. Интенсивная полярная суббуря при величине усредненного за 1 ч индекса АЕ не менее 1280 нТл происходит в небуревых условиях по Dst- либо ар-критерию. Сильная геомагнитная буря по Dst-критерию происходит в небуревых условиях по ар-критерию либо в условиях полярной суббури при величине усредненного за 1 ч индекса АЕ менее 930 нТл. Сильная геомагнитная буря по ар-критерию происходит в небуревых условиях по Dst-критерию либо в условиях полярной суббури при величине усредненного за 1 ч индекса АЕ менее 930 нТл.

В итоге список противоречивых случаев включает в себя 21 событие, соответствующее следующим критериям: (1) событие является сильным геомагнитным возмущением по хотя бы одному из индексов (Dst, ap, АЕ) и (2) событие не является геомагнитным событием по хотя бы одному из индексов на интервале ±12 ч относительно времени экстремального значения индекса, по которому событие идентифицировано как сильное геомагнитное возмущение.

Полученный список может быть разделен на три случая. Первый случай (“один против двух”) соответствует ситуации, когда событие является сильным геомагнитным возмущением по одному из индексов и при этом не является геомагнитным событием по двум оставшимся индексам. Второй случай (“двое против одного”) соответствует ситуации, когда событие является сильным геомагнитным возмущением по двум из индексов и при этом не является геомагнитным событием по оставшемуся индексу. Третий случай (“каждый на своем месте”) соответствует ситуации, когда событие является сильным геомагнитным возмущением по одному индексу, умеренным геомагнитным событием по другому индексу и не является геомагнитным событием по третьему индексу. Первый

Таблица 2. События, соответствующие случаю “один против двух”. Курсивом выделены значения, не достигнувшие буревого порога, жирным шрифтом — уровни сильных геомагнитных событий

Год	День года	Dst	АЕ	ap
2000	195	−43	877	132
2002	287	−100	795	39
2016	329	−38	1282	39

Таблица 3. События, соответствующие случаю “двое против одного”. Курсивом выделены значения, не достигнувшие буревого порога, жирным шрифтом — уровни сильных геомагнитных событий

Год	День года	Dst	АЕ	ap
1999	265	−173	823	207
2002	325	−128	880	111
2000	196	−33	1657	154

Таблица 4. События, соответствующие случаю “каждый на своем месте”. Курсивом выделены значения, не достигнувшие буревого порога, жирным шрифтом — уровни сильных геомагнитных событий

Год	День года	Dst	АЕ	ap
2000	288	−106	913	67
2000	303	−126	839	80
2001	274	−148	900	80
2001	305	−106	670	48
2002	247	−109	884	94
2002	280	−115	873	67
2010	215	−74	790	111
2015	254	−87	922	132
2000	175	−34	1423	56
2003	207	−49	1354	80
2003	313	−33	1353	67
2016	356	−39	1607	80
2017	286	−48	1429	67
2003	297	−44	1205	111
2013	187	−86	1303	39

случай (“один против двух”) включает в себя три события, представленные в табл. 2. События первого случая распределены равномерно по всем трем индексам, ровно по одному разу индексы Dst, ар и АЕ являются доминирующими. Второй случай (“двое против одного”) включает в себя также три события, представленные в табл. 3. События второго случая распределены по индексам неравномерно, 2 раза “слабым звеном” является индекс АЕ, один раз — индекс Dst, и ни одного раза — индекс ар. Третий случай (“каждый на своем месте”) включает в себя 15 событий, представленных в табл. 4. События третьего случая распределены по индексам неравномерно, 8 раз “слабым звеном” является индекс АЕ, 6 раз — индекс Dst, и один раз — индекс ар. При этом небуревой уровень АЕ сопровождается доминированием Dst в 6 случаях из 8, а небуревой уровень Dst сопровождается доминированием АЕ в 5 случаях из 6.

Из полученных результатов можно сделать вывод о том, что из трех индексов наименее связаны между собой Dst и АЕ, для 19 из 21 случая событие является сильным геомагнитным возмущением по одному индексу и не является геомагнитным событием по другому индексу. Индекс ар теснее связан с Dst и АЕ, чем эти два индекса между собой, только в 3 случаях из 21 событие не является ар-бурей, будучи сильной Dst-бурей или АЕ-бурей.

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ СУТОЧНОГО И СЕЗОННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ КОЛИЧЕСТВА ГЕОМАГНИТНЫХ СОБЫТИЙ, ИДЕНТИФИЦИРОВАННЫХ ПО РАЗЛИЧНЫМ ИНДЕКСАМ

Третьей целью является сравнительный анализ суточного и сезонного распределения количества геомагнитных событий, идентифицированных по различным индексам. Сезонное распределение количества Dst-бурь, ар-бурь и АЕ-бурь показано на рис. 1. Из рис. 1 видно, что для всех индексов наибольшее количество геомагнитных событий наблюдается осенью (~180 Dst- и ар-бурь и ~70 АЕ-бурь). Весна является вторым сезоном по количеству Dst-бурь (~150 бурь) и ар-бурь (~170) и третьим сезоном для АЕ-бурь (~130). Лето является вторым сезоном по количеству событий для АЕ-бурь (~150), третьим сезоном для ар-бурь (~150) и четвертым сезоном для Dst-бурь (~100). Зима является четвертым по количеству событий сезоном для ар-бурь (~100) и АЕ-бурь (~90) и третьим сезоном для Dst-бурь (~110). Как и при анализе противоречивых событий, можно отметить, что индекс ар теснее связан с Dst и АЕ, чем эти два индекса между собой. Общим свойством Dst- и ар-бурь является доминирование по количеству бурь равноденствий над солнцестояниями,

а общим свойством АЕ- и ар-бурь — доминирование по количеству бурь лета над зимой.

Суточное распределение количества Dst-бурь, ар-бурь и АЕ-бурь показано на рис. 2. Из рис. 2 видно, что для 3-часового индекса ар в суточном распределении количества ар-бурь наблюдаются два максимума: первый на интервале 18–21 UT (99 событий) и второй на интервале 3–6 UT (85 событий). Оба максимума согласуются с двумя максимумами суточного распределения количества Dst-бурь (22 UT, 37 событий и 7–9 UT, 34–35 событий). Первые максимумы в распределении количества ар- и Dst-бурь согласуются с главным максимумом суточного распределения количества АЕ-бурь (17 UT, 54 события), тогда как второй максимум в распределениях количества ар- и Dst-бурь (3–6 и 7–9 UT соответственно) практически не заметен в суточном распределении количества АЕ-бурь. Таким образом, суточные распределения количества ар- и Dst-бурь согласуются между собой и отличаются от суточного распределения количества АЕ-бурь.

ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Индекс АЕ определяется интенсивностью аврорального электроджета, тогда как индекс Dst — возмущениями экваториального кольцевого тока. Индекс ар, будучи показателем среднеширотной геомагнитной активности, имеет связь как с интенсивностью авроральной активности, так и с возмущениями кольцевого тока. Это объясняет тот факт, что ар теснее связан с Dst и АЕ, чем эти два индекса между собой.

Сезонная зависимость количества ар- и Dst-бурь определяется взаимной геометрией магнитного поля Земли и межпланетного магнитного поля [14–18]. Оптимальная геометрия для возникновения геомагнитной бури возникает в периоды равноденствий, что согласуется с полученным в этой работе сезонным распределением количества ар- и Dst-бурь. На сезонную зависимость количества АЕ-бурь также оказывает заметное влияние сезонная зависимость ионосферной проводимости [16, 19], что объясняет доминирование количества летних АЕ-бурь над числом зимних АЕ-бурь, однако не объясняет тот факт, что количество АЕ-бурь весной заметно меньше, чем осенью. В настоящий момент полного объяснения этого факта не существует. Причина может быть связана с различием ионосферных проводимостей весной и осенью. Это в свою очередь может быть обусловлено различием в весенней и осенней перестройке атмосферной циркуляции.

В суточных распределениях количества ар- и Dst-бурь отчетливо наблюдаются два максимума: для Dst 7–9 и 22 UT и для ар 3–6 и 18–21 UT,

что согласуется с результатами работы [18], где максимумы отмечаются в 10 и 23 UT. Некоторое опережение интервала максимума количества бурь по ар-критерию по сравнению с аналогичным интервалом по Dst-критерию объясняется тем, что максимум ар, как правило, предшествует минимуму Dst. Как и в случае сезонной зависимости, двухпиковая структура UT-зависимости количества ар- и Dst-бурь определяется взаимной геометрией магнитного поля Земли и межпланетного магнитного поля [17, 18]. В случае суточного распределения АЕ-бурь наблюдается однопиковая

структура с максимумом в 17 UT, пик на интервале 3—9 UT практически не заметен. Этот факт ранее отмечался в работе [20] и полностью согласуется с зависимостью интенсивности аврорального электроджета от момента начала суббури по UT при прочих равных условиях, полученной по результатам численного моделирования [21]. Как и в случае сезонного распределения, однопиковая структура суточного распределения количества АЕ-бурь может быть связана с UT-зависимости ионосферной проводимости.

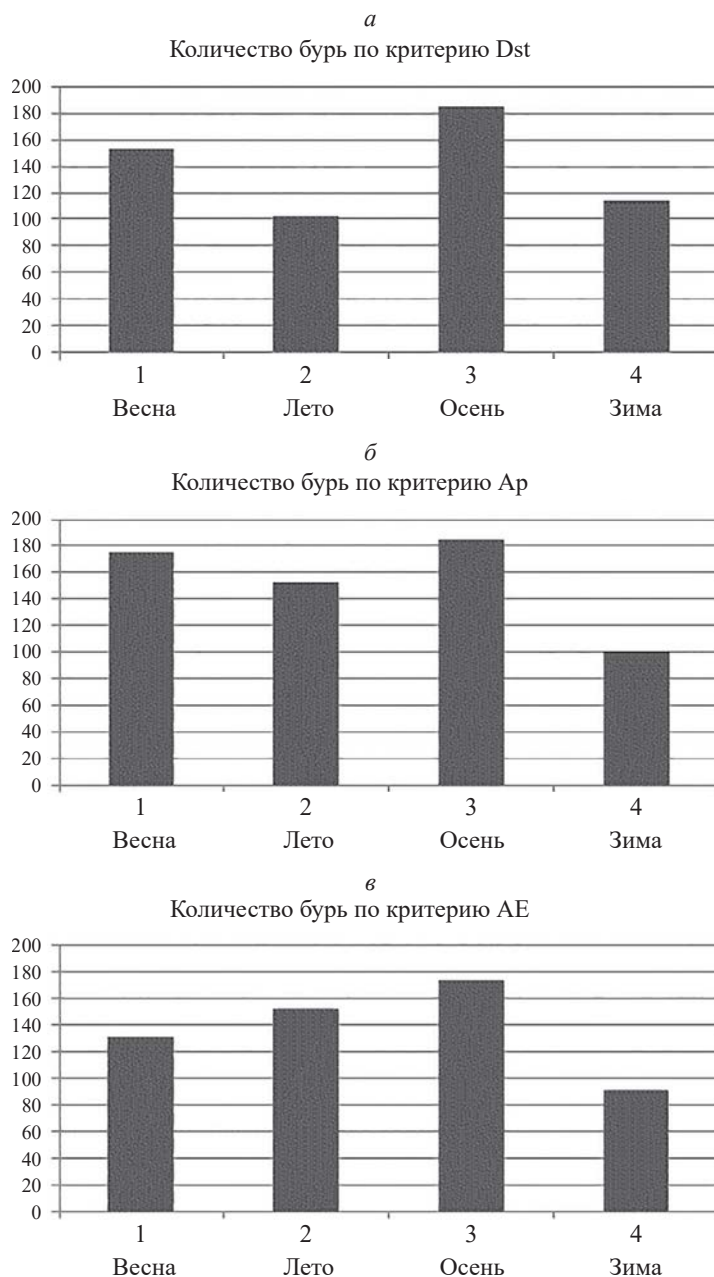


Рис. 1. Сезонное распределение количества Dst-бурь (а), ар-бурь (б) и АЕ-бурь (в).

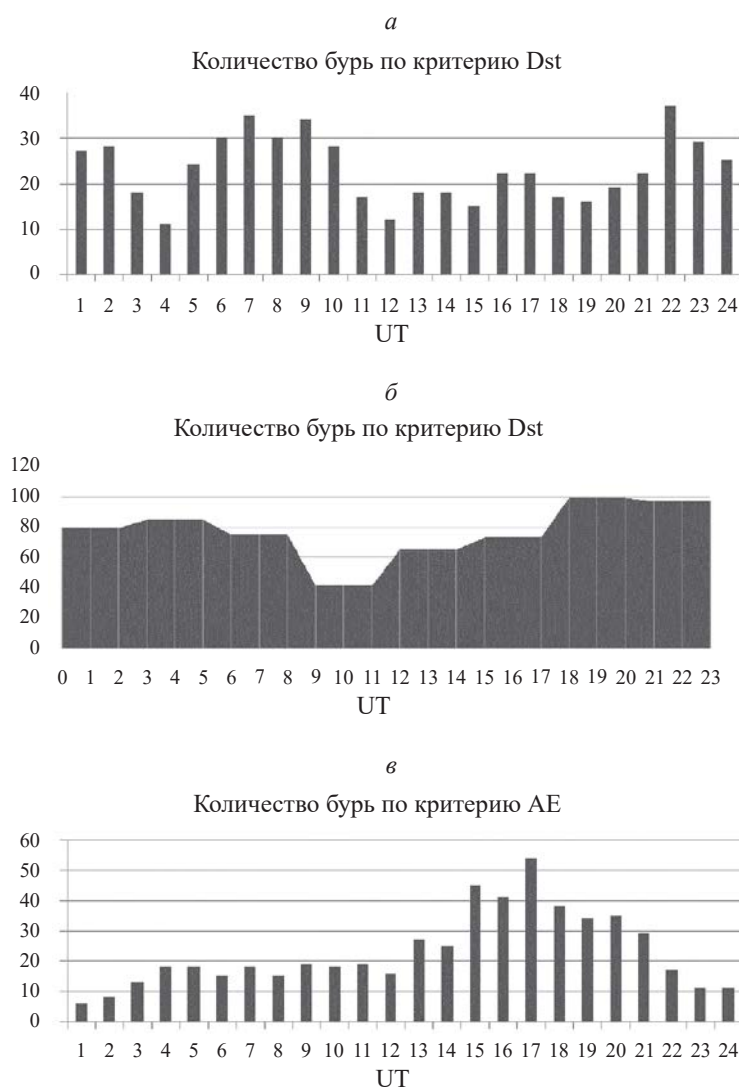


Рис. 2. Суточное распределение количества Dst-бурь (*a*), ар-бурь (*б*) и AE-бурь (*в*).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сравнительный анализ геомагнитных событий, идентифицированных по различным индексам, позволил получить следующие основные результаты. Ранее разработанная методика идентификации магнитных бурь по индексу Dst была расширена так, чтобы идентифицировать геомагнитные события по индексам ар и усредненному за 1 ч индексу AE. Пороговые значения индексов ар и AE определены таким образом, чтобы количество всех геомагнитных событий и сильных геомагнитных событий было максимально близким к количеству всех магнитных бурь и сильных магнитных бурь, идентифицированных по индексу Dst. Определено количество общих геомагнитных событий, идентифицированных по различным индексам. Выявлен 21 случай, когда некое событие является сильным геомагнитным возмущением по одному

из индексов (Dst, ар, AE) и при этом не является геомагнитным событием по хотя бы одному из двух оставшихся индексов. Осуществлен сравнительный анализ суточного и сезонного распределения количества геомагнитных событий, идентифицированных по различным индексам.

Как правило, наибольшие морфологические различия наблюдаются для геомагнитных событий, идентифицированных по индексу Dst и усредненному за 1 ч индексу AE. Это может объясняться тем, что AE определяется интенсивностью аврорального электроджета, тогда как индекс Dst определяется возмущениями экваториального кольцевого тока; индекс ар, будучи показателем среднеширотной геомагнитной активности, имеет связь как с интенсивностью авроральной активности, так и с возмущениями кольцевого тока.

Суточное и сезонное распределение количества геомагнитных событий, идентифицированных по индексам *ap* и *Dst*, может быть объяснено взаимной геометрией магнитного поля Земли и межпланетного магнитного поля. На сезонную зависимость количества геомагнитных событий, определенных по индексу *AE*, также оказывает заметное влияние сезонная зависимость ионосферной проводимости, что объясняет доминирование количества летних бурь над числом зимних бурь, однако не объясняет тот факт, что количество геомагнитных событий весной заметно меньше, чем осенью. УТ-зависимость количества геомагнитных событий, определенных по усредненному за 1 ч индексу *AE*, согласуется с зависимостью интенсивности аврорального электроджета, полученной по результатам численного моделирования.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-27-00213. Данные OMNI были получены через интерфейс GSFC/SPDFOMNI-Web на сайте <https://omniweb.gsfc.nasa.gov>.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ратовский К.Г., Клименко М.В., Клименко В.В. и др. // Солн.-земн. физ. 2018. Т. 4. № 4. С. 32; Ratovsky K.G., Klimenko M.V., Klimenko V.V. et al. // Solar Terr. Phys. 2018. V. 4. No. 4. P. 26.
2. Ratovsky K.G., Klimenko M.V., Yasyukevich Y.V., Klimenko V.V. // RWP (Kazan, 2019). P. 183.
3. Ratovsky K.G., Klimenko M.V., Yasyukevich Y.V. et al. // Atmosphere. 2020. V. 11. No. 12. P. 1308.
4. Korenkov Y.N., Klimenko V.V., Förster M. et al. // J. Geophys. Res. Space Phys. 1998. V. 103. P. 14697.
5. Gonzalez W.D., Tsurutani B.T., Clúa, de Gonzalez A.L. // Space Sci. Rev. 1999. V. 88. P. 529.
6. Gonzalez W.D., Joselyn J.A., Kamide Y. et al. // J. Geophys. Res. 1994. V. 99. No. A4. P. 5771.
7. <https://www.swpc.noaa.gov/noaa-scales-explanation>.
8. Klimenko M.V., Klimenko V.V., Ratovsky K.G. et al. // Radio Science. 2011. V. 46. Art. No. RS0D 03.
9. Prölss G.W. // In: Characterising the ionosphere. Art. No. 10. France: Neuilly-sur-Seine, 2006.
10. Lu G., Richmond A.D., Roble R.G., Emery B.A. // J. Geophys. Res. 2001. V. 106. No. A11. P. 24493.
11. Loewe C.A., Prölss G.W. // J. Geophys. Res. 1997. V. 102. No. A7. P. 14209.
12. Balan N., Batista I.S., Tulası Ram S. et al. // Geoscience Lett. 2016. V. 3. Art. No. 3.
13. Marques de Souza Franco A., Hajra R., Echer E., Bolzan M.J.A. // Ann. Geophys. 2021. V. 39. P. 929.
14. Malin S.R.C., Mete Isikara A. // Geophys. J. Int. 1976. V. 47. No. 3. P. 445.
15. Макаров Г.А. // Солн.-земн. физ. 2020. Т. 6. № 4. С. 59; Makarov G.A. // Sol.-Terr. Phys. 2020. V. 6. No. 4. P. 50.
16. Marques de Souza Franco A., Hajra R., Echer E., Bolzan M.J.A. // Ann. Geophys. 2021. V. 39. No. 5. P. 929.
17. Данилов А.А., Крымский Г.Ф., Макаров Г.А. // Геомагн. и аэроном. 2013. Т. 53. № 4. С. 469; Danilov A.A., Krymskii G.F., Makarov G.A. // Geomagn. Aeron. 2013. V. 53. No. 4. P. 441.
18. Zhao H., Zong Q.-G. // J. Geophys. Res. 2012. V. 117. No. A11. P. 222.
19. Lyatsky W., Hamza A.M. // Canad. J. Phys. 2011. V. 79. No. 6. P. 907.
20. Cliver E.W., Kamide Y., Ling A.G. // J. Geophys. Res. 2000. V. 105. No. A2. P. 2413.
21. Klimenko V., Klimenko M. // Adv. Space Res. V. 56. No. 9. P. 1982.

Comparative analysis of geomagnetic events identified by various indices

K. G. Ratovsky^{1, *}, M. V. Klimenko², A. M. Vesnin¹, K. V. Belyuchenko¹, Y. V. Yasyukevich¹

¹*Institute of Solar-Terrestrial Physics of the Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, Irkutsk, 664033 Russia*

²*West Department of Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation of the Russian Academy of Sciences, Kaliningrad, 236016 Russia*

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

We presented the results of comparative analysis of geomagnetic events identified by various indices. A previously developed technique is used to identify magnetic storms by the Dst index. As a basis for identification, we chose the previously developed method for identifying geomagnetic storms based on the Dst index. A similar method was implemented to identify geomagnetic events by the ap and AE indices. Comparative analysis includes: (1) identification of common geomagnetic events identified by various indices; (2) identification of cases when an event is a strong geomagnetic disturbance by one of the indices (Dst, ap, AE) and is not a geomagnetic event by at least one of the two remaining indices; and (3) a comparative analysis of the diurnal and seasonal distribution of the number of geomagnetic events identified by different indices.

Keywords: geomagnetic storms, geomagnetic indices Dst, ap, AE, statistics

УДК 551.510.535

МОДЕЛИРОВАНИЕ УТ-ЭФФЕКТА ЗОНАЛЬНО-УСРЕДНЕННЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ ПАРАМЕТРОВ ВЕРХНЕЙ АТМОСФЕРЫ НА ПРИМЕРЕ ГЕОМАГНИТНОЙ БУРИ В МАРТЕ 2015

© 2024 г. К. В. Белюченко^{1, 2, *}, М. В. Клименко^{1, 2}, В. В. Клименко², К. Г. Ратовский¹

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Ордена Трудового Красного Знамени “Институт солнечно-земной физики Сибирского отделения Российской академии наук”, Иркутск, Россия

²Калининградский филиал федерального государственного бюджетного учреждения науки “Института земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн имени Н. В. Пушкова Российской академии наук”, Калининград, Россия

*E-mail: kdei@list.ru

Поступила в редакцию 24.08.2023

После доработки 13.11.2023

Принята к публикации 30.11.2023

На основе глобальной самосогласованной модели термосферы, ионосферы и протоносферы (ГСМ ТИП) ранее нами была дана интерпретация ионосферных эффектов геомагнитной бури в марте 2015 г., выявлены и проанализированы положительные эффекты последствия. Дальнейший анализ результатов численного моделирования показал, что положительные эффекты последствия по-разному проявляются в различных долготных секторах. Представлены результаты исследования зависимости возмущений параметров верхней атмосферы от времени начала геомагнитной бури по УТ. Показано, что существующие отличия в среднезональных эффектах на главной фазе бури в $N_m F_2$ бурь с различными моментами начала связаны с различиями возмущений ветра и состава термосферы и проявляются главным образом после 12 ч с момента начала геомагнитной бури. Время начала формирования среднезональных эффектов последствия, их амплитуда и широтная протяженность зависят от времени УТ начала геомагнитной бури.

DOI: 10.31857/S0367676524030032, EDN: QNGCIL

ВВЕДЕНИЕ

Ионосферные эффекты геомагнитных бурь являются наиболее изученным видом ионосферных возмущений. Согласно обзорам [1, 2] знак и интенсивность возмущений электронной концентрации в F-области ионосферы во время геомагнитных бурь зависят не только от амплитуды и продолжительности геомагнитных возмущений, но и от рассматриваемой широты, местного времени и сезона. Эти зависимости были подтверждены и по данным полного электронного содержания на довольно внушительном массиве данных [3, 4].

В настоящее время существует два сравнительно новых направления в исследованиях ионосферных эффектов бурь: 1) положительные эффекты последствия в F-области ионосферы, которые были выявлены по результатам моделирования [5] и подтверждены на основе статистического анализа данных наблюдений [6, 7]; 2) долготная, а точнее УТ-зависимость ионосферных эффектов геомагнитных бурь, которую пытались изучать как на основании статистической обработки данных

наблюдений [3, 7], так и с помощью результатов моделирования [8, 9]. Попытка исследований обоих этих направлений предпринималась в [10]. Однако следует отметить, что выявление долготной зависимости ионосферных эффектов бурь по данным наблюдений одной бури невозможно, поскольку это не будет отражать одну долготную зависимость, а будет содержать еще зависимость от локального времени на рассматриваемых долготах. Попытки статистического анализа ионосферных эффектов бурь сталкиваются с проблемой значительных различий в развитии геомагнитных бурь от случая к случаю. Это в совокупности с различным влиянием солнечной активности и атмосферно-ионосферных связей приводит к значительному разбросу ионосферных возмущений, даже во время схожих по интенсивности бурь, отсортированных по сезонам.

Поэтому представляется актуальным подход по использованию результатов моделирования ионосферных эффектов бурь с различными моментами начала, который был реализован в [8]. Такой подход позволит исследовать зависимость от времени

начала по УТ ионосферных эффектов как на главной фазе, так и эффектов последствий. Для краткости изложения в данной статье, так же как и в работе [11], рассматриваются среднезональные возмущения параметров верхней атмосферы. Таким образом, целью данной работы является исследование зависимости поведения зонально-усредненных возмущений параметров верхней атмосферы Земли от времени начала геомагнитной бури по УТ.

МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ

Основой данного исследования являются результаты расчетов в рамках глобальной самосогласованной модели термосферы, ионосферы и протоносферы (ГСМ ТИП) для геомагнитной бури 17–23 марта 2015 г. с различными моментами начала по УТ. Исторически геомагнитная буря 17 марта 2015 г. началась в 12 УТ. Ионосферные возмущения этой геомагнитной бури с использованием результатов расчетов на модели ГСМ ТИП исследовались ранее и представлены в [5, 6, 12–14]. В модели ГСМ ТИП учет геомагнитных возмущений осуществлялся с использованием модели высыпаний авроральных электронов (входным параметром которой является AL-индекс), разработанной в Полярном геофизическом институте [15], а также эмпирической зависимости разности потенциалов через полярные шапки $\Delta\Phi$ [16] и широтного положения продольных токов второй зоны от AE-индекса геомагнитной активности [17].

Таким образом, индексы AE и AL с одноминутным временным разрешением являются управляющими параметрами модели ГСМ ТИП для учета эффектов геомагнитных бурь. При реализации модельных расчетов эффектов геомагнитных бурь с другими моментами начала по УТ мы использовали поведение индексов AE и AL (рис. 1) со смещением на 6 и 12 ч назад по времени (бури с началом в 00 и 06 УТ), а также на 6 ч вперед по времени (бури с началом в 18 УТ). Таким образом, нами были рассмотрены четыре сценария абсолютно одинаковых геомагнитных бурь с моментами начала в 00, 06, 12 и 18 УТ.

РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 2 представлены зонально-усредненные возмущения электронной концентрации в максимуме F2 слоя ионосферы, N_mF2 , для бурь с выбранными моментами начала по УТ. Прежде всего следует отметить то, что для всех представленных бурь положительные эффекты на фазе восстановления сосредоточены в экваториальной зоне с частичным смещением в северное полушарие. Интенсивность и широтная протяженность эффектов последствий больше для бурь с временем начала в 00 и 06 УТ. В главную фазу всех рассматриваемых бурь можно выделить следующие сходства в поведении зонально-усредненных возмущений N_mF2 : 1) отрицательные ΔN_mF2 в экваториальной зоне в период 0–12 ч после начала бурь; 2) положительные ΔN_mF2 на средних широтах,

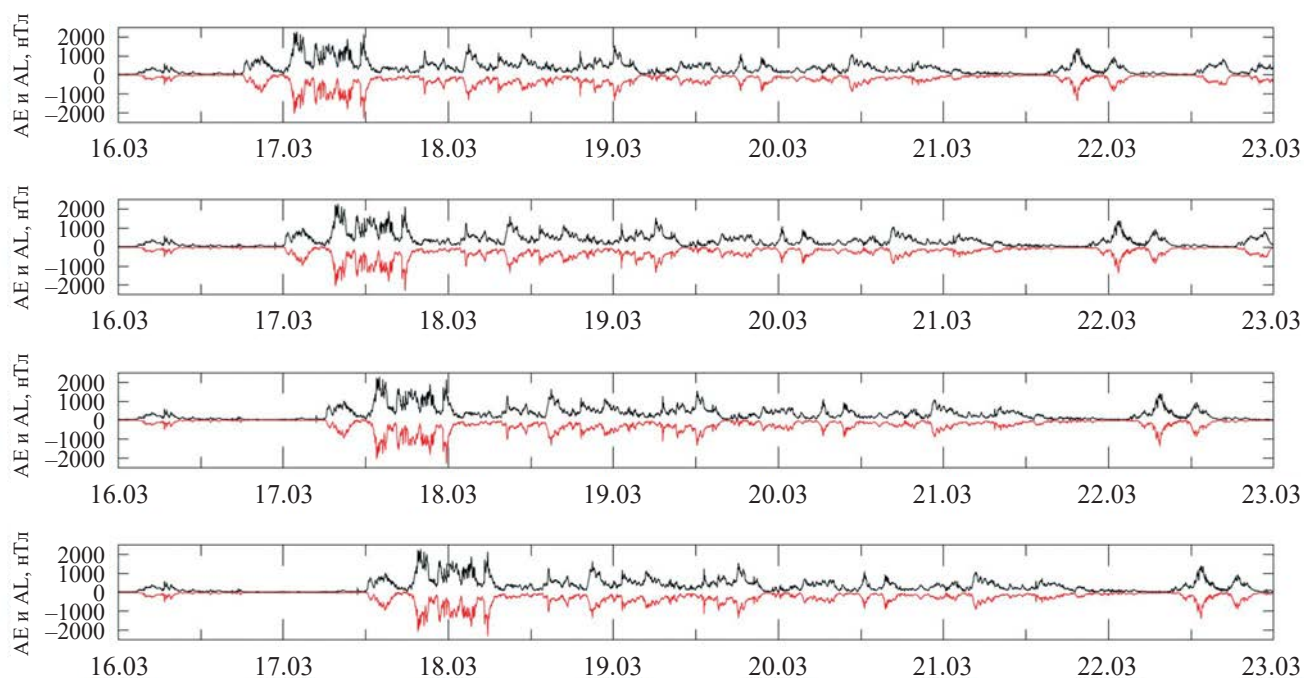


Рис. 1. Вариации индексов геомагнитной активности AE и AL для смещенных по времени моментов начала бурь, сверху вниз для 00 УТ, 06 УТ, 12 УТ, 18 УТ соответственно.

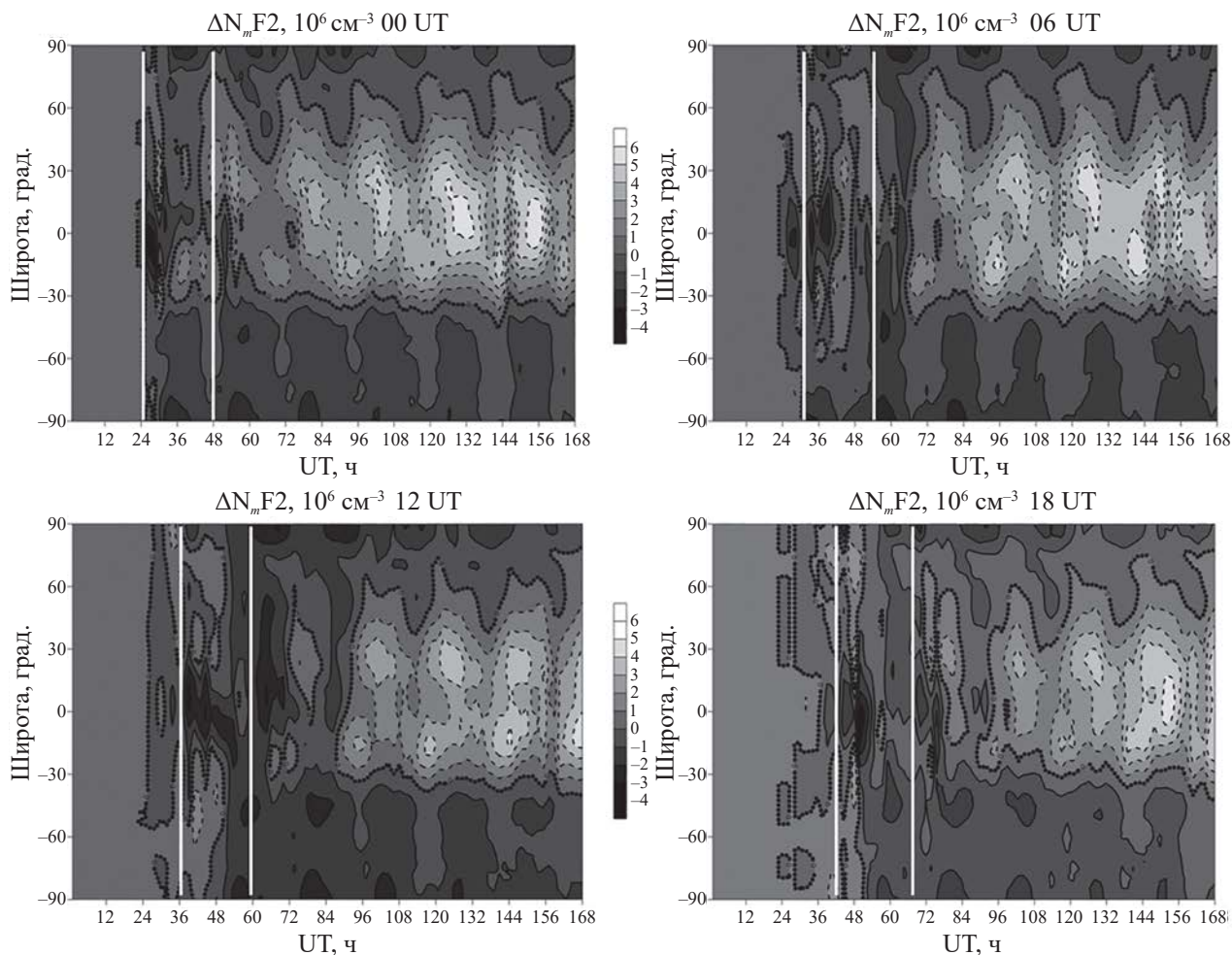


Рис. 2. Широтно-временные карты зонально-усредненных возмущений N_mF2 для бурь с временем начала 00, 06, 12, 18 UT. Белыми линиями выделена главная фаза бури.

возникающие в течение первых 7 ч после начала бурь. Основными различиями в возмущениях N_mF2 на главной фазе бури являются: 1) в период от 0 до 10 ч после начала бури для бурь с временем начала в 12 и 18 UT присутствие положительных возмущений в высоких и средних широтах, которые отсутствуют для бурь с моментами начала в 00 и 06 UT (при этом длительность и интенсивность этих возмущений больше для бури с началом в 12 UT); 2) на более поздних этапах бурь с моментами начала в 00 и 06 UT происходит формирование положительных возмущений в экваториальной зоне и на средних широтах северного полушария, тогда как для бурь с моментами начала в 12 и 18 UT формируются отрицательные возмущения; 3) в высокоширотных областях во время бурь с моментами начала в 00 и 06 UT формируются отрицательные возмущения в течение практически всей главной фазы, тогда как для бурь с моментами начала в 12 и 18 UT формируются положительные возмущения в течение первых 12 ч, после чего следует отрицательная фаза.

Эффекты геомагнитных бурь в верхней атмосфере являются следствием нагрева термосферы, вызывающего появление дополнительного термосферного ветра к экватору и перестройку нейтрального состава термосферы, а также усиления электрического поля магнитосферной конвекции в главную фазу геомагнитной бури. Наши расчеты показали, что зонально-усредненные возмущения компонент электрического поля в ионосфере пренебрежимо малы вследствие усиления как восточного, так и западного электрического поля во время бури. Поэтому в данной работе мы не приводим результатов модельных расчетов зонально-усредненных возмущений электрического поля в ионосфере, а показываем результаты расчетов зонально-усредненных возмущений термосферных параметров для всех рассмотренных бурь. На рис. 3 представлены зонально-усредненные возмущения T_n для бурь с разными моментами начала. В зависимости от времени начала бурь изменяются как широтная протяженность, так и интенсивность этих возмущений. Самые слабые возмущения

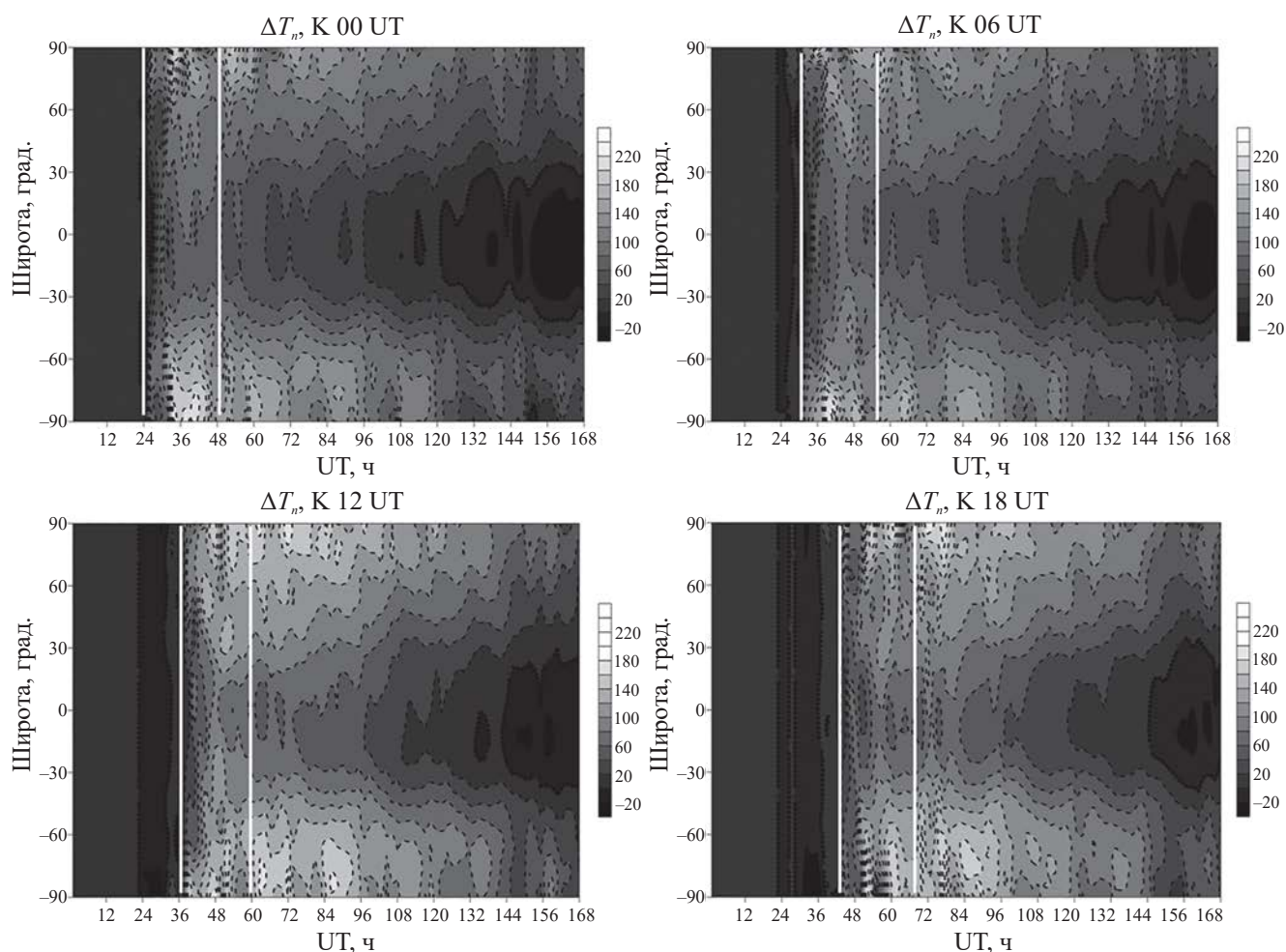


Рис. 3. То же, что и на рис. 2 для возмущений T_n .

приходится на бурю с моментом начала в 06 UT, а самый сильный разогрев термосферы в главную фазу бури происходит при начале бури в 00 UT. Во время бурь с моментами начала в 12 и 18 UT формируются наиболее интенсивные возмущения T_n на вторые и третьи сутки фазы восстановления. Такое поведение возмущений T_n для разных бурь определяет различия в появлении положительных/отрицательных возмущений $N_m F2$ на вторые и третьи сутки фазы восстановления.

Следует отметить, что именно возмущения зонально-усредненной температуры термосферы являются основной причиной вариаций нейтрального состава и скорости термосферного ветра, которые играют определяющую роль в формировании зонально-усредненных возмущений $N_m F2$. Известно, что буревое усиление ветра к экватору приводит к возникновению положительных возмущений в $N_m F2$ на средних и низких широтах, а отрицательные возмущения в $n(O)/n(N_2)$ приводят к возникновению отрицательных возмущений в $N_m F2$ на высоких и средних широтах [1, 18]. На

рис. 4 представлены зонально-усредненные возмущения меридиональной компоненты скорости термосферного ветра $V_{n\theta}$ (с положительным направлением к экватору) для бурь с разными моментами начала. Для всех рассматриваемых бурь положительные возмущения в $V_{n\theta}$ на главной фазе сосредоточены в периоды времени с 0 до 12 ч после начала бури. Самые интенсивные возмущения в северном полушарии приходятся на бурю с моментом начала в 12 UT, а самые интенсивные возмущения в южном полушарии приходятся на бурю с моментом начала в 00 UT. Также для бурь с моментами начала в 00 и 06 UT видны два схожих по амплитуде пика возмущений ветра к экватору: с 0 до 6 ч после начала бури и с 6 до 12 ч после начала бури. Этим двум пикам в дополнительном ветре к экватору соответствуют два пика в возмущениях $N_m F2$ в тех же временных промежутках. Для бурь с моментами начала в 12 и 18 UT второй пик в ветре к экватору значительно слабей первого, что приводит к отсутствию четкого второго пика в положительных возмущениях $N_m F2$ для этих бурь. Для всех геомагнитных бурь формирование

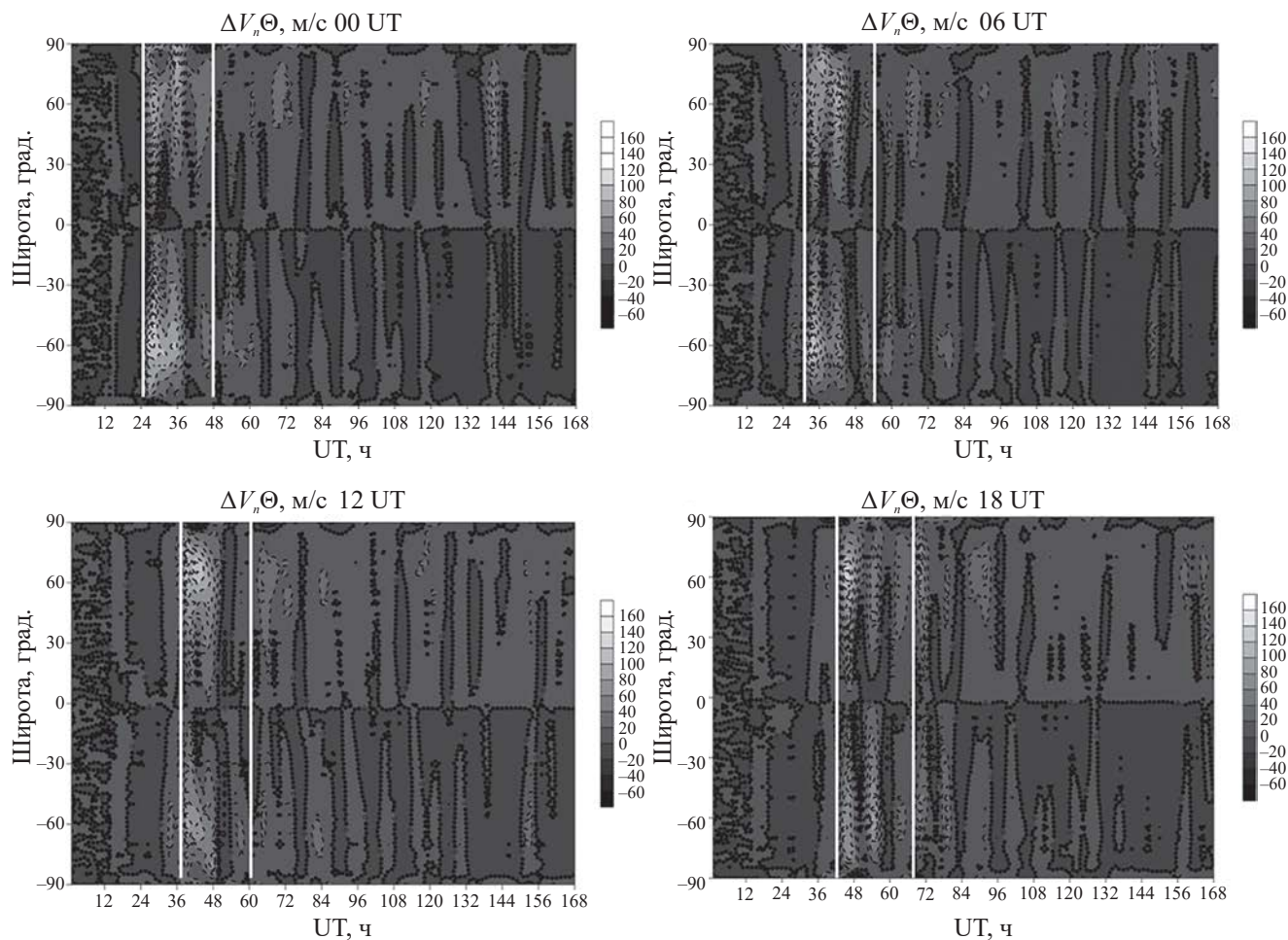


Рис. 4. То же, что и на рис. 2 для возмущений $V_{n\Theta}$ (положительное направление выбрано к экватору).

положительных возмущений $N_m F2$ в субавроральных и средних широтах в главную фазу бури связано с дополнительным ветром к экватору.

На рис. 5 представлены зонально-усредненные возмущения $n(O)/n(N_2)$ для бурь с разными моментами начала. В главную фазу всех рассматриваемых бурь формируются отрицательные возмущения $n(O)/n(N_2)$ с наименьшими отрицательными возмущениями в области экватора и максимальными отрицательными возмущениями в области широт 30° – 60° с.ш. и ю.ш. Формирование отрицательных возмущений $N_m F2$ в интервале от 12 до 23 ч после начала бурь с моментами начала в 12 и 18 UT связано с отрицательными возмущениями $n(O)/n(N_2)$. Положительные возмущения на фазе восстановления сосредоточены на экваторе и низких широтах. В целом, для всех бурь положительные возмущения $N_m F2$ на фазе восстановления связаны с возмущениями $n(O)/n(N_2)$, как отмечалось ранее [6]. При этом интенсивность и широтный охват этих возмущений несколько больше для бурь с временем начала в 00 и 06 UT, что связано

с пространственно-временным распределением возмущений нейтральной температуры, рассмотренным выше. Это объясняет соответствующую картину эффектов последствия в $N_m F2$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Были рассмотрены основные физические процессы, которые играют важную роль в формировании ионосферных эффектов на разных фазах развития геомагнитной бури, для бурь с разными моментами начала. Возмущения зонально-усредненной температуры термосферы являются основной причиной различий возмущений нейтрального состава и скорости термосферного ветра для бурь с различными моментами начала. Показано, что для рассматриваемого семейства бурь эффекты термосферного ветра являются существенными в формировании возмущений $N_m F2$ на главной фазе бури в первые 2–10 ч после начала бури. Следует отметить, что существующие отличия в среднезональных эффектах на главной фазе бури в $N_m F2$ бурь

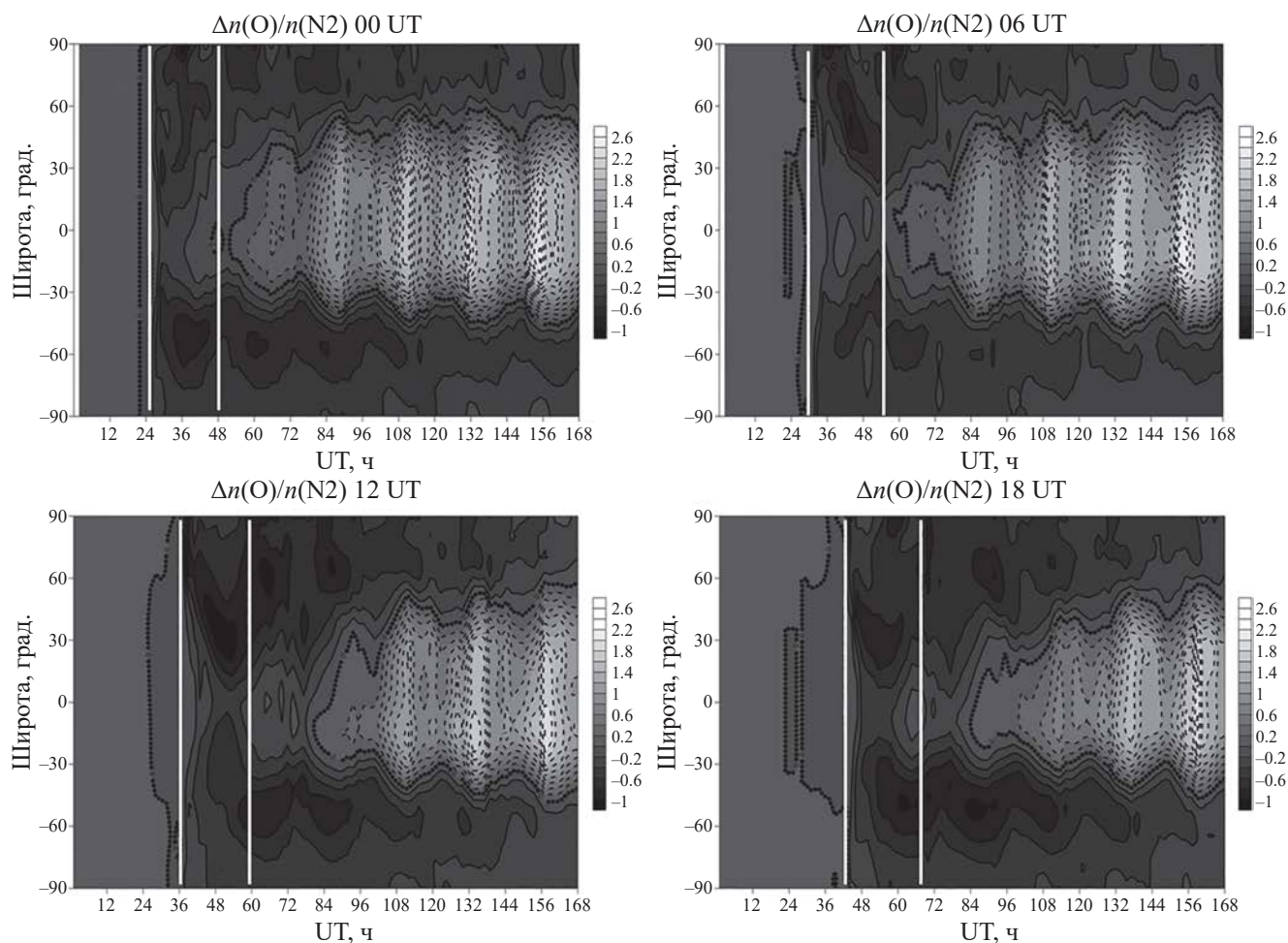


Рис. 5. То же, что и на рис. 2 для возмущений $n(O)/n(N_2)$.

с различными моментами начала связаны с различиями возмущений ветра и состава термосферы и проявляются главным образом после 12 ч с момента начала геомагнитной бури.

Для всех рассматриваемых бурь механизмом формирования ионосферных эффектов последствия в виде положительных возмущений $N_m F2$ являются возмущения $n(O)/n(N_2)$ на высотах F-области ионосферы. Время начала формирования эффектов последствия зависит от времени начала геомагнитной бури. Показано, что амплитуда и широтная протяженность среднэональных эффектов последствия зависят от времени UT начала бури. Это объясняется различиями в возмущениях нейтральной температуры и $n(O)/n(N_2)$ для бурь с разными моментами начала по UT.

Различия в возмущениях среднэональных параметров для разных бурь указывает на то, что ионосферные эффекты одинаковых бурь с одинаковыми моментами начала по LT (соответственно с различными по UT) на разных долготах могут значительно отличаться. В дальнейшем планируется

рассмотреть термосферно-ионосферные эффекты бурь с различными моментами начала на разных долготах.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 21-17-00208).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Mayr H.G., Harris I., Spencer N.W. // Rev. Geophys. 1978. V. 16. No. 4. P. 539.
2. Buonsanto M.J. // Space Sci. Rev. 1999. V. 88. No. 3-4. P. 563.
3. Immel T.J., Mannucci A.J. // J. Geophys. Res. Space Phys. 2013. V. 118. No. 12. P. 7928.
4. Ratovsky K.G., Klimenko M.V., Yasyukevich Y.V. et al. // Atmosphere. 2020. V. 11. No. 12. P. 1308.
5. Klimenko M.V., Klimenko V.V., Despirak I.V. et al. // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. 2018. V. 180. P. 78.

6. Ратовский К.Г., Клименко М.В., Клименко В.В. и др. // Солн.-земн. физ. 2018. Т. 4. № 4. Р. 32; Ratovsky K.G., Klimenko M.V., Klimenko V.V. et al. // Solar-Terr. Phys. 2018. V. 4. No. 4. P. 26.
7. Borries C., Berdermann J., Jakowski N., Wilken V. // J. Geophys. Res. Space Phys. 2015. V. 120. No. 4. P. 3175.
8. Greer K.R., Immel T., Ridley A. // J. Geophys. Res. Space Phys. 2017. V. 122. No. 4. P. 4512.
9. Liu W., Xu L., Xiong C., Xu J. // Adv. Space Res. 2017. V. 59. No. 2. P. 603.
10. Шпынев Б.Г., Золотухина Н.А., Полех Н.М. и др. // Совр. пробл. дист. зонд. Земли из космоса. 2017. Т. 14. №. 4. С. 235.
11. Chang L.C., Liu J.Y., Palo S.E. // J. Geophys. Res. Space Phys. 2011. V. 116. Art. No. A10.
12. Dmitriev A.V., Suvorova A.V., Klimenko M.V. et al. // J. Geophys. Res. Space Phys. 2017. V. 122. No. 2. P. 2398.
13. Klimenko M.V., Zakharenkova I.E., Klimenko V.V. et al. // Space Weather. 2019. V. 17. No. 7. P. 1073.
14. Белюченко К.В., Клименко М.В., Клименко В.В., Ратовский К.Г. // Солн.-земн. физ. 2022. Т. 8. № 3. С. 41; Belyuchenko K.V., Klimenko M.V., Klimenko V.V., Ratovsky K.G. // Solar-Terr. Phys. 2022. V. 8. No. 3. P. 38.
15. Vorobjev V.G., Yagodkina O.I. // JASTP. 2008. V. 70. No. 2—4. P. 654.
16. Feshchenko E.Yu., Maltsev Yu.P. // Proc. XXVI Ann. Sem. "Physics of Auroral Phenomena" (Apatity, 2003). P. 59.
17. Sojka J.J., Schunk R.W., Denig W.F. // J. Geophys. Res. Space Phys. 1994. V. 99. No. A11. P. 21341.
18. Prölss G.W. // Rev. Geophys. 1980. V. 18. No. 1. P. 183.

Modeling the UT effect of zonal-averaged perturbations in the parameters of the upper atmosphere for the example of a geomagnetic storm in march 2015

K. V. Belyuchenko^{1,2,*}, M. V. Klimenko^{1,2}, V. V. Klimenko², K. G. Ratovsky¹

¹*Institute of Solar-Terrestrial Physics of the Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, Irkutsk, 664033 Russia*

²*West Department of Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation of the Russian Academy of Sciences, Kaliningrad, 236016 Russia*

*e-mail: kdei@list.ru

Using the Global Self-Consistent Model of the Thermosphere, Ionosphere, and Protonosphere (GSM TIP), we previously gave an interpretation of the ionospheric effects of the March 2015 geomagnetic storm, identified and analyzed the positive aftereffects. Further analysis of the numerical simulation results showed that the positive aftereffects manifest themselves differently in different longitudinal sectors. This paper presents the results of studying the dependence of disturbances in the parameters of the upper atmosphere on the time of the onset of a geomagnetic storm in UT. For this, additional calculations of geomagnetic storms were carried out, identical to the considered storm in March 2015, which began on March 17 at 12 UT, with a start time of the geomagnetic storm shifted by 00, 06, and 18 UT. It is shown that for the family of storms under consideration, the effects of the thermosphere wind are significant in the formation of $N_m F2$ disturbances in the main phase of the storm. The mechanism for the formation of ionospheric aftereffects in the form of positive $N_m F2$ disturbances are $n(O)/n(N_2)$ disturbances at heights F of the ionospheric region.

Keywords: geomagnetic storm, ionospheric disturbances, UT effect, GSM TIP model

УДК 550.385.44

ОСОБЕННОСТИ РАЗВИТИЯ МАГНИТНОЙ БУРИ 7 НОЯБРЯ 2022 ГОДА ПО ИЗМЕРЕНИЯМ ПОЛНОГО ЭЛЕКТРОННОГО СОДЕРЖАНИЯ ИОНОСФЕРЫ

© 2024 г. И. И. Шагимуратов¹*, М. В. Клименко¹, И. И. Ефишов¹, М. В. Филатов², Г. А. Якимова¹

¹Калининградский филиал федерального государственного бюджетного учреждения науки “Института земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн имени Н. В. Пушкова Российской академии наук”, Калининград, Россия

²Федеральное государственное бюджетное научное учреждение “Полярный геофизический институт”, Апатиты, Россия

*E-mail: shagimuratov@mail.ru

Поступила в редакцию 24.08.2023

После доработки 13.11.2023

Принята к публикации 30.11.2023

На основе глобальных данных измерений полного электронного содержания ионосферы представлен анализ развития умеренной магнитной бури 7 ноября 2022 г. Проведено сравнение эффектов бури в американском и европейском секторах. Во время бури обнаружены проявления в ионосфере крупномасштабных структур SED (storm enhanced density) и TOI (tongue of ionization).

DOI: 10.31857/S0367676524030043, EDN: QNBSOQ

ВВЕДЕНИЕ

Несколько характерных крупномасштабных неоднородностей можно наблюдать в полярной и субавроральной ионосфере в спокойных и возмущенных условиях. К ним можно отнести главный ионосферный провал (main ionospheric trough, MIT), буревое увеличение ионизации (storm enhanced density, SED), язык ионизации (tongue of ionization, TOI) и пятна повышенной ионизации — патчи (polar cap patches). Сильные градиенты на краях этих структур приводят к генерации неоднородностей, с которыми связаны сцинтилляции/флуктуации навигационных сигналов. Флуктуации сигналов GPS/ГЛОНАСС приводят к увеличению ошибок позиционирования, нарушению навигации и связи в высоких широтах [1–4].

Повышение электронного содержания часто наблюдается после полудня и в предполуденные часы (dusk-effect) во время магнитных бурь на субавроральных и авроральных широтах. Это явление носит название SED [5], источник его формирования расположен в дневной среднеширотной ионосфере. Чаще всего SED-структура регистрировалась в северном полушарии в американском долготном секторе. Наиболее ярко это явление проявляется в измерениях полного электронного содержания (ТЕС). Во время сильных магнитных

бурь под влиянием магнитосферных электрических полей область SED значительно расширяется по широте, что проявляется в дневном увеличении ТЕС на средних широтах. Увеличение может составлять фактор 2 и выше [6]. Повышение может расширяться в солнечном направлении в сторону полюса с формированием по широте узкой полосы подобно шельфу, струе — SED/plume. Во время сильнейшей бури 30–31 октября 2003 г. в американском секторе в 22 UT величина ТЕС в центре шельфа превышала 250 TECU [7]. Структура SED/TOI регистрировалась и во время относительно слабых по интенсивности магнитных бурь, таких как 11 октября 2010 г. [8] и 17 марта 2013 г. [9].

Перемещение SED/plume в полярную шапку может приводить к усилению языка ионизации TOI [10–12]. Структуры TOI показывают зависимость от UT, сезона, долготы [13]. Внутри TOI ионизация может в 2–10 раз превышать фоновую/ночную ионизацию в полярной шапке [7]. При конвекции SED/TOI-структуры через полярную шапку TOI может фрагментироваться на дискретные полярные патчи [14]. На основе трехмерной томографической реконструкции ТЕС-измерений для американского сектора во время бури 17 марта 2013 г. выявлена высотная структура SED-plume и ее пространственно-временная эволюция. Сначала данная структура появилась на высоте около

400 км, затем расширялась вниз до 300 км и вверх до 500 км. Показано, что наибольшее увеличение ионизации наблюдается выше максимума F2 слоя [9].

Благоприятные условия для формирования SED/TOI складываются в североамериканском секторе. Большинство ранее выполненных исследований касалось именно этого сектора. Позже структуры SED/TOI обнаружены в других долготных секторах [8, 15–17].

Механизмы формирования SED/TOI-структуры обсуждаются в многочисленных работах [13, 18–21]. В работе [19] показано, что дрейфы ионов играют важную роль в образовании SED в верхней ионосфере, а нейтральные ветры — ниже максимума F2 слоя. Также установлено, что SED и TOI являются разными структурами, которые проявляются на разных высотах. На основе самосогласованной модели термосферы, ионосферы и проионосферы во время бури 17 марта 2015 г. было установлено, что ветер и изменение нейтрального состава играют важную роль в формировании структуры TOI. Было выявлено, что интенсивность и размер TOI растут с высотой [20].

Большинство исследований, касающихся анализа SED/TOI, сфокусировано на проявлении этих структур во время сильных геомагнитных возмущений. Эти исследования были акцентированы на анализе эффектов SED/TOI в американском долготном секторе. Лишь в нескольких работах пространственно-временное развитие этих аномалий представлено для малых и умеренных бурь. Исключением из общей тенденции можно выделить работу, в которой представлены результаты анализа для бури малой интенсивности 11 октября 2010 г., когда индекс Dst не превышал -80 нТл [8].

В данной работе представлены результаты наблюдений пространственно-временного поведения ТЕС с проявлением SED/TOI-структур для умеренной бури 7 ноября 2022 г. в европейском и американском долготных секторах. Представлены характеристики и пространственно-временная эволюция этих структурных особенностей высокоширотной ионосферы. Проведено сравнение основных характеристик этих структур для рассматриваемого события с другими бурями в разных долготных секторах. Основной целью работы является выявление пространственно-временных особенностей SED/TOI-структур для умеренной бури в период осеннего равноденствия.

Ранее большая часть исследований касалась ограниченного числа событий (сильных бурь). Поэтому представляется интересным расширить анализ проявления эффектов SED/TOI применительно к различным геофизическим условиям. Результаты исследований могут быть полезны для дальнейшего прогнозирования высокоширотных

ионосферных эффектов космической погоды, что особенно актуально в вопросах обеспечения навигации и радиосвязи в Арктике.

ДАННЫЕ И МЕТОДОЛОГИЯ

Для исследования ионосферных эффектов бури использовались измерения полного электронного содержания (ТЕС), которые основываются на GPS/ГЛОНАСС-наблюдениях мировой сети станций. Для анализа пространственно-временной динамики ионосферы во время бури формировались региональные карты ТЕС для европейского и американского секторов. В качестве исходных данных использовались глобальные карты ТЕС (GIM), которые представлены в IONEX-формате на сайте <https://cddis.nasa.gov/archive/gnss/products/ionex/> (далее — IONEX-карты). Карты представлены в географических координатах с равномерным шагом в долготном диапазоне $\pm 180^\circ$, в диапазоне широт $\pm 87.5^\circ$. Разрешения карт составляют 2.5° по широте и 5° по долготе, единица измерений — $1 \text{ TECU} = 10^{16} \text{ el/m}^2$. Карты формируются разными ионосферными центрами с различным временным разрешением. Мы использовали карты с 15-минутным разрешением [22]. Карты GIM имеют хорошее пространственное покрытие и широко используются в ионосферных исследованиях.

Детальные характеристики SED/TOI-структур были получены по ТЕС-картам, сформированным по данным базы “Мадригал” (<http://cedar.openmadrigal.org/>) [23]. Разрешение карт “Мадригал” — $1 \times 1^\circ$ по широте и долготе, временное разрешение — 5 мин. Карты “Мадригал” обеспечивают высокое разрешение для регионов, где имеется хорошо развитая сеть GPS/ГЛОНАСС-станций. Карты имеют низкое пространственное покрытие над океанами и, в частности, в восточной части России. Для анализа эффектов бури мы формировали по данным GIM региональные карты для спокойного дня 6 ноября, возмущенного дня 7 ноября и на восстановительной фазе бури 8 ноября. Для анализа эволюции структуры TOI формировались полярные карты в географических координатах.

ГЕОМАГНИТНАЯ ОБСТАНОВКА

Развитие геомагнитной бури 7 ноября 2022 г. представлено на рис. 1. Солнечно-магнитные параметры сформированы по данным OMNI (https://omniweb.gsfc.nasa.gov/form/omni_min.html). Пропуски на рисунке обусловлены отсутствием данных. Последовательно (сверху вниз) показаны: вариации B_z -компоненты межпланетного магнитного поля (IMF), скорость солнечного ветра (V_{sw}), планетарный геомагнитный индекс K_p , геомагнитный индекс симметричной компоненты кольцевого тока SYM-H для 6–10 ноября 2022 г. Буря

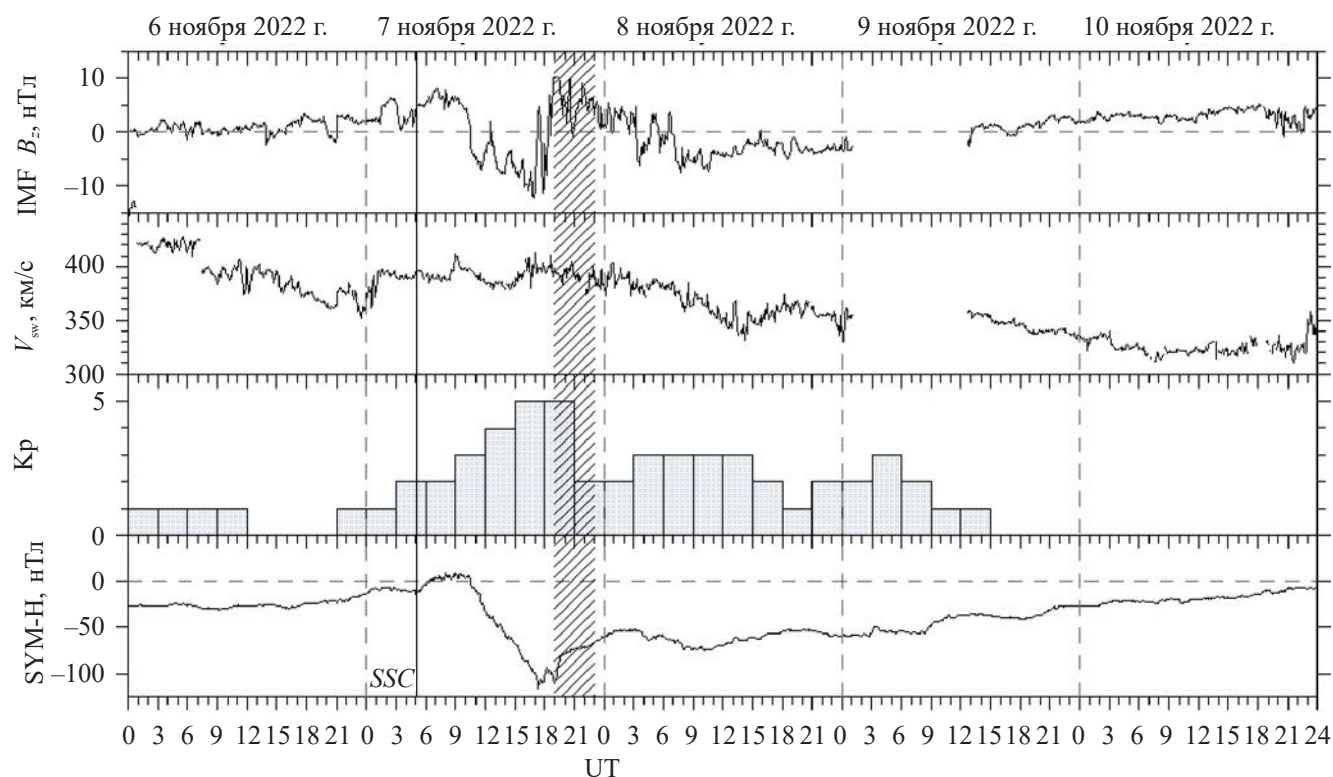


Рис. 1. Солнечно геомагнитные условия за 6—10 ноября 2022 г.

носила изолированный характер с небольшой продолжительностью активной фазы (около 7 ч), без четко выраженного внезапного начала (SSC). Основная фаза бури стартовала после 10:30 UT, затем произошло падение индекса SYM-H до значения ~ 110 нТл примерно в 17:30 UT, далее последовала фаза восстановления. Индекс геомагнитной активности Kp достигал максимального значения 5 в 21 UT 7 ноября. Отрицательная величина B_z достигала -12.1 нТл в 17 UT, после 18 ч B_z -компонента приобрела положительную величину с флуктуацией до 10 нТл. Эффект SED проявился на начальной стадии фазы восстановления. На рис. 1 штриховкой показан интервал, когда проявлялась SED-plume-структура.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Нами были сформированы региональные карты ТЕС для европейского и американского секторов для широт выше 50° с.ш.. На рис. 2 представлены карты ТЕС с одночасовым интервалом для спокойного дня (6 ноября) и возмущенного (7 ноября) на интервале 12—23 UT. Здесь также показан фрагмент карт на восстановительной фазе бури 8 ноября 00—03 UT. Локальные области (темные пятна) на картах соответствуют очень низкой концентрации (менее 3 TECU). Проявление таких

пятен в ночной ионосфере отражает точность измерений ТЕС в конкретных условиях.

На рисунке видно, что по сравнению со спокойным днем пространственно-временная структура ионосферы во время бури претерпела существенные изменения. Наиболее значимый эффект бури проявился в дневное время. Увеличение электронной концентрации ярко проявилось в послеполуденное время как в европейском, так и в американском долготном секторах. Такое увеличение концентрации ассоциируется с проявлением эффекта SED, который часто наблюдается на средних и субавроральных широтах. Структура SED может простираться до высоких широт в касп и полярную шапку, с формированием TOI [5].

Европейский сектор

Над Европой положительное возмущение, определяемое как SED-структура, ярко проявилось в интервале 10—19 UT (рис. 2a). На картах видно, что в это время имела место существенная перестройка широтной структуры ионосферы. Из рис. 2a следует, что в высоких широтах в полярной ионосфере с 15 UT сформировалась аномалия в виде области повышенных значений ТЕС. Следует отметить, что подобная аномалия не наблюдалась в спокойный день 6 ноября. Южная граница положения аномалии приходилось на широты около $70\text{--}75^\circ$ с.ш.

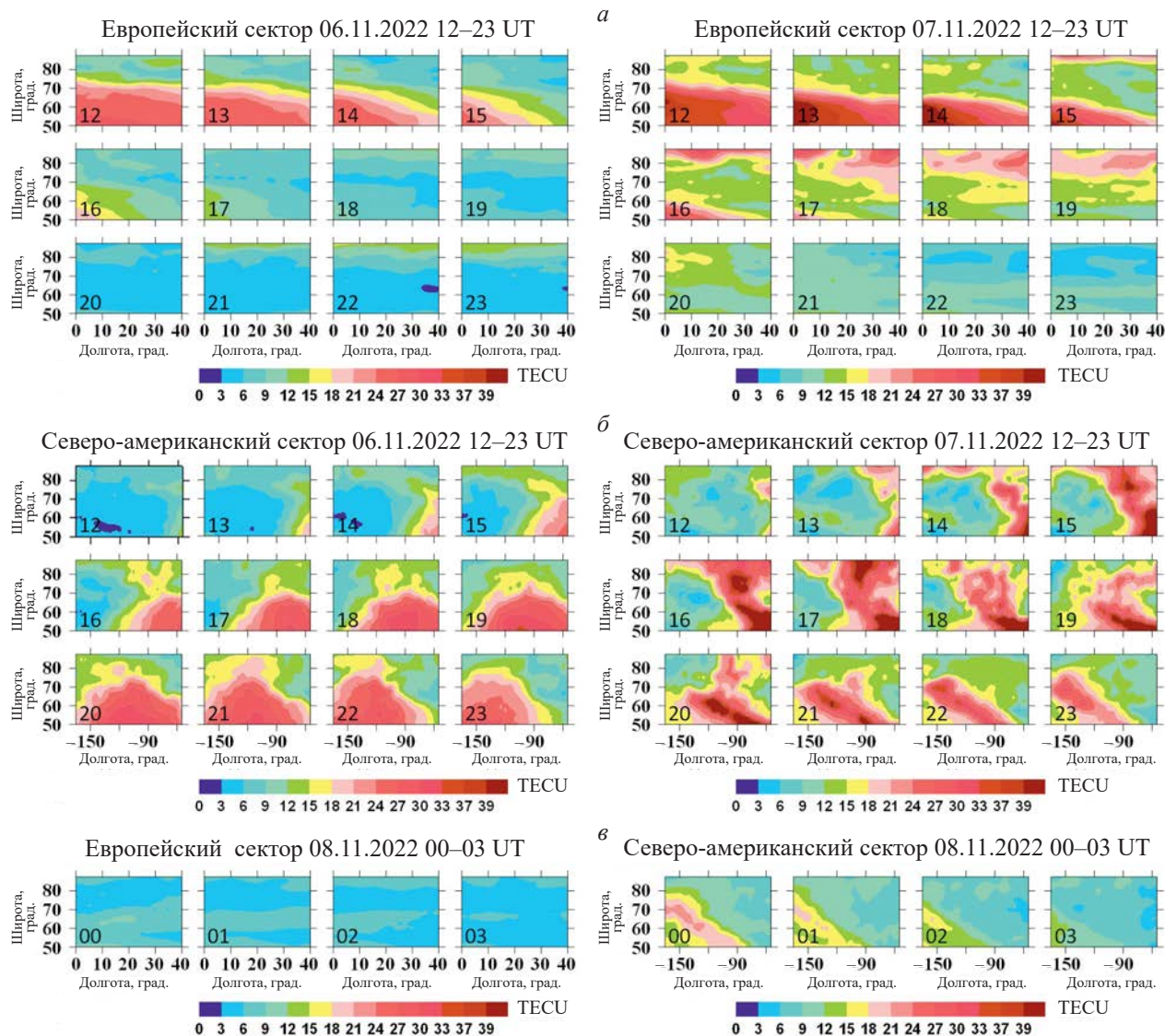


Рис. 2. Карты ТЕС с часовым интервалом для европейского (а) и американского (б) секторов за 6 и 7 ноября 2022 г. Карты для обоих секторов за 8 ноября в интервале 00–03 UT (в).

На широтах выше 75° с.ш. в 15 UT повышение ТЕС было более чем в 2 раза по сравнению со спокойным днем 6 ноября. Высокоширотная аномалия наблюдалась вплоть до 19 UT. Над Азией (здесь не показано) в ночном секторе область повышенной электронной концентрации расширялась и опускалась на более низкие широты. Это можно в дальнейшем наблюдать на полярных картах ТЕС. Мы отмечаем, что данная структура регистрировалась на активной фазе бури, когда B_z -компонента межпланетного магнитного поля IMF приобрела устойчиво положительный характер. Мы определили описываемую аномалию, как проявление языка ионизации TOI. Структура TOI формируется, когда область повышенной электронной концентрации (SED) проникает в полярную шапку и далее за счет конвекции в антисолнечном направлении,

может проявиться в ночной ионосфере. В полярной шапке TOI может фрагментироваться в дискретные пятна повышенной электронной плотности (polar cap patches), с которыми ассоциируются флуктуации ГЛОНАСС/GPS-сигналов в полярной ионосфере [14]. Интенсивные флуктуации во время геомагнитных бурь могут нарушить работу навигационных систем [1].

На рис. 3 приведена детальная картина проявления TOI в европейском долготном секторе для 15 UT. С этого момента времени наблюдалась аномалия в полярной ионосфере в виде положительного возмущения. Здесь представлен фрагмент карты ТЕС (слева) и широтный разрез на долготу 10° в.д. для 7 ноября (справа). Карты построены на основе данных глобальных карт ТЕС с широтным разрешением 2.5°. Данные сети “Мадригал”,

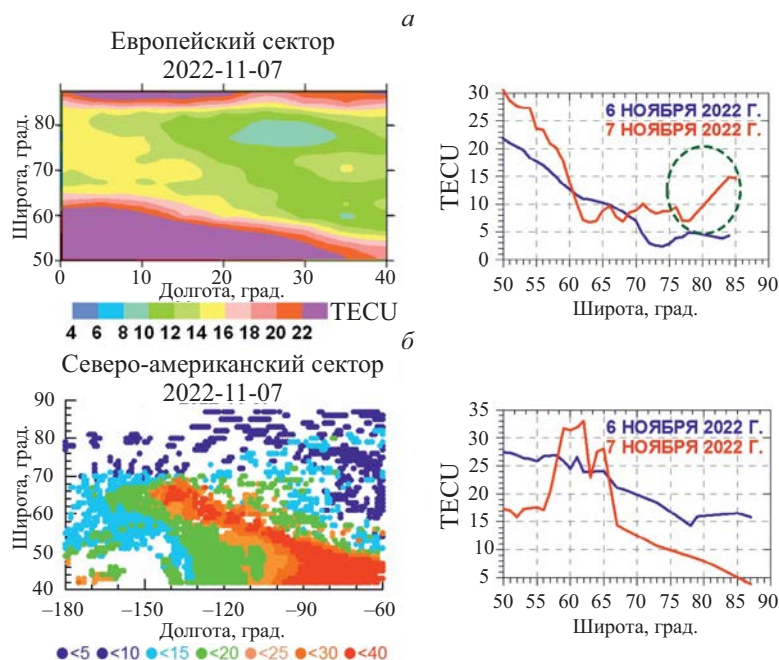


Рис. 3. Карта ТЕС для европейского сектора 7 ноября и соответствующий широтный разрез на долготе 10° в.д. в 15 UT 6 и 7 ноября (а) и карта ТЕС для американского сектора за 7 ноября и соответствующий широтный разрез на долготе 110° з.д. в 21 UT за 6 и 7 ноября (б).

которые обеспечили бы более высокое широтное разрешение, на этих долготах отсутствуют. Для сравнения здесь дан также широтный профиль для 6 ноября. На широтном профиле 7 ноября с географической широты 75° с.ш. четко наблюдается рост ТЕС. Максимальная величина составила 15 TECU на широте 87° с.ш., что в 1.5 раза выше, чем на широтах ниже 75° с.ш.

Американский сектор

Карты ТЕС над Америкой, на долготах от 90° до 180° з.д., представлены на рис. 2б для 6 и 7 ноября и фрагмент для 8 ноября (рис. 2в). На картах для ночного времени 12–15 UT выделяются небольшие области, где величина концентрации ниже 3 TECU. Эффект может быть обусловлен погрешностью измерений при столь низкой величине концентрации. Пространственно-временное распределение ТЕС во время бури существенно отличается от спокойных условий и разительно отличается от поведения в европейском секторе. Существенная перестройка ионосферы наблюдается после 14 UT 7 ноября на стадии активной фазы бури. В целом, аналогично Европе, эффект SED в виде положительного возмущения проявился в дневное время.

Характерной особенностью пространственного поведения ТЕС в американском секторе явилось положительное возмущение в виде узкой полосы, простирающейся в северо-западном направлении до широт выше 60° с.ш. Данная структура

наблюдалась в интервале 20–23 UT 7 ноября. Интересно отметить, что возмущение сохранялось до 03 UT 8 ноября на восстановительной фазе бури.

Часто SED-структура ассоциируется со шлейфом увеличения ТЕС (SED-plume), который наблюдается в районе местного полудня в направлении к полюсу. Область, с которой начинается шлейф (основание), располагается на средних широтах и при вращении земли остается фиксированной в районе местного полудня [16]. В работе представлены примеры развития структуры SED-plume в российском и европейском регионах, затем прослежено ее проявление в Северной Америке. Над Восточной Сибирью и Европой SED структура наблюдалась около местного полудня и сдвигалась к закату в Америке. В Европе структура SED наблюдалась в течение 15–20 ч в диапазоне 61° – 63° инвариантной широты. Максимальная интенсивность эффекта приходилась на Северную Америку.

Для выявления общих свойств и различий в структурах SED для разных бурь сравним результаты наших наблюдений для бури 7 ноября 2022 г. с магнитными бурями 4 ноября 2021 г. и 17 марта 2013 г. Буря 4 ноября 2021 г. началась в 00 UT, а главная фаза у нее завершилась в 12 UT. Буря 17 марта 2013 г. началась в 06 UT, а главная фаза у нее завершилась в 22 UT. И наконец, геомагнитная буря 7 ноября 2022 г. началась в 11 UT, а главная фаза бури завершилась в 18 UT. По интенсивности буря 7 ноября была самой слабой, а буря в марте 2013 г. самой сильной из рассматриваемых

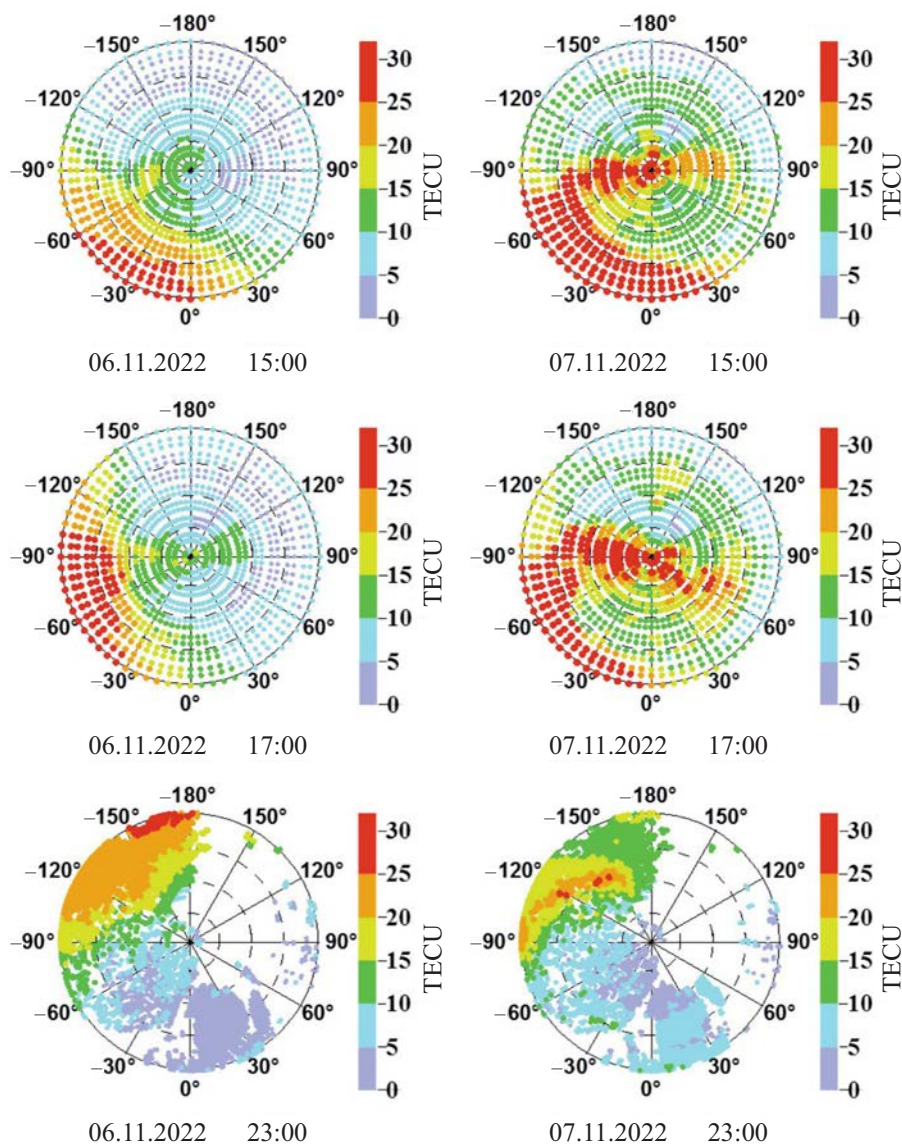


Рис. 4. Полярные карты TEC за 6 и 7 ноября: 15, 17 UT, сформированные по IONEX-данным, 20 UT — по данным базы Мадригал.

бурь. Во время бури 4 ноября 2021 г. мы обнаружили SED-plume в Европе в виде узкого шлейфа, простирающегося в северо-западном направлении до географических широт около 65° с.ш. Шлейф наблюдался вблизи местного полудня в течение 6—8 ч. Основание шлейфа располагалось на широте около 60° с.ш. CGL (corrected geomagnetic latitude). Максимальная величина TEC в шельфе составляла около 22—24 TECU, что в 1.5—2 раза превышало фоновый уровень. Ширина шельфа в основании составляла 5° — 7° . SED-эффект приходился на стадию активной фазы бури, при этом индекс Кр достигал значения около 7—8 [24].

Во время бури 17 марта 2013 г. структура SED-plume наблюдалась в американском секторе в 19—23 UT и приходилась также на максимум

развития геомагнитной бури, когда индекс SYM-H достигал максимальной величины (-130 нТл). Основание шлейфа приходилось на широты около 40° с.ш. Более низкое положение основания можно объяснить конфигурацией магнитного поля в американском секторе. Отметим, что для бури 17 марта 2013 г. структура SED-plume в TEC-измерениях проявлялась весьма слабо [9], в отличие от того, что демонстрируется для рассматриваемой бури (см. рис. 3). Хотя интенсивность бури была сильнее в марте 2013 г.

Для рассматриваемой бури 7 ноября 2022 г., в отличие от бури 4 ноября 2021 г., проявление SED-plume наблюдалось не в европейском, а в американском секторе в интервале 20—23 UT, но аналогично с предыдущим событием — в районе местного

полудня в активную фазу бури (см. рис. 2б). Различие долгот, на которых наблюдалась структура SED-plume, связано с разницей во временном ходе развития геомагнитных бурь. Шлейф повышенной электронной концентрации для бури 7 ноября простирается в северо-западном направлении с широт 50° до 70° с.ш. в американском секторе. Детальная картина проявления SED-plume на карте TEC представлена в нижней части на рис. 3 для 21 UT. Белая область на долготах больше -90° в.д. и широтах ниже 45° с.ш. связана с отсутствием измерений. Здесь можно определенно видеть основание шлейфа — область, которую можно ассоциировать с источником формирования SED-plume [16]. Основание шлейфа расположено в среднеширотной ионосфере на широтах 48° — 50° с.ш.

В большинстве работ структура SED-plume демонстрируется на картах TEC, что не позволяет корректно оценить амплитуду эффекта. Для оценки амплитуды на рис. 3 показан широтный разрез SED-plume. На фоне плавного падения TEC в спокойный день 6 ноября во время бури наблюдается его резкое повышение в виде всплеска (горба). Центр горба располагается на широте 61° с.ш. В максимуме ширина всплеска составляет 2.0° — 2.5° , в основании — около 10° , его амплитуда составила около 32 TECU. На экваториальной стенке горба величина TEC была в 2 раза выше относительно фона.

Полярные карты TEC

В отличие от представленных выше карт пространственно-временного распределения TEC (см. рис. 2), полярные карты позволяют проследить перемещение плазмы через полярную шапку, выделить возникновение и эволюцию SED/TOI во время бури. Полярные карты TEC формировались в географических координатах широта-долгота в широтном диапазоне 50° — 90° с.ш. На рис. 4 для отдельных моментов времени представлены карты для 6—7 ноября 2022 г. Для 15 и 17 UT карты формировались по IONEX-данным, а для 23 UT использовались данные базы “Мадригал”. Данные “Мадригал” наиболее полно представлены для американского сектора. Рисунок демонстрирует пространственно-временную динамику SED/TOI во время бури.

Эффект эволюции SED/TOI-структур был получен для умеренной по интенсивности бури 13 октября 2012 г. Карты TEC формировались с одночасовым интервалом, что дало возможность наблюдать временную динамику структуры SED/TOI и проследить ее распространение со средних широт в высокоширотную область. Структура SED-plume наблюдалась на восстановительной фазе бури 14 октября после 19 UT. Затем структура TOI перемещалась через полярную шапку и проявлялась в ночной ионосфере в 23 UT. При этом превышение TEC по сравнению со спокойным днем составляло ~ 12 TECU [25].

Для рассматриваемой бури 7 ноября 2022 г. мы видели, что TOI-структура проявилась после 15 UT в евроазиатском секторе (см. рис. 3). На рис. 4 для 15 UT явно прослеживается перемещение плазмы через полярную шапку из дневного в ночной сектор на долготах около 90° в.д.. Аномальное повышение электронной концентрации распространилось до широт $\sim 65^\circ$ с.ш. Величина TEC в 2—3 раза превышала уровень спокойного дня 6 ноября. В 17 UT повышение продвинулось в вечерний сектор на долготы $\sim 60^\circ$ в.д. и проявилось на более низких широтах $\sim 60^\circ$ с.ш. При этом интенсивность языка ионизации TOI выросла и расширился его долготный размер в полярной шапке. Величина TEC на широте 60° с.ш. превышала 15 TECU.

После 20 UT на долготах Америки четко сформировалась структура SED-plume в форме узкого шлейфа, вытянутого в северо-западном направлении, как это демонстрируется на рис. 2б. На рис. 4 для 20 UT показано проявление SED-plume на полярной карте, сформированной по данным базы “Мадригал”, которые обеспечивают более высокое разрешение по сравнению с IONEX-картами. К сожалению, данные “Мадригал” имеются не для всех долгот. Здесь ярко проявляется структура SED-plume в виде полосы, простирающейся в солнечном направлении до широт около 70° с.ш. Основание шлейфа приходилось на дневную ионосферу на широты около 50° с.ш. Величина электронной концентрации в центре шлейфа на широте 70° с.ш. составила более 15 TECU, что согласуется с результатами работы [25].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

По данным TEC получена детальная картина пространственно-временного развития ионосферных возмущений во время умеренной по интенсивности бури 7 ноября 2022 г. Показаны особенности развития ионосферной бури в европейском и американском секторах. В обоих долготных секторах на стадии активной фазы бури на обоих секторах в послеполуденные часы наблюдалось положительное возмущение TEC, которое свидетельствует о проявлении эффекта SED (Storm Enhanced Density). В европейском секторе обнаружена высокая электронная концентрация на широтах выше 75° с.ш., которая наблюдалась в евроазиатском секторе в послеполуденное/вечернее время. Структура была ассоциирована с языком ионизации (TOI). На основе полярных карт показано, как плазма перемещалась через полярную шапку с дневной стороны ионосферы в ночную, где величина TEC превышала 15 TECU. Повышение TEC составляло более чем в 2 раза относительно спокойного дня.

На долготах Америки в околополуденное время обнаружена SED-plume-структура в виде узкого по широте шлейфа, простирающегося со средних

широт в северо-западном направлении до широт около 75° с.ш. Превышение ТЕС в данной структуре составляло более чем в 2 раза относительно фона. Для равноценной по интенсивности бури 4 ноября 2021 г. SED-plume-структура наблюдалась в европейском секторе. Мы полагаем, что долготное различие для ноябрьских бурь 2021 и 2022 гг. связано с разницей во временном ходе развития геомагнитных бурь.

Результаты свидетельствуют, что SED/TOI-структуры могут иметь место не только для сильных, но для умеренных геомагнитных возмущений. Причем их проявление может наблюдаться на разных долготах, в зависимости от особенностей развития бурь. Как известно, с этими структурами ассоциируются флуктуации/сцинтилляции навигационных сигналов. Представленные исследования интересны для уточнения механизмов формирования SED/TOI, в задачах прогноза эффектов космической погоды, а также в вопросах обеспечения навигации на высоких широтах. Вопрос долготных особенностей проявления SED-plume требует дальнейших исследований.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Demyanov V., Yasyukevich Ya., Sergeeva M.A., Vesnin A. Space weather impact on GNSS performance. 1st ed. Springer, 2022. P. 380.
2. Afraimovich E.L., Astafieva E.I., Berngardt O.I. et al. // Radiophys. Quant. Electron. 2004. V. 47. No. 7. P. 453.
3. Xiong C., Yin F., Luo X. et al. // J. Space Weather Space Clim. 2019. V. 9. Art. No. A25.
4. Шагимуратов И.И., Филатов М.В., Ефишов И.И. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 3. С. 427; Shagimuratov I.I., Filatov M.V., Efshov I.I. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 3. P. 318.
5. Foster J.C. // J. Geophys. Res. 1993. V. 98. No. A2. P. 1675.
6. Heelis R.A., Sojka J.J., David M., Schunk R.W. // J. Geophys. Res. 2009. V. 114. No. A3. Art. No. A03315.
7. Foster J.C., Rideout W. // Geophys. Res. Lett. 2005. V. 32. No. 12. Art. No. L12S04.
8. Shan L.L., Yao Y.B., Kong J. et al. // Space Weather. 2022. V. 20. No. 4. Art. No. e2021SW002862.
9. Zhai C., Lu G., Yao Y. et al. // J. Geophys. Res. 2020. V. 125. No. 11. Art. No. e2020JA028257.
10. Dang T., Lei J., Wang W. et al. // J. Geophys. Res. 2019. V. 124. No. 12. P. 10619.
11. Hosokawa K., Tsugawa T., Shiokawa K. et al. // J. Geophys. Res. 2010. V. 115. No. A12. Art. No. A12333.
12. Horvath I., Lovell B.C. // J. Geophys. Res. 2015. V. 120. No. 2. P. 1428.
13. David M., Sojka J.J., Schunk R.W., Coster A.J. // Geophys. Res. Lett. 2016. V. 43. No. 6. P. 2422.
14. Zhang Q.-H., Zhang B.-C., Moen J. et al. // Geophys. Res. Lett. 2013. V. 40. No. 12. P. 2918.
15. Yizengaw E., Moldwin M.B., Galvan D.A. // Geophys. Res. Lett. 2006. V. 33. No. 17. Art. No. L17103.
16. Coster A.J., Colerico M.J., Foster J. C. et al. // Geophys. Res. Lett. 2007. V. 34. No. 18. Art. No. L18105.
17. Maruyama T. // Geophys. Res. Lett. 2006. V. 33. No. 20. Art. No. L20111.
18. Zou S., Moldwin M.B., Ridley A.J. et al. // J. Geophys. Res. 2014. V. 119. No. 10. P. 8543.
19. Liu J., Wang W., Burns A. et al. // J. Geophys. Res. 2016. V. 121. No. 8. P. 8121.
20. Klimenko M.V., Zakharenkova I.E., Klimenko V.V. et al. // Space Weather. 2017. V. 17. No. 7. P. 1073.
21. Aa E., Zhang S.-R., Erickson P.J. et al. // Space Weather. 2022. V. 20. No. 4. Art. No. e2022SW003055.
22. Hernández-Pajares M., Juan J., Sanz J. et al. // J. Geodesy. 2009. V. 83. P. 263.
23. Xiong B., Wang Y., Li X. et al. // Astrophys. Space Sci. 2022. V. 367. Art. No. 85.
24. Efshov I.I., Shagimuratov I.I., Klimenko M.V. et al. // Proc. Phys. Auroral Phenomena. 2022. No. 45. P. 32.
25. Liu J., Nakamura T., Liu L. et al. // J. Geophys. Res. 2015. V. 120. No. 8. P. 6860.

Features of development of the magnetic storm on November 7, 2022 according to the total electron content measurements

I. I. Shagimuratov^{1, *}, M. V. Klimenko¹, I. I. Efishov¹, M. V. Filatov², G. A. Yakimova¹

¹*West Department of Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation of the Russian Academy of Sciences, Kaliningrad, 236016 Russia*

²*Polar Geophysical Institute, Apatity, 184209 Russia*

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

Using the global total electron content data, the development of a moderate magnetic storm on November 7, 2022, is presented. The effects of the storm in the American and European sectors are compared. During the storm, manifestations in the ionosphere large-scale structures such as SED (storm enhanced density) and TOI (tongue of ionization) were detected.

Keywords: ionosphere, magnetic storm, TEC, SED, TOI

УДК 524.1

ЧАСТОТНЫЙ И СПЕКТРАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ПУЛЬСИРУЮЩИХ ПОЛЯРНЫХ СИЯНИЙ ПО ДАННЫМ ИЗОБРАЖАЮЩЕГО ФОТОМЕТРА НА ПОЛИГОНЕ “ВЕРХНЕТУЛОМСКИЙ”

© 2024 г. П. А. Климов^{1,*}, А. А. Белов^{1,2}, Б. В. Козелов³, А. С. Мурашов¹, В. Д. Николаева¹, А. В. Ролдугин³, С. А. Шаракин¹, Д. А. Трофимов^{1,2}, А. А. Трусов^{1,2}, К. Д. Щелканов^{1,2}

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования “Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова”, Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скобельцына, Москва, Россия

²Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования “Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова”, Физический факультет, Москва, Россия

³Федеральное государственное бюджетное научное учреждение “Полярный геофизический институт”, Мурманск, Россия

*E-mail: pavel.klimov@gmail.com

Поступила в редакцию 24.08.2023

После доработки 13.11.2023

Принята к публикации 30.11.2023

На базе полигонов Полярного геофизического института на Кольском полуострове создается система изображающих фотометров высокого временного разрешения (Pulsating Aurora Imaging Photometers System, PAIPS) для исследования структуры пульсирующих полярных сияний (ППС) в ближнем ультрафиолетовом диапазоне (300–400 нм). Представлено описание двух случаев измерения ППС системой PAIPS совместно с камерами всего неба. Для первого приведен частотный анализ сигнала и показано, что в течение полутора часов пульсации происходят на квазипостоянной частоте около 1 Гц. Для второго приведены измерения соотношения интенсивности в линиях 337 и 391 нм. Анализ одно-временных наблюдений оптических камер в поле зрения спектрометра показывает, что в пульсациях свечение на фазе “включено” является более “зеленым”, т.е. соответствует менее энергичным выпадающим электронам, при этом стереометрические наблюдения с камерой в обсерватории “Ловозеро” дают максимумы коэффициента корреляции временных рядов камер на высотах 145–150 км и ~92 км.

DOI: 10.31857/S0367676524030051, EDN: QMWKBZ

ВВЕДЕНИЕ

Одним из нерешенных вопросов в физике полярных сияний остаются типология и механизмы происхождения пульсирующих полярных сияний [1], а также роль высокоэнергичной компоненты заряженных частиц в их образовании [2]. Математическое моделирование [3] и измерения радарными некогерентного рассеяния [4] указывают на существенную долю электронов с энергией более 100 кэВ, обеспечивающих дополнительную ионизацию и свечение на высотах 60–80 км, в то время как в основном видимые сияния происходят выше 80 км.

В целях выяснения этих вопросов на Кольском полуострове силами НИИЯФ МГУ и ПГИ создается система изображающих высокочувствительных фотометров (Pulsating Aurora Imaging Photometers System, PAIPS) для измерения в ближнем УФ-диапазоне (300–400 нм) и реконструкции

пространственного распределения свечения с помощью методов триангуляции. Один фотометр установлен на полигоне “Верхнетуломский” (VTL) в сентябре 2021 г., ведет наблюдения в зенит с временным разрешением 41 мс (1 мс с сентября 2022 г.) в непрерывном мониторинговом режиме. Второй фотометр планируется установить осенью 2023 г. на полигоне “Ловозеро” (LOZ) в 150 км от первого. Фотометр в “Ловозеро” будет направлен в сторону горизонта и измерять высотное распределение интенсивности свечения над полигоном “Верхнетуломский” в диапазоне от 30 до 120 км.

Высокая чувствительность и пространственное разрешение обеспечиваются использованием матрицы многоканальных фотоэлектронных умножителей, работающих в режиме счета фотонов, и площадью оптической системы (20 см² для VTL и почти 500 см² для LOZ). Более подробное описание аппаратуры можно найти в работах [5, 6].

В 2023 г. в дополнение к основной изображающей части фотометра был запущен многоканальный спектрометр, выполненный на основе ФЭУ с интерференционными светофильтрами, расположенными на входных окнах ФЭУ. Наибольший интерес представляют измерения линий второй положительной системы азота (N_2 2PG) — 337.1 нм и первой отрицательной системы (N_2^+ 1N) — 391.4 нм. Для первой системы время жизни возбужденного состояния — 50 нс, что обеспечивает эффективную высоту гашения столкновениями с нейтральной составляющей атмосферы только около 30 км. Для второй системы время жизни — 70 нс, эффективная высота гашения — 48 км [7]. Таким образом, соотношение интенсивностей этих линий может служить индикатором высоты свечения (чем больше доля N_2 2PG, тем ниже в атмосфере находится источник свечения), а значит, и энергии электронов, вызывающих данное свечение (более детальное обсуждение см. далее).

ЧАСТОТНЫЙ АНАЛИЗ ПУЛЬСИРУЮЩИХ СИЯНИЙ

Характерная временная структура ППС проявляется в чередовании фаз “включено” (увеличение яркости пульсирующего пятна) и “выключено”.

При этом длительности фаз, как правило, не являются фиксированными. Зачастую на фазе “включено” присутствует внутренняя модуляция на более высокой частоте (3—5 Гц) [8]. Анализ отдельных фрагментов ППС, регистрируемых изображающим фотометром на полигоне “Верхнетуломский”, в целом, подтверждает наличие такой структуры, как и значительного разнообразия пространственно-временных форм ППС [9]. Зачастую временная структура пульсирующих сияний довольно сложна и невозможно выделить какую-то доминирующую и долгоживущую частоту пульсаций, поэтому случаи регистрации длительных квазипериодических колебаний крайне интересны. Для примера рассмотрим измерения 9 марта 2022 г. На рис. 1 показана спектрограмма, полученная за 1.5 ч работы фотометра с временным разрешением 40 мс. Присутствует постоянная модуляция с плавно уменьшающейся со временем частотой, а также кратные частоты, говорящие об ангармоничном характере пульсаций. В начале появления модуляции основная частота составила 1.1 Гц, и за 1.5 ч она уменьшилась до 0.64 Гц. Таким образом, скорость изменения частоты составляет ~ 0.3 Гц/ч.

Одновременно с оптическими наблюдениями на полигоне “Верхнетуломский” проводятся измерения вариации магнитного поля. До появления описываемых оптических пульсаций

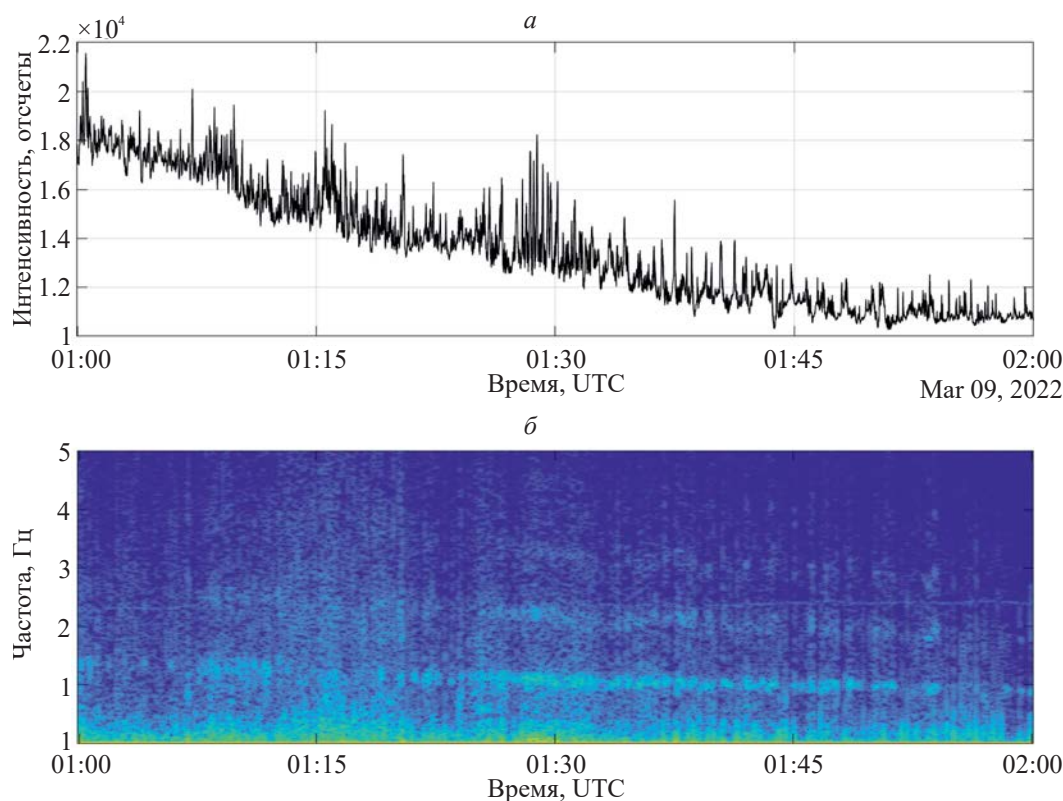


Рис. 1. Интенсивность излучения во время ППС (а), измеренная фотометром изображающим фотометром интегрально по полю зрения в диапазоне длин волн 300—400 нм; спектрограмма суммарного сигнала фотометра (б).

наблюдаются РiС-пульсации, и одновременно с ними колебания убывающего периода.

Аналогичные случаи встречаются и в другие дни измерений, как правило, на заключительной стадии развития ППС. Частоты пульсаций находятся в достаточно широком интервале: от 0.3 Гц до нескольких герц. Геомагнитная обстановка во время этих наблюдений, как правило, спокойная или слабо возмущенная.

СПЕКТРАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ПУЛЬСИРУЮЩИХ СИЯНИЙ

В верхней части атмосферы (более 100 км) соотношение интенсивностей линий 2PG (337.1 нм) и 1NG (391.4 нм) практически не зависит от высоты и составляет порядка 5, согласно расчетам в [10]. Однако эти расчеты были проведены для довольно низких энергий электронов — от 0.1 до 16 кэВ. В недавних исследованиях прохождения МэВ-ных пучков электронов через атмосферу было показано, что соотношение интенсивности излучений $P_{391/337}$ изменяется с высотой и лежит в диапазоне 1.65 (для

высоты около 50 км) до 1.95 (для 100 км) [11]. Таким образом, на основе измерения $P_{391/337}$ можно сделать оценку высоты излучения.

По данным фотометра в VTL в спокойное время, при измерении фонового излучения чистого ночного неба это отношение колеблется в районе единицы и изменяется в большую сторону, как и его флуктуации, во время полярных сияний. Например, на верхней панели рис. 2а приведены результаты измерений спектрометра за небольшой интервал времени при наблюдении ППС. Черной линией на графике показана зависимость $P_{391/337}$ от времени, а синей — измерения в канале 391 нм. Видно в целом синхронное поведение обеих кривых, но при этом соотношение $P_{391/337}$ существенно изменяется, причем так, что при большей интенсивности соотношение $P_{391/337}$ увеличивается. Приведенное на рисунке отношение учитывает спектральные особенности пропускания всех оптических элементов детектора, а также квантовой эффективности ФЭУ. Однако отношение $P_{391/337}$ не согласуется ни с расчетами [9], ни с результатами моделирования прохождения МэВ-ных пучков в работе [10].

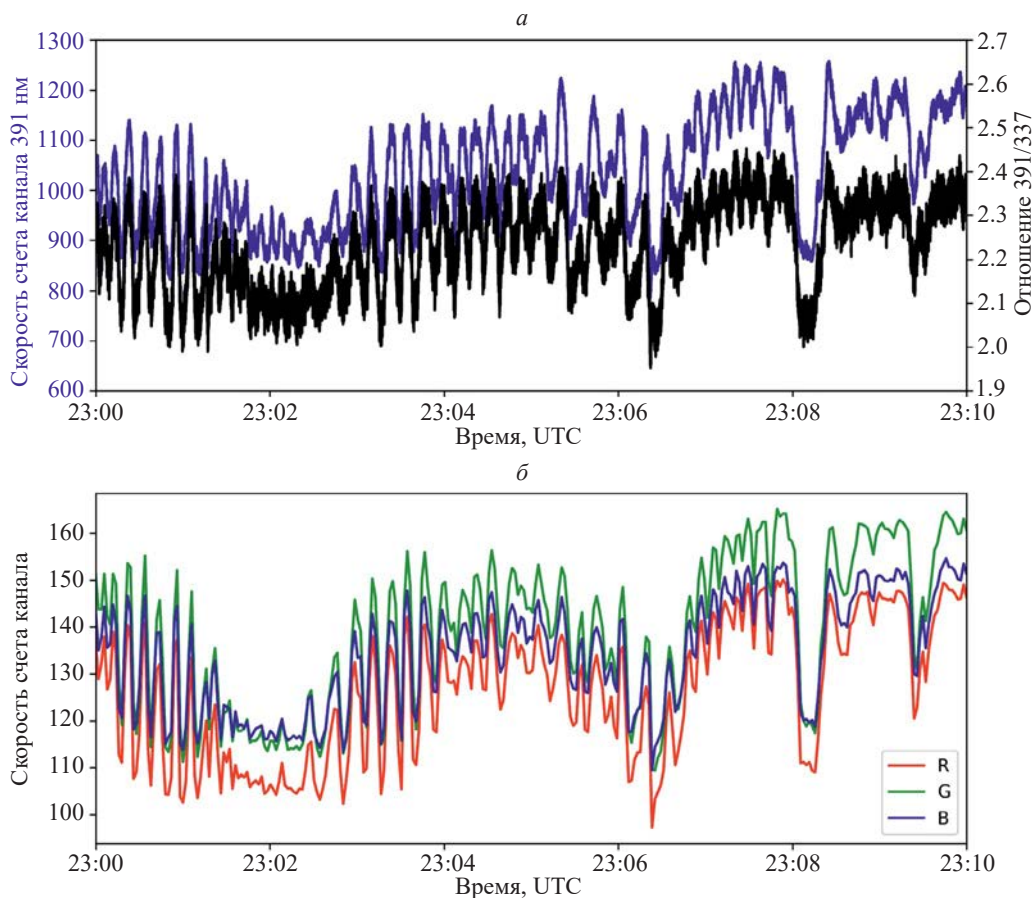


Рис. 2. Наблюдения для случая 17 марта 2023 г. на Верхнетуломском полигоне: данные спектрометра — зависимость отношения $P_{391/337}$ (левая вертикальная ось) и темпа счета фотометра (правая ось) от времени (а); данные цветной камеры всего неба — интенсивности по каналам цветности (б).

С февраля 2023 г. на Верхнетуломском полигоне проводятся наблюдения новой камерой всего неба в RGB-цветах. Камера собрана на основе астрокамеры ZWO ASI533MC Pro с сенсором Sony IMX533. В марте 2023 г. она работала в режиме 270×270 пикселей (1 кадр в 2 с). Поле зрения спектрометра было выделено на кадрах этой камеры, также были рассчитаны огибающие в RGB-цветах для того же интервала времени: 23:00–23:10 UT, приведенные на нижней панели рис. 2. Видно хорошее соответствие временному ходу в измерениях спектрометра.

Отношения R/G и B/G в зависимости от интенсивности зеленого канала приведены на рис. 3. Видно, что отношение R/G в рассмотренных пульсациях остается постоянным, в то же время при росте интенсивности в зеленом канале отношение B/G уменьшается максимум на 10%. Можно ожидать, что рост интенсивности в зеленом канале во время пульсаций, при постоянном отношении интенсивностей в зеленом и красном каналах, вызывается потоком менее энергичных электронов, возбуждающих в основном линии атомарного кислорода на высотах более 120 км и не дающих заметного вклада в возбуждение линий азота в синей части спектра, происходящее в основном на меньших высотах [10].

Высоту излучения можно оценить из стереометрических измерений с использованием

данных второй камеры в обсерватории “Ловозеро”. Узкоугольная камера в обсерватории “Ловозеро” основана на астрокамере ZWO ASI294MC Pro с сенсором Sony IMX294. На камеру дополнительно установлен фильтр, обрезаящий полосу 400–700 нм. Был проведен расчет положения поля зрения спектрометра на кадрах узкоугольной камеры в обсерватории “Ловозеро” в зависимости от высоты, на которой может располагаться свечение, с учетом ракурсных искажений и искажений объективов. Затем, интегрируя кадры узкоугольной камеры по полю для данной высоты, получаем огибающие для высот проекций от 80 до 200 км (от 80 до 100 км с шагом 2 км, от 100 до 200 км с шагом 5 км) для трех каналов цветности. Вычисления коэффициента корреляции Пирсона с вариациями на камере на полигоне “Верхнетуломский” дают зависимости, приведенные на рис. 4. Из рисунка видно, что максимум корреляции (~ 0.87) достигается на высотах 145–150 км, также присутствует локальный максимум (~ 0.5) на 92 км. Эти высоты соответствуют энергиям высыпавшихся электронов ~ 1.2 – 1.3 кэВ и ~ 40 кэВ соответственно [10].

Стоит иметь в виду, что чувствительность авроральных камер только в видимом световом диапазоне не позволяет регистрировать линии 391 и 337 нм. Поэтому однозначный ответ о минимальной высоте излучения и ее соответствия

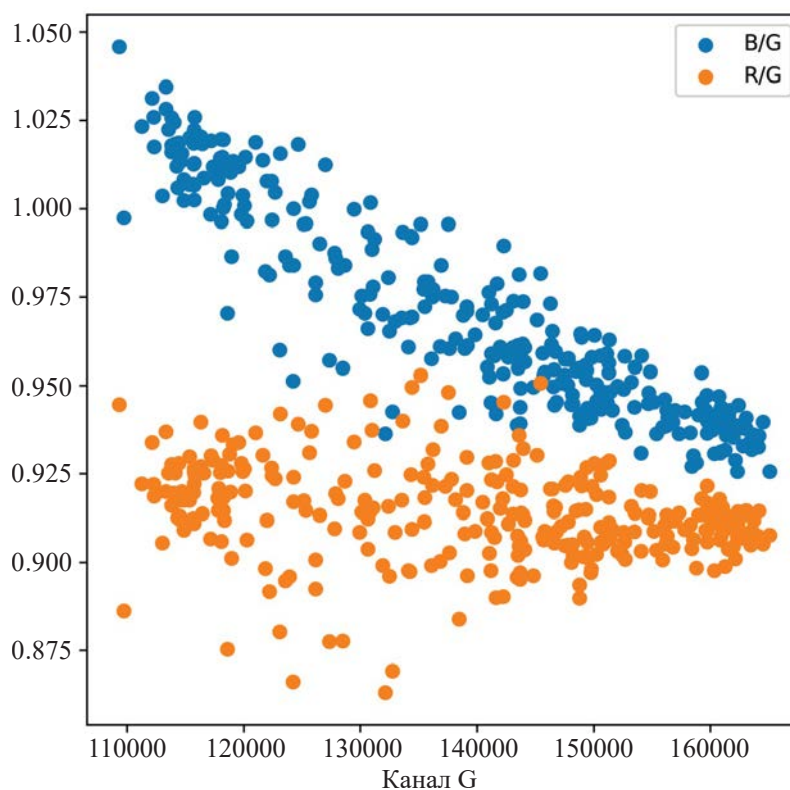


Рис. 3. Зависимости отношения R/G и B/G от интенсивности зеленого (G) канала.

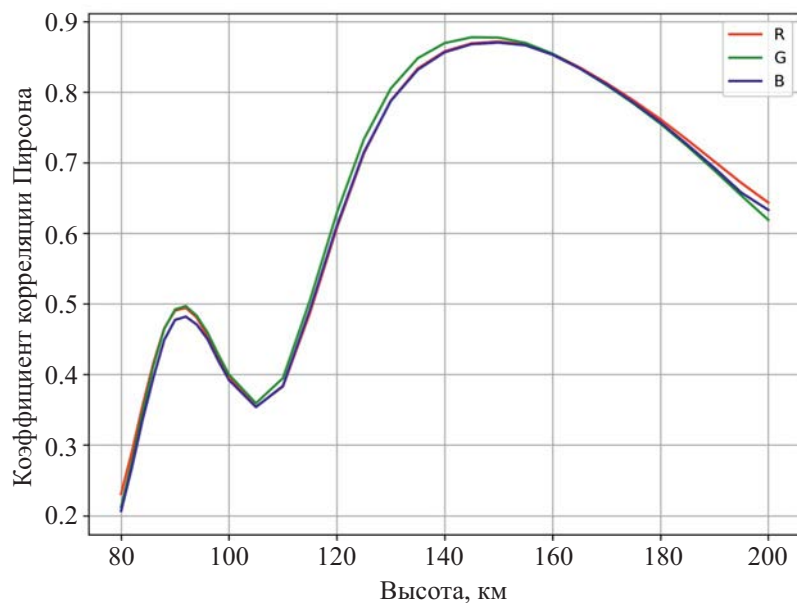


Рис. 4. Зависимость коэффициента корреляции огибающих на камерах от высоты проекции поля зрения спектрометра.

измеряемым спектрам удастся получить после ввода в эксплуатацию второго изображающего фотометра в “Ловозеро” с теми же спектральными характеристиками и высокой чувствительностью в ближнем УФ.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Фотометры системы RAIPS позволяют измерять тонкую пространственно-временную структуру аврорального свечения, а также некоторые его спектральные особенности. В частности, обнаружены длительные (более часа) интервалы, в течение которых наблюдаются пульсации на квазипостоянной частоте, медленно изменяющейся с течением времени. Например, 9 марта 2021 г. такой интервал длился более 1.5 ч, а основная частота колебаний за это время изменилась от 1.1 до 0.64 Гц.

С другой стороны, на основе данных высокочувствительного спектрометра показано, что соотношение $P_{391/337}$ в отсутствие полярных сияний и облачности практически равно единице, в разы возрастает во время сияний и коррелирует с их яркостью. Во время пульсаций это отношение больше для фазы “включено”, чем для фазы “выключено” ППС и меняется в районе значений 2—2.3. Анализ изображений оптических камер в поле зрения спектрометра показывает, что свечение на фазе “включено” является более “зеленым”, т.е. соответствует менее энергичным высыпавшимся электронам, при этом максимумы коэффициента корреляции временных рядов камер соответствуют высотам 145—150 км и ~92 км. Однако при дальнейшем анализе важно учесть, что

спектральные чувствительности камер и фотометра существенно отличаются. В настоящее время продолжаются набор статистики измерения и поиск теоретического объяснения такому поведению спектра излучения.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 22-62-00010). Авторы благодарят коллаборацию JEM-EUSO за возможность использования технологий коллаборации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Nishimura Y., Lessard M.R., Katoh Y. et al. // Space Sci. Rev. 2020. V. 216. P. 4.
2. Shumko M., Gallardo-Lacourt B., Halford A.J. et al. // Geophys. Res. Lett. 2021. V. 48. No. 18. Art. No. e2021GL094696.
3. Miyoshi Y., Saito S., Kurita S. et al. // Geophys. Res. Lett. 2020. V. 47. Art. No. e90360.
4. Tesema F., Partamies N., Nesse Tyssoy H., McKay D. // Ann. Geophys. 2020. V. 38. P. 1191.
5. Belov A.A., Klimov P.A., Kozelov B.V. et al. // J. Atm. Solar — Terr. Phys. 2022. Art. No. 105905.
6. Klimov P., Sharakin S., Belov A. et al. // Atmosphere. 2022. V. 13. No. 10. P. 1572.
7. Vallance Jones A. // In: Aurora. Part of the GAAM. 1974. V. 9. P. 80.
8. Hosokawa K., Miyoshi Y., Ozaki M. et al. // Sci. Reports. 2020. V. 10. No. 1. P. 1.
9. Белов А.А., Климов П.А., Козелов Б.В. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2023. Т. 87. № 2. С. 241; Belov A.A.,

- Klimov P.A., Kozelov B.V. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2023. V. 87. No. 2. P. 207.*
10. *Иванов В.Е., Козелов Б.В. Прохождение электронных и протонно-водородных пучков в атмосфере Земли. Апатиты: Изд. Кольского научн. центра, 2001. 260 с.*
11. *Marshall R.A., Xu W., Kero A. et al. // Front. Astron. Space Sci. 2019. V. 6. Art. No. 6.*

Frequency and spectral analysis of pulsing aurora according to the data of the imaging photometer at the Verkhnetulomsky observatory

P. A. Klimov^{1, *}, A. A. Belov^{1, 2}, B. V. Kozelov³, A. S. Murashov¹, V. D. Nikolaeva¹, A. V. Roldugin³, S. A. Sharakin¹, D. A. Trofimov^{1, 2}, A. A. Trusov^{1, 2}, K. D. Shchelkanov^{1, 2}

¹*Lomonosov Moscow State University, Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Moscow, 119991 Russia*

²*Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics, Moscow, 119991 Russia*

³*Polar Geophysical Institute, Murmansk 183010 Russia*

**e-mail: pavel.klimov@gmail.com*

A Pulsating Aurora Imaging Photometers System (PAIPS) is being created using observatories of the Polar Geophysical Institute on the Kola Peninsula to study the structure of pulsating auroras (PsA) in the near ultraviolet range (300—400 nm). We presented a description of two PsA cases measured by the PAIPS system together with all-sky cameras. For the first one, a frequency analysis of the signal is given and it is shown that for an hour and a half, pulsations occur at a quasi-constant frequency of about 1 Hz. For the second one, measurements of the intensity ratio in the 337 and 391 nm wavelengths are presented. An analysis of simultaneous observations of optical cameras in the field of view of the spectrometer shows that the emission in the “on” phase is “greener”, i.e., corresponds to less energetic precipitating electrons. Stereometric observations with a camera in observatory Lovozero gives the maximum correlation coefficient for the time series of cameras at altitudes of 145—150 km and ~92 km.

УДК 551.521.64

К ВОПРОСУ О ПРИРОДЕ НАБЛЮДАЕМОГО ВОЗРАСТАНИЯ ПОТОКА ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ОСАДКАХ: ГИПОТЕЗА О РАДИОНУКЛИДАХ НЕ ПОДТВЕРЖДАЕТСЯ

© 2024 г. Ю. В. Балабин¹*, А. В. Германенко¹, Б. Б. Гвоздевский¹

¹Федеральное государственное бюджетное научное учреждение “Полярный геофизический институт”, Апатиты, Россия

*E-mail: balabin@pgia.ru

Поступила в редакцию 24.08.2023

После доработки 13.11.2023

Принята к публикации 30.11.2023

Выполнены оригинальные эксперименты с использованием спектрометра гамма-излучения, установленного на станции космических лучей в Апатитах. Спектрометр проводит мониторинг дифференциального спектра гамма-излучения, приходящего из атмосферы, в диапазоне энергий 0.1–4 МэВ. Анализ спектров гамма-излучения в десятках событий возрастания показал, что эффект возрастания гамма-излучения во время осадков не связан с наличием радионуклидов в осадках или дополнительным выделением радионуклидов из почвы. Характеристики спектров гамма-излучения указывают на метеорологические процессы в атмосфере как на основную причину, вызывающую эффект возрастания.

DOI: 10.31857/S0367676524030063, EDN: QMTUQN

ВВЕДЕНИЕ

Электромагнитной компоненте вторичных космических лучей (ВКЛ) на уровне земли уделяется гораздо меньше внимания, чем другим компонентам ВКЛ (нейтронная, электронно-мюонная), для которых созданы наземные сети детекторов. Причина состоит в том, что электромагнитная компонента (ЭМК) сильно поглощается и рассеивается плотной атмосферой Земли. Так, пробег в атмосфере на уровне моря квантов ЭМК с энергиями в сотни килоэлектронвольт составляет 100–150 м [1], а при энергиях более 1022 кэВ начинает проявляться эффект рождения пар. При этом длина пробега кванта в процессе рождения пар составляет около 350 м и не зависит от энергии кванта [2, 3] в широком диапазоне энергий. Для квантов с энергией много больше порога рождения пар 1022 кэВ основной механизм взаимодействия с атмосферой — именно рождение пар. Сильная подверженность потока ЭМК влиянию локальных условий и метеорологических процессов является существенной помехой для мониторинга этой компоненты.

Генерация ЭМК производится другими компонентами ВКЛ в результате взаимодействия с атмосферой или в процессе распада короткоживущих частиц [2]. Каскадная теория ливней, например, рассмотрена в [4]. Но исследуемый нами диапазон энергий ЭМК намного ниже порога генерации

каскадов, эту часть ЭМК можно назвать мягкой ЭМК, она только рассеивается и поглощается атмосферой. В силу этого потоки ЭМК существенно подвержены воздействию метеорологических процессов, а вариации потока связаны с различными процессами глубоко внутри атмосферы, в том числе внутри дождевых облаков и в приземном слое воздуха. Целью проводимых наблюдений и экспериментов является изучение и понимание механизмов воздействия метеорологических процессов на мягкую часть ЭМК.

НАБЛЮДЕНИЯ И ПРИБОРЫ

Проводимый в ПГИ мониторинг ЭМК показал, что наблюдаются возрастания потока ЭМК во время осадков. К настоящему времени создана сеть станций, где выполняется мониторинг ЭМК помимо Апатитов. Имеется станция на арктическом морском побережье (Баренцбург, архипелаг Шпицберген), есть станции высокогорные (Нейтрино, Северный Кавказ, 1700 м; г. Хулугай, Восточные Саяны, 3000 м), равнинные среднеширотные (Москва, Ростов-на-Дону). На станциях в течение всего года отмечаются возрастания потока ЭМК при осадках. Пример таких возрастаний показан на рис. 1 и рис. 2а. Описание применяемых детекторов и условия наблюдений приведены в [5, 6]. Здесь отметим только, что используются однотипные детекторы на основе сцинтилляционных кристаллов

NaI(Tl) 62×20 мм, энергетический диапазон — 20–400 кэВ. Фиксируются интегральные потоки более 100, 200 кэВ. Амплитуда возрастаний достигает до 100% уровня хорошей погоды перед осадками. Наиболее длинный ряд данных имеется для Апатитов (наблюдения ведутся с 2009 г.) и Баренцбурга (наблюдения с 2011 г.). В Апатитах зафиксировано более 1000 событий возрастания амплитудой более 5%. В [7] был проведен статистический анализ характеристик возрастаний для Апатитов и Баренцбурга, показавший их зависимость от геофизических и метеорологических условий.

Поскольку эти используемые детекторы имеют только интегральные выходные каналы, информация о спектральном составе излучения отсутствует, что не позволяет однозначно сделать вывод о природе вариации: обусловлена она наличием радионуклидов в осадках или нет. Хотя косвенные признаки, что эффект не обусловлен наличием радионуклидов в осадках, обсуждались уже в [5]. Во время морской экспедиции в Гренландском море на корабле был установлен детектор гамма-излучения, который зарегистрировал ряд возрастаний в открытом море [8]. Этот факт означает, что эффект не обусловлен загрязнением осадков короткоживущими радионуклидами антропогенного происхождения, поскольку перенос воздушными массами за 1000 км от источника на материке потребует длительного времени, за которое короткоживущие радионуклиды распадутся. Кроме того, на основе накопленных в Апатитах данных о потоках гамма-излучения на протяжении полного цикла солнечной активности (2010–2020 гг.) проведен анализ. Сделан вывод, что число событий и поток

дополнительного излучения, возникающего при осадках, зависят от солнечной активности в той же форме, как и общий поток космических лучей, регистрируемый нейтронными мониторами [9]. Рост солнечной активности приводит к уменьшению числа событий возрастаний и их амплитуды. Этот результат может быть дополнительным указанием на то, что возрастания гамма-излучения при осадках не связаны с радионуклидами.

СПЕКТРАЛЬНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ ЭМК В ПРИЗЕМНОМ СЛОЕ АТМОСФЕРЫ

Из сказанного следует, что для дальнейшего выяснения природы наблюдаемого возрастания требуются спектральные измерения. Интегральные каналы не могут обеспечить нужную информацию о наблюдаемых событиях. В Апатитах на станции космических лучей в 2022 г. был установлен и запущен в режиме непрерывного мониторинга спектрометр электромагнитного излучения на диапазон 0.1–4 МэВ. Используется спектрометрический кристалл NaI(Tl) размером $\varnothing 65 \times 65$ мм, тип получаемого спектра — дифференциальный, время сбора одного спектра составляет 30 мин. Спектрометр размещен в термобоксе рядом с другими детекторами ЭМК на чердаке здания; он находится в стакане, сложенном из свинцовых кирпичей толщиной 50 мм. Поле зрения спектрометра ограничено стенками стакана и соответствует конусу с углом около 90° , обращенным в зенит. Крыша здания представляет собой редкую деревянную обрешетку и железные листы толщиной 1 мм. Спектрометр был калиброван по линиям америция-241, цезия-137,

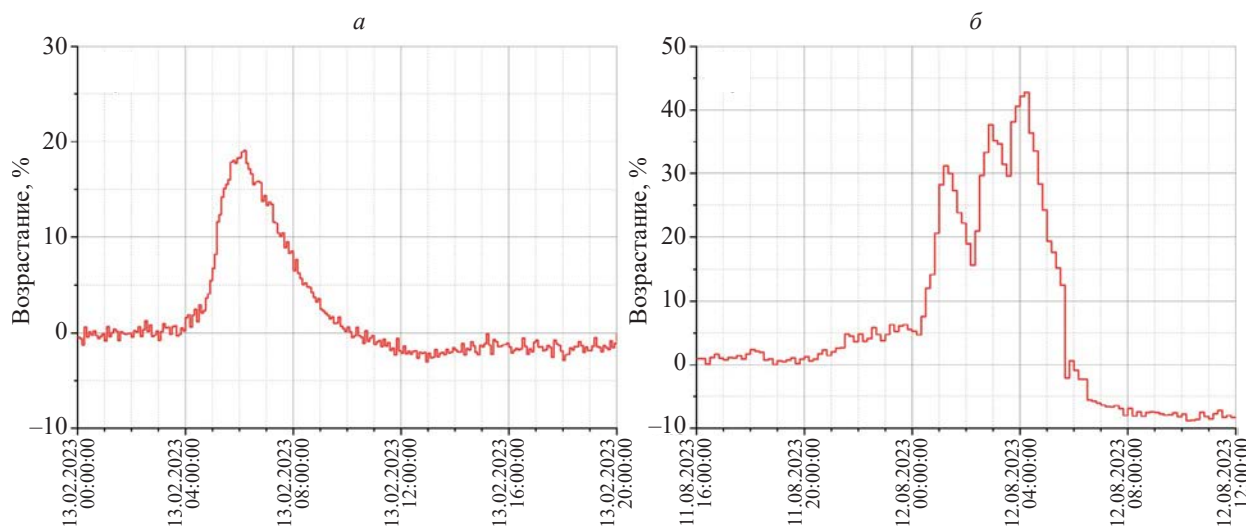


Рис. 1. Профили событий возрастания потока ЭМК во время осадков на станциях: Нейтрино, 13.02.2023 (а); Тацинская, 12.08.2023 (б). Стоит обратить внимание на даты по оси ОХ. Для Нейтрино возрастание произошло в холодный сезон, когда осадки выпадают в виде снега и наличествует глубокий снежный покров. Несколько локальных максимумов на профиле в Тацинской соответствуют усилениям интенсивности дождя. Использованы пятиминутные данные каналов >100 кэВ.

калия-40, натрия-22, кобальта-60. Разрешение по линии 660 кэВ (цезий-137) составило около 5%. Также источником цезия-137 кристалл спектрометра облучался при разных положениях источника, когда часть излучения падает на боковую сторону кристалла. Доля неполного поглощения при разных положениях источника не превысила 0.15 от основной линии цезия. На основе данных [1] были определены коэффициенты поглощения $\mu(E)$ излучения в материале крыши в рабочем диапазоне энергий. На основе разработанного в лаборатории программного пакета RUSCOSMICS [10] для данного кристалла была определена эффективность $Q(E)$ регистрации фотонов в зависимости от их энергии в указанном рабочем диапазоне энергий. Далее зависимости $Q(E)$ и $\mu(E)$ используются для внесения поправок в спектральные измерения, чтобы соответствовать спектру первичного излучения, присутствующему в атмосфере. Этот исправленный спектр используется далее во всех анализах и вычислениях.

С середины 2022 г. зафиксировано более сотни событий возрастания гамма-излучения при осадках, для которых получены дифференциальные энергетические спектры. Спектральные измерения показали, что изменения спектра при возрастании носят континуальный характер (возрастает поток пропорционально на всех энергиях в широком диапазоне), а сами возрастания не обусловлены вкладом линий радионуклидов, имеющих в осадках. Хотя слабые линии некоторых радионуклидов семейства урана в осадках присутствуют, они не могут обеспечить эффект возрастания во всем диапазоне измерений. Подсчет квантов в линиях радионуклидов показывает, что их число

на порядок меньше, чем общее количество квантов в измеряемом диапазоне, следовательно, радионуклиды, присутствующие в осадках, не могут обеспечить наблюдаемую амплитуду возрастания. Более подробно о спектрах и проведенном анализе приведено в нашей работе [11].

На рис. 2 представлены спектры для события возрастания в Апатитах 01.08.2023. В процессе создания методики обработки спектров использовано следующее положение. Возрастание представляется как добавление к потоку ЭМК, существовавшему до возрастания, т.е. как дополнительный поток. В общем случае — со своим спектром, в котором могут присутствовать и линии радионуклидов. Поскольку спектры дифференциальные, то для получения спектра только дополнительного потока (СДП) необходимо из спектра, измеренного при возрастании, вычесть спектр, полученный перед возрастанием. Одиночный спектр имеет существенные флуктуации, поэтому, по возможности, берется интервал в несколько часов и вычисляется средний спектр. Например (см. рис. 2а), перед возрастанием поток был стабильным с 19 UT до полуночи 31.07.2023, спектры за этот интервал использованы для получения среднего базового спектра, названного базовым: это спектр ЭМК перед возрастанием. Возрастание держалось на максимуме с примерно постоянным потоком с 01:30 до 03:00 UT 01.08.2023. За этот промежуток имеются три получасовых спектра, они использованы для вычисления среднего спектра возрастания. Разность спектров возрастания и базового дает СДП, т.е. излучение, которое добавилось к основному потоку ЭМК.

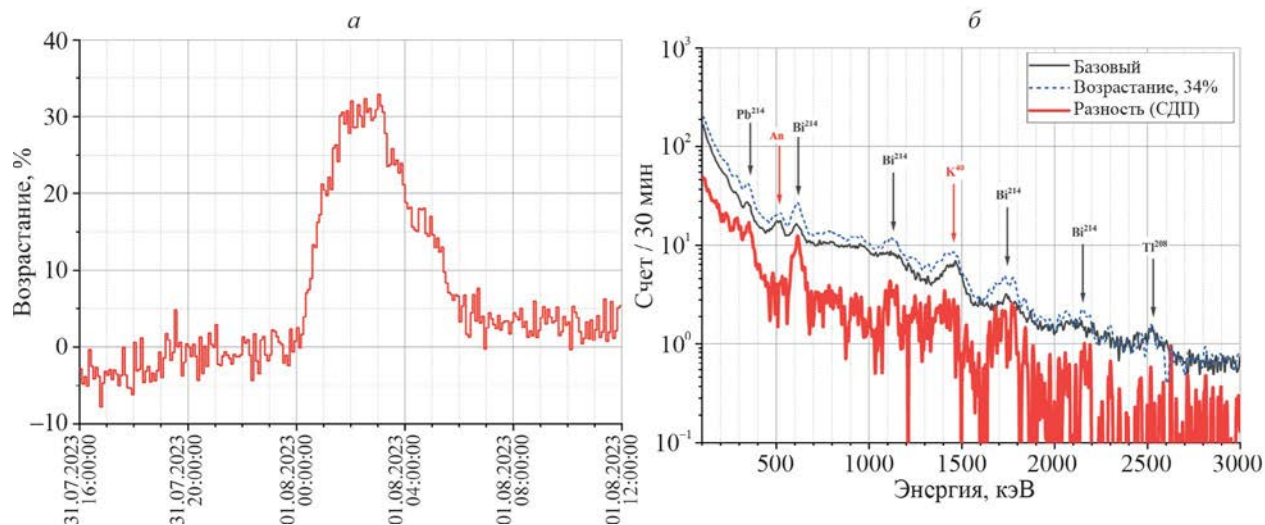


Рис. 2. Пример спектров в одном из событий в Апатитах. Представлено событие возрастания 01.08.2023. Для вычисления базового спектра использованы 10 получасовых спектров с 19 до 24 UT 31.07.2023. Спектр возрастания получен как среднее из трех спектров с 01:30 до 03:00 UT 01.08.2023. Помечены стрелками наиболее явные линии радионуклидов. Для идентификации линий радионуклидов использованы [1, 20].

Опишем спектры более детально. Все приведенные спектры имеют континуальный характер с несколькими линиями радионуклидов семейства урана. Также присутствует аннигиляционная линия 511 кэВ и линия калия-40 1460 кэВ. Первая создается аннигиляцией позитронов, возникающих в атмосфере и окружающих предметах от космических лучей. Природный радионуклид калий-40 присутствует в окружающих телах: древесине, силикатах, стекле колбы ФЭУ и пр. Эти две линии служат маркерами и позволяют контролировать работу спектрометра и его энергетическую шкалу. В спектре, измеренном при возрастании, усиливаются уже имеющиеся в базовом спектре линии радионуклидов (353, 609, 1750 кэВ) и появляются новые (1120 кэВ висмута-214). Стоит обратить внимание, что на разностном спектре полностью отсутствует аннигиляционная линия. Отсутствие аннигиляционной линии на разности означает, что поток этих квантов при возрастании не изменился. Следовательно, плотность позитронов, которые образуются при распаде положительных мюонов, тоже не изменилась. В то же время линия калия-40 на СДП присутствует. Это можно объяснить тем, что осадки содержат пыль: твердые частицы различных минералов и почвы, в составе которых присутствует калий. Самая заметная линия на СДП — линия 609 кэВ, но ее явно недостаточно, чтобы образовать весь спектр от 100 до 2500 кэВ.

На основе спектральных измерений можно заключить, что поток электромагнитного излучения, приходящий на спектрометр, состоит из двух компонент: собственно ЭМК ВКЛ и небольшого числа линий естественных радионуклидов. Первая имеет непрерывный убывающий спектр, вторая, как следует из ее определения, состоит из набора линий. Каждая из этих компонент легко выделяется на спектре, ее вклад легко вычислить. Этот вывод верен для всех трех спектров: базового, возрастания и СДП. В [11] представлен детальный анализ спектров, проведено сравнение различных параметров спектров в десятках возрастаний, сделан вывод: во всех событиях все три спектра (базовый, возрастания и СДП) имеют одинаковую среднюю по спектру энергию, не зависящую от амплитуды возрастания, имеют одинаковую долю вклада линий радионуклидов в полный поток СДП (доля составляет 10—12%), также не зависящую от амплитуды возрастания, и пр. Вывод: радионуклиды, присутствующие в осадках, не являются определяющим фактором для возрастания, а лишь сопутствующим.

Отчетливо видно, что при возрастании происходит сдвиг спектра вверх: потоки возросли на всех энергиях до 2500 кэВ. Такой непрерывный убывающий спектр типичен для тормозного излучения [2]. Процесс генерации ЭМК в атмосфере в целом описан в [12], а развитие электромагнитных каскадов в веществе рассмотрено в [4]. Тормозное излучение возникает в процессе распространения потока

легких заряженных частиц в среде, в нашем случае — в атмосфере. Увеличение потока тормозного излучения наиболее естественно связать с увеличением потока заряженных частиц. Или с изменением плотности среды. Однако отмечена нулевая корреляция возрастаний с вариациями атмосферного давления, а мониторинг потока заряженных частиц (электронов, позитронов и мюонов), выполняемый вместе с мониторингом ЭМК, не показал никакого значимого увеличения потока заряженных частиц. Подробнее об этом есть в [5]. Использовался детектор на основе счетчиков Гейгера. При возрастании ЭМК в 50% возрастание потока заряженных частиц не превышало уровень флуктуация ~3—4%. Несмотря на многочисленные факты, подтверждающие тормозную природу СДП [5], обнаружить значимое возрастание потока заряженных частиц в атмосфере не удавалось. Это основной вопрос: СДП имеет все признаки тормозного излучения, а сопутствующего увеличения потока легких заряженных частиц в данном явлении не отмечается.

Был проведен оригинальный и наглядный эксперимент, который показал, что эффект возрастания потока электромагнитного излучения при осадках ни с какими вообще радионуклидами не связан, будь то радионуклиды, выделяющиеся при жидких осадках из почвы (например, радон), или антропогенные и космогенные радионуклиды, вымываемые осадками из атмосферы (например, бериллий-7 или углерод-14) [13]. Суть эксперимента состоит в том, чтобы разместить над спектрометром поглотитель, который бы в умеренной степени поглощал проходящее через него излучение во всем рабочем диапазоне, и определить по изменению интенсивности линий их происхождение. При этом следует использовать материалы из легких элементов, в которых образование вторичных каскадов от высокоэнергичных частиц минимально [12]. Выбрана была вода. Она удобна тем, что легко регулировать слой воды над спектрометром.

Спектрометр, размещенный в свинцовом стакане и работающий в непрерывном режиме измерения спектра электромагнитного излучения, был накрыт пластиковой емкостью с чистой водопроводной водой, до этого отстаивавшейся в плотно закрытой таре около месяца. Отстой воды проводился для того, чтобы короткоживущие радионуклиды (к примеру, радон) полностью распались, если они присутствуют в воде. Хотя наличие каких-либо радионуклидов в воде выявил бы сам спектрометр, показав соответствующие линии, отсутствие новых линий на спектре предпочтительнее. Толщина слоя воды составляла 15 см. Такой слой воды, согласно [14], ослабляет поток квантов примерно в 2—2.5 раза в нашем рабочем диапазоне энергий — до 3000 кэВ. На рис. 3 приведены спектры. Рис. 3а показывает базовые спектры, полученные с открытым спектрометром 05.12.2022, и 06.12.2022 уже с накрытым слоем воды. При этом

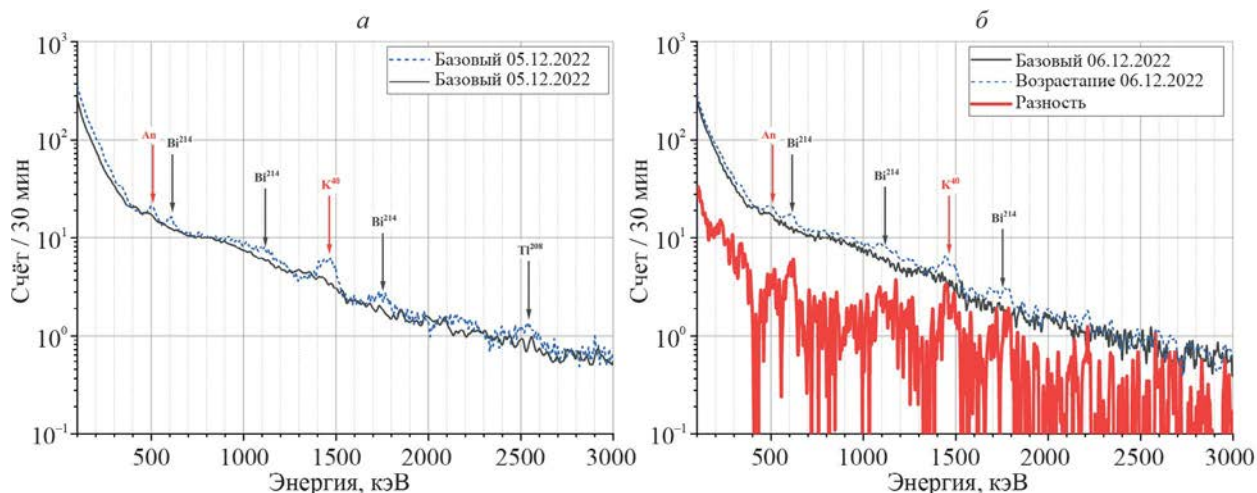


Рис. 3. Спектры, полученные с открытым и накрытым слоем воды спектрометром: сравнение базовых (спектры при ясной погоде) с открытым (05.12.2022) и накрытым слоем воды (06.12.2022) спектрометром (а); спектры базовый, возрастания и СДП во время события возрастания 06.12.2022 с накрытым слоем воды спектрометром (б).

поток ЭМК контролировался также сцинтилляционным детектором с интегральными выходными каналами. По данным интегрального детектора (описание установки мониторинга ЭМК дано в [5]), в канале >100 кэВ в течение 5 и 6 декабря держался постоянный уровень, пока в середине дня 6 декабря не началось возрастание, вызванное интенсивным снегопадом. Можно видеть, что линии висмута-214 и калия-40, а также аннигиляционная линия 511 кэВ на втором спектре подавлены: слой воды существенно поглотил излучение. Однако сам спектр от 500 до 3000 кэВ такому ослаблению не подвергся, спектры в этом диапазоне энергий практически совпадают. При энергиях <500 кэВ наблюдается ослабление примерно в 2 раза. Из этого следует, что излучение <500 кэВ, а также излучение от радионуклидов действительно проходят через слой воды перед попаданием в кристалл детектора, следовательно, их источники находятся вдали от спектрометра. Поток же ЭМК с непрерывным спектром с энергиями >500 кэВ не изменился! Это означает, что либо эта часть ЭМК производится в непосредственном окружении детектора под слоем воды, либо в слое воды происходит дополнительная генерация излучения, компенсирующая поглощение. Такой механизм известен: образование каскадов высокоэнергичными мюонами [12, 15] в веществе.

Еще важнее измерение спектров во время возрастания. Спектрометром, накрытым слоем воды, были зарегистрированы несколько возрастных. Поток ЭМК параллельно контролировался интегральным детектором, использовался канал >100 кэВ. Спектры одного из событий показаны на рис. 3б. Событие произошло 06.12.2022 и связано с сильным снегопадом, имело амплитуду $\sim 27\%$. Оно подобно летнему событию, приведенному на

рис. 2, с которым будем производить сравнение. Оба события являются типичными событиями средней амплитуды; отдельные возрастания достигали 80—100%, но они редки, одно событие в год, что не подходит для анализа.

Сравнивая СДП (красные линии на графиках) на рис. 2б и рис. 3б, можно увидеть, что линии радионуклидов, прежде всего достаточно интенсивная линия 609 кэВ, как и ожидалось, примерно в 2 раза менее интенсивна для случая накрытого водой спектрометра: происходит поглощение водой проходящего через нее излучения. То же самое можно сказать и о линии 1120 кэВ, но она изначально более слабая, эффект смазан шумами. Участки спектра вне линий при энергиях более 500 кэВ такого же двукратного ослабления не показывают, как это было и при сравнении базовых спектров. Для значений энергии менее 500 кэВ в спектрах наблюдается примерно двукратное ослабление.

Следовательно, регистрируемые сцинтилляционными детекторами кванты электромагнитного излучения в основном создаются в результате каскадных процессов, производимых ВКЛ в окружающих объектах, в основном мюонами высоких энергий [3, 12], которые имеют высокую проникающую способность. Это верно как для ЭМК, регистрируемой в ясную погоду, так и для излучения дополнительного потока, спектр которого получается как разность двух спектров.

Предположение о том, что возрастание ЭМК при осадках связано с взаимодействием заряженных частиц ВКЛ с электрическими полями в облаках, нами выдвигалось в предыдущих работах [5, 11]. В северных широтах грозная активность весьма мала, но возрастания наблюдаются круглый

год, поэтому речь не идет об эффекте “убегающих электронов” [16, 17]. Электрические поля меньшей напряженности не способны ускорять заряженные частицы в столь плотной среде, как нижняя атмосфера [2]. Наша гипотеза рассматривала дополнительный набор энергии частицей, имеющей при рождении достаточно энергии, чтобы достичь уровня земли. Легкие заряженные частицы на эту роль не подходят, поскольку высокоэнергичные лептоны эффективно теряют энергию на тормозное излучение, пробег таких лептонов не зависит от энергии и составляет сотни метров [2]. Мюоны эффекту тормозного излучения не подвержены, в атмосфере они теряют энергию только на ионизацию [3] и при достаточном запасе энергии способны достичь поверхности земли, испытать распад, передав электрону (позитрону) около $1/3$ своей полной энергии [12]. Затем уже легкая энергичная частица в глубине атмосферы производит тормозное электромагнитное излучения. Если такой мюон попадет в электрическое поле, имеющееся между облаками, то он приобретет дополнительную энергию, равную пройденной разности потенциалов. Ионизационные потери мюона не зависят от энергии [12] в очень широком диапазоне энергий, соответственно, в момент распада электрону передастся и часть приобретенной в электрическом поле энергии. Часть этой энергии в конце концов преобразуется в электромагнитные кванты в нашем диапазоне, что будет соответствовать возрастанию. В нашей работе [18] сделаны оценки минимально необходимой напряженности электрического поля в облаках. Оценки производились путем подсчета энергии, приносимой квантами дополнительного потока, и на основе энергетического баланса. Полученная оценка требуемой напряженности поля составила ~ 2 кВ/м, что почти на порядок меньше реально измеренной напряженности электрических полей в слоисто-дождевых облаках [19].

Узким местом этой гипотезы являлось отсутствие всякого возрастания на детекторе заряженных частиц, хотя набор энергии частицей означает сдвиг спектра вверх, т.е. увеличение потока. Проведенный эксперимент с водой дал точную информацию о том, какие мюоны участвуют в генерации ЭМК у поверхности земли. Требуются мюоны, способные вызывать каскады в веществе, т.е. с энергией на порядок больше, чем те, которые дают основной вклад в счет детектора заряженных частиц. По этой причине не наблюдается возрастание на детекторе заряженных частиц.

В [7] представлен статистический анализ возрастных по большому массиву событий, зарегистрированных на паре станций: Апатиты (Кольский полуостров, 67° с.ш.) и Баренцбург (Шпицберген, 78° с.ш.). Возрастные в Апатитах происходят 2—3 раза чаще, амплитуда возрастных также в 1.5—2 раза больше: в Апатитах почти каждое лето регистрируется одно-два возрастных

с амплитудой $>70\%$, тогда как в Баренцбурге наибольшая амплитуда составила 45% за все время наблюдений с 2011 г. При этом в Апатитах летом регистрируется несколько гроз, в теплый сезон постоянно наблюдаются кучевые облака (архив в [21]), тогда как в Баренцбурге гроз не отмечено, как и кучевых облаков. Делать обобщающие заключения по наблюдениям всего лишь в двух точках будет ошибочным, однако, за последний год появились данные от станции в средних широтах (ст. Тацинская, Ростовская обл., 48° с.ш.). Это первый пункт наблюдения в средних широтах вблизи уровня моря. Данные от среднеширотных станций, расположенных высоко в горах (п. Нейтрино (Северный Кавказ, 1700 м) и п. Монды (Восточные Саяны, 3000 м)), не в полной мере могут быть приняты: возрастные в высокогорной местности заметно отличаются по своим характеристикам от таковых на уровне моря. Наблюдения за потоком гамма-излучения в станции Тацинская в течение неполных трех летних месяцев показали, что возрастные амплитудой 40—50% (см. рис. 1) типичны для этой местности, а грозовая активность выше (архив в [21]), чем в Апатитах: более половины возрастных в станции Тацинская зарегистрированы во время гроз.

Можно сказать, что проведенными наблюдениями на разных станциях и спектральными измерениями ранее предложенная нами гипотеза в целом подтверждается. Получено указание на то, что эффект вызывают только мюоны с энергией, достаточной, чтобы вызвать каскады при взаимодействии с плотными телами. В случае набора ими дополнительной энергии в электрическом поле они передают энергию в образованный каскад, в итоге в каскаде образуется больше квантов, что и отмечается детекторами.

Вместе с тем предложенная нами гипотеза требует дальнейшей проработки. В частности, необходимы явные доказательства наличия существенных электрических полей в облаках на высоких широтах, что, по-видимому, требует прямых измерений электрических полей в облаках. Также требуется провести тщательные модельные расчеты поведения разных компонент ВКЛ в атмосфере с учетом присутствия в атмосфере электрических полей.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведен оригинальный эксперимент со спектральными измерениями возрастных потоков электромагнитной компоненты вторичных космических лучей при осадках. Эксперимент позволил разделить поток излучения на две части. Одна часть возникает в более протяженном окружающем пространстве и состоит из небольшого набора линии различных радионуклидов. Вторая часть возникает в телах, непосредственно окружающих

спектрометр, имеет непрерывный убывающий спектр. Основной вклад (около 90%) в возрастания вносит вторая часть. Следовательно, возрастания связаны с влиянием метеорологических процессов на потоки космических лучей в атмосфере, а не с переносом осадками радионуклидов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Григорьев И.С., Мелихов Е.З. Физические величины. Справочник. М.: Энергоатомиздат, 1991.
2. Гайтлер В. Квантовая теория излучения. М.: Изд-во иностранной литературы, 1956.
3. Мурзин В.С. Введение в физику космических лучей. М.: Изд-во МГУ, 1988.
4. Иваненко И.П. Электромагнитные каскадные процессы. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1972.
5. Балабин Ю.В., Германенко А.В., Гвоздевский Б.Б., Вашенюк Э.В. // Геомагн. и аэроном. 2014. Т. 54. № 3. С. 376; Balabin Y.V., Germanenko A.V., Gvozdevsky B.B., Vashenyuk E.V. // Geomagn. Aeronomy. 2014. V. 54. No. 3. P. 347.
6. Germanenko A.V., Balabin Yu.V., Vashenyuk E.V. et al. // Astrophys. Space Sci. Trans. 2011. V. 7. No. 4. P. 471.
7. Балабин Ю.В., Гвоздевский Б.Б., Германенко А.В. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2019. Т. 83. № 5. С. 659; Balabin Y. V., Gvozdevsky B.B., Germanenko A.V. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2019. V. 83. No. 5. P. 600.
8. Балабин Ю.В., Германенко А.В., Михалко Е.А. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 3. С. 360; Balabin Y.V., Germanenko A.V., Michalko E.A. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. No. 3. P. 285.
9. Балабин Ю.В., Германенко А.В., Михалко Е.А. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 3. С. 365; Balabin Y.V., Germanenko A.V., Michalko E.A. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. No. 3. P. 290.
10. Германенко А.В., Маурчев Е.А., Балабин Ю.В. // Труды Кольск. НЦ РАН. 2019. Т. 10. № 8-5. С. 82.
11. Балабин Ю.В., Германенко А.В., Гвоздевский Б.Б. и др. // Солн.-земн. физ. 2023. Т. 9. № 2. С. 41; Balabin Yu. V., Germanenko A.V., Gvozdevsky B.B. et al. // Solar-Terr. Phys. 2023. V. 9. No. 2. P. 37.
12. Хаякава С. Физика космических лучей. Ч. 1. Ядерно-физический аспект. Ч. 2. Астрофизический аспект. М.: Наука, 1974.
13. Бураева Е.А., Малышевский В.С., Ратушный В.И. // Глоб. ядерн. безопасность. 2020. Т. 4. № 37. С. 17.
14. ГОСТ 20426—82. Контроль неразрушающий. Методы дефектоскопии радиационные. Область применения.
15. Дорман Л.И. Экспериментальные и теоретические основы астрофизики космических лучей. М.: Наука, 1975.
16. Гуревич А.В., Зыбин К.П. // УФН. 2001. Т. 171. № 11. С. 1177; Gurevich A.V., Zybin K.P. // Phys. Usp. 2001. V. 44. No. 11. P. 1119.
17. Gurevich A.V., Milikh G.M. // Phys. Lett. A. 1999. V. 262. No. 6. P. 457.
18. Balabin Yu.V., Germanenko A.V., Vashenyuk E.V., Gvozdevsky B.B. // Proc. 33rd ICRC (Rio de Janeiro, 2013). P. 1.
19. Rust W.D., Trapp R.J. // Geophys. Res. Lett. 2002. V. 29. P. 1959.
20. Lee M.S. // J. Radiat. Protect. Res. 2017. V. 42. No. 3. P. 158.
21. <https://rp5.ru>.

On the question of the nature of the observed increase in the flow of gamma radiation during precipitation: the final closure of the hypothesis of radionuclides

Yu. V. Balabin^{1, *}, A. V. Germanenko¹, B. B. Gvozdevsky¹

¹Polar Geophysical Institute, Apatity, 184209 Russia

**e-mail: balabin@pgia.ru*

Original experiments were carried out using a gamma-ray spectrometer installed at the cosmic ray station in Apatity. The spectrometer monitors the differential spectrum of gamma radiation coming from the atmosphere in the energy range of 0.1—4 MeV. Based on the results of these experiments, a final and unambiguous conclusion was made: the effect of an increase in gamma radiation during precipitation recorded at many stations of cosmic rays is not associated with the presence of radionuclides in precipitation or additional release of radionuclides from the soil. The effect is not related to radionuclides at all. The experiments confirm the hypothesis of the influence of meteorological processes on the propagation and interaction of secondary cosmic rays in the Earth's atmosphere.

Keywords: energy spectrum, radionuclides, increase, gamma-radiation, cosmic rays

УДК 537.876.23

О ВОЗМОЖНОСТИ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО ВОЗБУЖДЕНИЮ ИСКУССТВЕННЫХ УЛЬТРАНИЗКОЧАСТОТНЫХ ИЗЛУЧЕНИЙ В ИОНОСФЕРЕ УСТАНОВКОЙ FENICS НА КОЛЬСКОМ ПОЛУОСТРОВЕ

© 2024 г. В. А. Пилипенко^{1, 2, *}, Н. Г. Мазур¹, Е. Н. Федоров¹, А. Н. Шевцов³

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки “Институт физики Земли имени О. Ю. Шмидта Российской академии наук”, Москва, Россия

²Федеральное государственное бюджетное учреждение науки “Институт космических исследований Российской академии наук”, Москва, Россия

³Геологический институт — обособленное подразделение Федерального государственного бюджетного учреждения науки Федерального исследовательского центра “Кольский научный центр Российской академии наук”, Апатиты, Россия

*E-mail: space.soliton@gmail.com

Поступила в редакцию 24.08.2023

После доработки 13.11.2023

Принята к публикации 30.11.2023

Разработана численная модель для расчета электромагнитного отклика в ионосфере от заземленных сверхнизкочастотных передатчиков конечной длины L . Такими мега-излучателями являются передатчик ЗЕВС с несущей частотой 82 Гц и установка FENICS, которая может генерировать искусственные излучения на частотах от долей герц до первых сотен герц. Рассчитана амплитуда излучений, возбуждаемых в верхней ионосфере заземленным горизонтальным током, подвешенным над высокоомной земной поверхностью. Высотный профиль параметров плазмы реконструирован с использованием модели ионосферы IRI. Для передатчика ЗЕВС ($L = 60$ км), запитываемого током 200 А, моделируемые амплитуды электромагнитного отклика в ночной ионосфере могут достигать ~ 60 мкВ/м, что подтвердилось наблюдениями на спутнике DEMETER. Согласно расчетам, установка FENICS ($L = 100$ км), запитываемая током 100 А, может генерировать в ночной верхней ионосфере излучение с частотой 10–100 Гц с амплитудой до ~ 60 –70 мкВ/м. Установка FENICS может быть использована для возбуждения искусственных Pc1-пульсаций, которые можно было бы зарегистрировать на низкоорбитальных спутниках (например, CSES). Для создания в ночной ионосфере колебаний на частоте 0.5 Гц с амплитудами магнитной компоненты > 1 пТл и электрической > 10 мкВ/м необходим ток в антенне FENICS > 140 А.

DOI: 10.31857/S0367676524030079, EDN: QMPZYA

ВВЕДЕНИЕ

Число свидетельств антропогенного электромагнитного воздействия на природные процессы в околоземном пространстве постоянно нарастает [1]. Электромагнитный отклик ионосферы на естественные явления (грозы) и искусственные воздействия (радиопередатчики) хорошо изучен в диапазоне очень низких частот (ОНЧ) (> 1 кГц). Значительно меньше внимания уделялось диапазону ультранизких частот (УНЧ), расположенному ниже частоты шумановского резонанса ~ 8 Гц, и диапазону крайне низких частот (КНЧ): от 10 до 100 Гц. Однако заметной эффективности излучения в УНЧ-КНЧ-диапазоне можно ожидать только для чрезвычайно крупномасштабных излучающих систем. Такие УНЧ-КНЧ-передатчики действительно существуют — в США и СССР были развернуты мега-антенны протяженностью в несколько

десятков километров. В настоящее время передатчик ЗЕВС работает на несущей частоте 82 Гц недалеко от побережья Белого моря. Помимо этого, на Кольском полуострове проводятся эксперименты FENICS с управляемыми источниками электромагнитных полей УНЧ/КНЧ-диапазонов с использованием линий электропередачи (ЛЭП) в качестве горизонтальной излучающей антенны [2, 3]. Наконец, все промышленные районы Земли охвачены ЛЭП на частоте 50/60 Гц, которые протянулись на многие сотни километров. Если по каким-то причинам токи в ЛЭП оказываются несбалансированными, то эти линии становятся крупномасштабными излучающими антеннами. Отклик на их излучение регистрируется даже в околоземном пространстве [4, 5].

Распространение электромагнитного поля вдоль поверхности Земли от КНЧ-передатчиков

в волноводе Земля—ионосфера детально изучено экспериментально и смоделировано теоретически [6—8]. Однако в этих работах ионосфера либо моделировалась как проводящий однородный слой, либо заменялась импедансным условием на нижней границе. Использование таких моделей удовлетворительно описывает распространение КНЧ-волн вдоль земной поверхности, но не дает возможности оценить прохождение электромагнитных полей в верхнюю ионосферу. В отличие от ОНЧ-излучателей (радиопередатчики или грозовые разряды), источник излучения УНЧ-КНЧ-диапазона не может быть смоделирован как точечный диполь, и его конечный масштаб, часто превышающий высоту нижней ионосферы (~100 км), необходимо принимать во внимание. В качестве первого шага в [9] была разработана численная модель электромагнитного отклика реалистичной ионосферы, находящейся в вертикальном геомагнитном поле, на приземный линейный ток. Эта модель была в дальнейшем развита в [10] с учетом произвольного наклона геомагнитного поля. Для средних широт было показано, что КНЧ-излучения частично канализируются геомагнитными силовыми линиями, поэтому максимальная интенсивность излучения в верхней ионосфере должна быть смещена к экватору от вертикали. При этом интенсивность излучения незначительно спадает с уменьшением широты, на которой расположен источник. В работах [9, 10] предполагалось, что ток источника имеет бесконечную длину, в результате чего эффект по сравнению с реалистичным токовым излучателем оказывается переоцененным. Таким образом, возможность обнаружения на спутниках излучения УНЧ/КНЧ от наземных систем не была изучена в рамках адекватных моделей ионосферы и источника поля.

В данной работе использована построенная в статье [11] теория возбуждения УНЧ-КНЧ-волн в ионосфере линейным заземленным током конечной длины L . С помощью основанной на этой теории численной модели (с реалистичным горизонтально-слоистым профилем ионосферы) рассчитана ожидаемая амплитуда излучений на спутниковых высотах для УНЧ/КНЧ-передатчиков типа ЗЕВС/FENICS с учетом их реальных размеров. В частности, мы оценили возможность использования установок типа FENICS для искусственного возбуждения магнитосферных излучений диапазона Pc1.

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ МОДЕЛИ

Рассмотрим горизонтальный заземленный на концах провод с осциллирующим током $J(t) = J_0 \exp(-i\omega t)$, который замыкается токами проводимости в земной коре. Наша задача заключается в том, чтобы найти электромагнитные поля в атмосфере и ионосфере, возбуждаемые такой

токовой системой. Рассматриваемая задача не сводится к классическим задачам об электромагнитном излучении источника, заглубленного в проводящее полупространство [12, 13]. В рассмотренной модели система осциллирующих токов самосогласованно связана с возбуждаемыми ею полями $\vec{B}$ и $\vec{E} \equiv c^{-1}\vec{E}$ атмосфере и ионосфере (c — скорость света).

Сформулированная таким образом задача не имеет аналитического решения. Поэтому мы заменяем исходную модель источника более простой, электромагнитные поля которой близки к полям исходной модели. Один из известных способов состоит в замене горизонтального заземленного провода магнитной рамкой [14] с магнитным моментом $M_0 = 2^{-1/2} J_0 L \delta_g$, образуемой током провода и током замыкания на глубине скин-слоя в земле δ_g . Однако это приближение пригодно лишь для расстояний $\rho \gg \max(L, \delta_g)$. В нашей работе мы используем другую приближенную модель, в которой заземленный изолированный провод опускается под землю на небольшую глубину [11]. Изменение высоты провода на несколько метров никак не сказывается на поле в атмосфере и ионосфере, однако позволяет корректно учесть токи растекания в земной коре.

Геометрия модели показана на рис. 1. Нестационарный линейный ток $J(t)$ опущен на небольшую глубину $z = h < 0$ под поверхность Земли. Ось z декартовой системы координат направлена вертикально вверх ($z = 0$ на поверхности Земли), ось x направлена вдоль тока, а ось y — поперек. Согласно модели IGRF (<https://www.ngdc.noaa.gov/IAGA/vmod/igrf.html>) наклонение геомагнитного поля в точке расположения ЗЕВС/FENICS составляет $I = 78^\circ$. Поскольку отличие от вертикального магнитного поля невелико, в данной работе предполагается, что $I = 90^\circ$. Атмосферная проводимость увеличивается до высоты 80 км по закону $\sigma(z) = \sigma_a \exp(z/\alpha)$. С высоты 80 км начинается ионосфера, вертикальный профиль параметров которой рассчитан с помощью модели IRI (<https://irimodel.org>). Эта модель слоистой горизонтально однородной ионосферы с реалистичским вертикальным профилем аналогична модели, использованной в работах [9, 10].

Начальный и наиболее важный этап решения задачи — нахождение решения уравнений Максвелла

$$\nabla \times \vec{B} = -ik_0 \hat{\epsilon} \vec{E} + \mu_0 \vec{j}, \quad \nabla \times \vec{E} = ik_0 \vec{B} \quad (1)$$

с источником $\vec{j}$ в виде точечного горизонтального токового диполя. Здесь $k_0 = \omega/c$ — волновое число в вакууме, и $\hat{\epsilon} = \epsilon/\epsilon_0$ — тензор относительной диэлектрической проницаемости среды (ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума). Стандартные формулы для элементов тензора $\hat{\epsilon}$ можно найти, например, в книге [15].

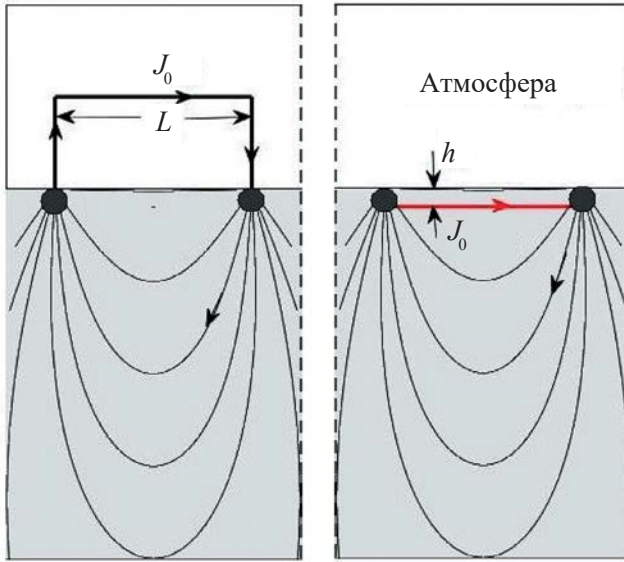


Рис. 1. Иллюстрация перехода от реального источника с подвешенным над землей током, заземленным на концах, к модельному с заглубленным током. Квазидипольные линии тока показаны для глубин менее δ_g .

При решении задачи использовано представление электромагнитного поля через потенциалы, при котором поле разбивается на потенциальную и вихревую составляющие, а токовый источник — на соленоидальную и вихревую части. Исходная задача лишена осевой симметрии, но потенциальная и вихревая составляющие в отдельности такой симметрией обладают. Благодаря этому становится возможным, разделяя переменные с помощью преобразования Ганкеля, прийти к краевой задаче для системы обыкновенных дифференциальных уравнений. Более подробно математический формализм изложен в [11]. Электрическое и магнитное поля выражаются через скалярный и векторный потенциалы Φ и $\vec{A}$:

$$\vec{B} = \nabla \times \vec{A}, \quad \vec{e} = -\nabla \Phi + ik_0 \vec{A}.$$

При условии калибровки $\nabla_{\perp} \times \vec{A}_{\perp} = 0$ поперечная компонента векторного потенциала может быть представлена через скалярный потенциал Ψ в виде $\vec{A}_{\perp} = (ik_0)^{-1} \nabla \times \Psi \hat{z}$. В результате получаем представление электромагнитного поля через потенциалы $A_z \equiv A$, Φ и Ψ :

$$\begin{aligned} \vec{B} &= \nabla A \times \hat{z} + (ik_0)^{-1} \nabla_{\perp} \partial_z \Psi - (ik_0)^{-1} \nabla_{\perp}^2 \Psi \hat{z}, \\ \vec{e} &= -\nabla \Phi + ik_0 A \hat{z} + \nabla \Psi \times \hat{z}. \end{aligned} \quad (2)$$

Уравнения Максвелла (1) приводятся с помощью представления (2) к системе уравнений для потенциалов

$$\begin{aligned} \nabla_{\perp}^2 \partial_z A - ik_0 \epsilon_{\perp} \nabla_{\perp}^2 \Phi - k_0 g \nabla_{\perp}^2 \Psi &= \mu_0 \text{Div} \vec{j}_{\perp}, \\ (ik_0)^{-1} \nabla_{\perp}^2 \nabla_{\perp}^2 \Psi + k_0 g \nabla_{\perp}^2 \Phi - ik_0 \epsilon_{\perp} \nabla_{\perp}^2 \Psi &= \mu_0 \text{Rot} \vec{j}_{\perp}, \\ \nabla_{\perp}^2 A - ik_0 \epsilon_{\parallel} (-\partial_z \Phi + ik_0 A) &= \mu_0 j_{\parallel}. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь использованы 2D-операторы $\text{Div} \vec{a} = \partial_x a_x + \partial_y a_y$ и $\text{Rot} \vec{a} = \partial_x a_y - \partial_y a_x$. В правой части системы (3) член $\text{Div} \vec{j}_{\perp}$ ответственен за возбуждение потенциальной части поля, тогда как член $\text{Rot} \vec{j}_{\perp}$ создает его вихревую часть.

Рассмотрим вначале лишь элемент горизонтального тока — токовый диполь в точке $x = 0, y = 0, z = h$. Тогда в уравнениях (3) $j_{\parallel} = 0$, а выражение для поперечной плотности тока имеет вид $\vec{j}_{\perp} = j_x \hat{x} = M_0 \delta(x) \delta(y) \delta(z - h) \hat{x}$, где $M_0 = J_0 L$ — токовый момент. Для дальнейшего анализа переходим к цилиндрическим координатам ρ, z, ϕ , в которых выражения для входящих в уравнения (3) токовых источников имеют вид $\text{Div} \vec{j}_{\perp} = q(\rho) \delta(z - h) \cos \phi$ и $\text{Rot} \vec{j}_{\perp} = -q(\rho) \delta(z - h) \sin \phi$, где $q(\rho) = M_0 \partial_c [(2\pi \rho)^{-1} \delta(\rho)]$. Угол ϕ измеряется от направления вдоль тока.

Поскольку токовый источник в системе уравнений (3) представляет собой линейную комбинацию векторов с коэффициентами $\cos \phi$ и $\sin \phi$, то и решение $F = A, \Phi, \Psi$ следует искать в виде таких же комбинаций $F(\rho, \phi, z) = F_c(\rho, z) \cos \phi + F_s(\rho, z) \sin \phi$. В результате подстановки этих комбинаций в (3) и группировки членов получается система уравнений

$$\begin{aligned} \partial_z A_{c,s} &= ik_0 \epsilon_{\perp} \Phi_{c,s} + k_0 g \Psi_{c,s} + a_{c,s}, \\ \partial_z B_{c,s} &= -k_0 g \Phi_{c,s} - (ik_0)^{-1} (k_0^2 \epsilon_{\perp} + \mathbf{R}) \Psi_{c,s} - b_{c,s}, \\ \partial_z \Phi_{c,s} &= ik_0 [1 + (k_0^2 \epsilon_{\parallel})^{-1} \mathbf{R}] A_{c,s}, \\ \partial_z \Psi_{c,s} &= ik_0 B_{c,s}. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь оператор $\mathbf{R} = \rho^{-1} \partial_{\rho} \rho \partial_{\rho} - \rho^{-2}$, неоднородные члены $a_c = b_s = \mu_0 \mathbf{R}^{-1} q(\rho) \delta(z - h)$ и $a_s = b_c = 0$; для симметрии введена функция $B_{c,s} = (ik_0)^{-1} \partial_z \Psi_{c,s}$. Принципиально важно, что система уравнений (4) уже обладает цилиндрической симметрией, а несимметричность исходной задачи преодолена благодаря разделению на потенциальную и вихревую составляющие, имеющие разную угловую зависимость ($\cos \phi$ и $\sin \phi$). Это позволяет разделить переменные и прийти к одномерной краевой задаче.

Система уравнений (4) с частными производными приводится к системе обыкновенных дифференциальных уравнений по переменной z с помощью преобразования Ганкеля первого порядка $\mathbb{K}_1$. Переходя к переменным $\tilde{A}_{c,s} = k \mathbb{K}_1[A_{c,s}]$, $\tilde{B}_{c,s} = k \mathbb{K}_1[B_{c,s}]$, $\tilde{\Phi}_{c,s} = k \mathbb{K}_1[\Phi_{c,s}]$ и $\tilde{\Psi}_{c,s} = k \mathbb{K}_1[\Psi_{c,s}]$, получим систему обыкновенных дифференциальных уравнений

$$\begin{aligned}\partial_z \tilde{A}_{c,s} &= \alpha \tilde{\Phi}_{c,s} + \beta \tilde{\Psi}_{c,s} + \tilde{a}_{c,s}, & \partial_z \tilde{\Phi}_{c,s} &= \lambda \tilde{A}_{c,s}, \\ \partial_z \tilde{B}_{c,s} &= \gamma \tilde{\Phi}_{c,s} + \delta \tilde{\Psi}_{c,s} - \tilde{b}_{c,s}, & \partial_z \tilde{\Psi}_{c,s} &= ik_0 \tilde{B}_{c,s},\end{aligned}\quad (5)$$

где $\alpha = ik_0 \epsilon_{\perp}$, $\beta = k_0 g$, $\gamma = -k_0 g$, $\delta = ik_0 (\epsilon_{\perp} - k^2 / k_0^2)$, $\lambda = ik_0 [1 - k^2 / (k_0^2 \epsilon_{\parallel})]$. Неоднородные члены, обусловленные источником, принимают вид $\tilde{a}_c = \tilde{b}_s = S_0 \delta(z - h)$ и $\tilde{a}_s = \tilde{b}_c = 0$. Решение системы (5) сводится к решению соответствующей однородной системы с условиями сшивки при $z = h$.

При численном решении однородной системы (5) полезной оказывается матрица $\mathbf{Y}(z)$, преобразующая вектор $\vec{v} = \begin{pmatrix} \tilde{\Phi}_{c,s} \\ \tilde{\Psi}_{c,s} \end{pmatrix}$ в вектор $\vec{u} = \begin{pmatrix} \tilde{A}_{c,s} \\ \tilde{B}_{c,s} \end{pmatrix}$:

$\vec{u}(z) = \mathbf{Y}(z)\vec{v}(z)$. Матрица $\mathbf{Y}(z)$ аналогична матрице адмиттанса, связывающей электрическое и магнитное поля и облегчающей решение уравнений Максвелла при наличии резко растущих и затухающих волновых мод. Матрица $\mathbf{Y}(z)$ удовлетворяет нелинейному дифференциальному уравнению типа Риккати [11]. Краевыми условиями затухания возмущений при $z \rightarrow \pm\infty$ однозначно определяются предельные значения матрицы $\mathbf{Y}(z)$, которые находятся путем комбинации затухающих решений системы (5). Используя эти предельные значения, можно найти $\mathbf{Y}(z)$ сверху и снизу от источника, решая численно соответствующие задачи Коши для уравнения Риккати в направлении из $+\infty$ или из $-\infty$ к источнику. При этом на уровне источника $z = h$ получаются различные матрицы $\mathbf{Y}(h+0)$ и $\mathbf{Y}(h-0)$. Сопоставление скачка матрицы $\mathbf{Y}$ на источнике с условием сшивки позволяет найти векторы $\vec{u}(h \pm 0)$ и $\vec{v}(h \pm 0)$, т.е. начальные данные для численного решения задачи Коши уже для однородной системы, соответствующей системе (5). Более подробное обсуждение краевых условий и сведения краевой задачи к задаче Коши представлено в работе [11]. Решая задачу Коши для однородной системы, соответствующей системе (5), с краевыми условиями на уровне источника численно вверх и вниз, можно найти высотные профили искомых потенциалов $\tilde{A}_{c,s}(z, k)$, $\tilde{B}_{c,s}(z, k)$, $\tilde{\Phi}_{c,s}(z, k)$ и $\tilde{\Psi}_{c,s}(z, k)$. После этого находятся и горизонтальные пространственные распределения компонент электромагнитного поля путем обратного преобразования Ганкеля.

При численном решении возникают дополнительные сложности, связанные с необходимостью корректного учета характерных особенностей мод УНЧ-КНЧ в много-ионной ионосфере: ионно-циклотронный резонанс с тяжелыми ионами ($\omega \rightarrow \Omega$); точки отражения, разделяющие области прозрачности ($n^2 > 0$) и непрозрачности ($n^2 < 0$) мод; перекрестные области, где продольные фазовые скорости мод совпадают.

Для нахождения электромагнитного поля тока с конечной длиной L используются результаты, полученные для токового диполя, — большое число N диполей с токовым моментом M_0 располагается в серединах отрезков разбиения линии тока на N частей, и создаваемые ими поля суммируются.

Тестирование “атмосферной” части численной схемы проводилось путем сравнения расчетов с аналитическим решением задачи о поле горизонтального токового диполя в случае, когда проводимость атмосферы не учитывается [12–14]. Получено совпадение с точностью до долей процента. Определенную трудность для численного решения представляет резкий скачок параметров среды при переходе через поверхность Земли в атмосферу. Здесь приходится проявлять осторожность в связи с чрезвычайно резким изменением элементов матрицы импеданса и использовать для пошаговой коррекции решения матрицу адмиттансов. В зоне, прилегающей снизу к поверхности Земли, элементы матрицы адмиттанса полученные из аналитического решения задачи в подземной однородной области и даваемые численной схемой, оказались совпадающими до 7-го знака. Наконец, корректность “ионосферной” части модели проверялась сопоставлением рассчитанной структуры поля с дисперсионным соотношением для ионных свистов в ионосфере.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ИОНОСФЕРНОГО ОТКЛИКА НА НАЗЕМНЫЙ УНЧ-КНЧ-ПЕРЕДАТЧИК

Для задачи о прохождении волн через ионосферу реалистичность ионосферной модели имеет ключевое значение. В программе использована наиболее апробированная и полная на сегодняшний день модель ионосферы IRI. Параметры IRI были выбраны для зимних ночных условий (LT = 21, 8 декабря 2007 г.) с координатами 68.7° с.ш., 34.5° в.д., соответствующими местоположению установок ЗЕВС/FENICS. Даваемые моделью IRI профили параметров ионосферы, дополненные атмосферной моделью MSIS, дают возможность рассчитать частоты столкновений, проводимости и элементы тензора диэлектрической проницаемости. Атмосферная проводимость принимается равной $\sigma_a = 10^{-14}$ См/м у поверхности Земли и экспоненциально увеличивается до высоты 80 км, где она сшивается с проводимостью, даваемой моделью IRI.

Передачик ЗЕВС состоит из двух параллельных горизонтальных заземленных антенн длиной $L = 60$ км, излучающих на несущей частоте 82 Гц. Генератор подает в передачик ток амплитудой $J_0 = 200$ –300 А. На Кольском полуострове также регулярно проводятся эксперименты с установкой FENICS, состоящей из двух выведенных из эксплуатации ЛЭП протяженностью 100 и 120 км. Генератор

мощностью 200 кВт может закачивать в ЛЭП переменный ток амплитудой от 240 А на низких частотах (<10 Гц) и до 20 А на высоких (~ 200 Гц). Для расчетов были использованы параметры $L = 60$ км (ЗЕВС) и $L = 100$ км (FENICS). Установки расположены на кристаллическом щите с высоким сопротивлением $\sim 10^5$ Ом $\cdot$ м, поэтому проводимость Земли была принята $\sigma_g = 10^{-5}$ См/м. Рассчитанные компоненты поля соответствуют току источника $J_0 = 1$ А. Поле излучения оценивается на фиксированной высоте ($z = 500$ км), соответствующей типичной орбите низкоорбитальных спутников (например, аппарат CSES).

Отклик верхней ионосферы на горизонтальный излучатель типа ЗЕВС/FENICS показан на рис. 2. Амплитуды поперечных электрических составляющих оказываются почти одинаковыми, поэтому приведены данные о пространственной структуре только $E_x(y)$.

Нормированная амплитуда возбуждаемого излучения непосредственно над передатчиком ЗЕВС ($\rho = 0$) оказывается $|E_x| \sim 0.3$ мкВ/м. Амплитуда медленно падает с расстоянием, и при удалении на 150–200 км падает до ~ 0.1 мкВ/м. Таким образом, при реальном токе $J_0 = 200$ А передатчик ЗЕВС может вызывать максимальный отклик в верхней ночной ионосфере до ~ 60 мкВ/м. Излучение на частоте 82 Гц действительно было зарегистрировано спутником DEMETER при пролетах над Кольским полуостровом с амплитудами электрической компоненты от 3 до 100 мкВ/м [16]. С учетом неопределенности в параметрах передатчика и ионосферы

расхождение в несколько раз между модельными расчетами и реальными наблюдениями говорит о хорошей надежности модели.

Этот же рис. 2 показывает пространственную структуру интенсивности излучения, которое можно было бы наблюдать в верхней ионосфере над установкой FENICS для различных частот излучения. В среднем, амплитуда ионосферного отклика падает с уменьшением частоты. При изменении частоты от 50 до 3 Гц максимальная амплитуда электрического поля $|E_x|$ уменьшается от 0.52 до 0.09 мкВ/м. При этом на удалениях до нескольких сотен километров амплитуда возбуждаемого поля медленно убывает с расстоянием, особенно на частотах ниже 10 Гц. Таким образом, при типичном токе $J_0 = 100$ А во время экспериментов FENICS с частотой 10 Гц в верхнюю ионосферу могут просачиваться излучения с максимальной амплитудой до ~ 38 мкВ/м. Такие амплитуды вполне доступны для регистрации электрическими зондами на современных спутниках, но попыток обнаружить излучение FENICS в околоземном пространстве пока не предпринималось, хотя установка FENICS оказалась эффективным источником УНЧ-КНЧ-сигналов, регистрируемых на большой площади земной поверхности [17].

СТИМУЛЯЦИЯ РС1-ПУЛЬСАЦИЙ УСТАНОВКОЙ FENICS

УНЧ-волны в герцевом диапазоне частот (пульсации Pc1) имеют особое значение для космической физики. Благодаря резонансному

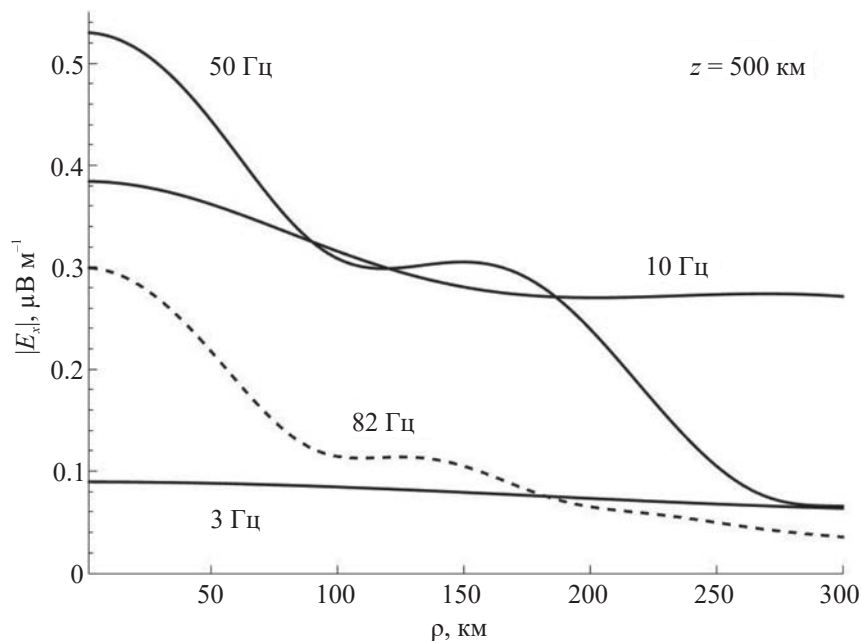


Рис. 2. Пространственная структура в направлении поперек токового источника амплитуды электрической компоненты $|E_x(y)|$ излучения системы FENICS на частотах от 3 до 50 Гц на высоте 500 км. Проводимость Земли $\sigma_g = 10^{-5}$ См/м. Все кривые соответствуют масштабу излучателя $L = 100$ км. Также пунктирной линией показана амплитуда электрического поля на частоте 82 Гц, возбуждаемого передатчиком ЗЕВС ($L = 60$ км).

взаимодействию волна—частица, электромагнитные ионно-циклотронные волны диапазона Pc1 могут приводить к высыпанию релятивистских электронов внешнего радиационного пояса в атмосферу и таким образом снижать уровень потоков электронов—“убийц” до безопасного для спутниковой электроники уровня [18]. Поэтому возникла идея применить модулированный радионагрев ионосферы установками типа HAARP или Сура для возбуждения искусственных пульсаций Pc1 [19]. Однако метод с радионагревным комплексом требует колоссальных затрат.

Естественно возникает вопрос, не может ли установка FENICS использоваться для возбуждения в ионосфере искусственных Pc1-пульсаций? Расчеты пространственной структуры электрических компонент излучения на частоте 0.5 Гц от установки FENICS приведены на рис. 3. Нормированная величина электрического отклика в верхней ионосфере достигает непосредственно над источником по E_y -компоненте 0.07 мкВ/м, а по E_x -компоненте отклик в ~5 раз слабее. Однако эта компонента медленнее спадает с удалением по горизонтали от источника, так что на расстояниях ~200 км обе компоненты сравниваются по амплитуде ~0.01 мкВ/м. Электрическое поле вдоль геомагнитного поля, естественно, крайне мало, $E_z < 10^{-9}$ мкВ/м, и на рисунке не показано. Возбуждения излучения на 0.5 Гц с амплитудой ~10 мкВ/м, типичной для Pc1-волн в верхней ионосфере, можно ожидать при токе в установке ~140 А.

Расчеты пространственной структуры магнитных компонент излучения от установки FENICS на

частоте 0.5 Гц приведены на рис. 4. Нормированная величина магнитного отклика в верхней ионосфере достигает непосредственно над источником по B_y -компоненте 0.014 пТл, а по B_x -компоненте отклик в ~3 раза слабее. Величина компоненты вдоль геомагнитного поля B_z достигает наибольших значений 0.012 пТл на удалении >300 км. Появление этой компоненты свидетельствует о возбуждении волноводной магнитозвуковой моды, распространяющейся вдоль ионосферы.

Таким образом, проведенное моделирование показало, что установка FENICS с током ≥ 140 А может обеспечить при благоприятных условиях в ночные часы стимуляцию излучения в герцовом диапазоне с максимальными амплитудами ≥ 1 пТл и ≥ 10 мкВ/м. Такие амплитуды характерны для естественных сигналов Pc1 в верхней ионосфере [20]. Поэтому установка FENICS на широте, соответствующей центральной части внешнего радиационного пояса, может эффективно использоваться как инструмент для опустошения радиационного пояса. Рассчитанные величины токов вполне достижимы. Даже в ранних экспериментах с ЛЭП в качестве контролируемых источников УНЧ/КНЧ-излучений для магнитотеллурического зондирования земной коры достигался ток возбуждения до 10^3 А [21]. В экспериментах с ЛЭП искусственные сигналы в диапазоне частот около 1 Гц были обнаружены на наземных станциях на расстоянии более 1500 км. О таком дальнем распространении никогда не сообщались в случае экспериментов по модулированному радионагреву [22]. Таким образом, установка FENICS может

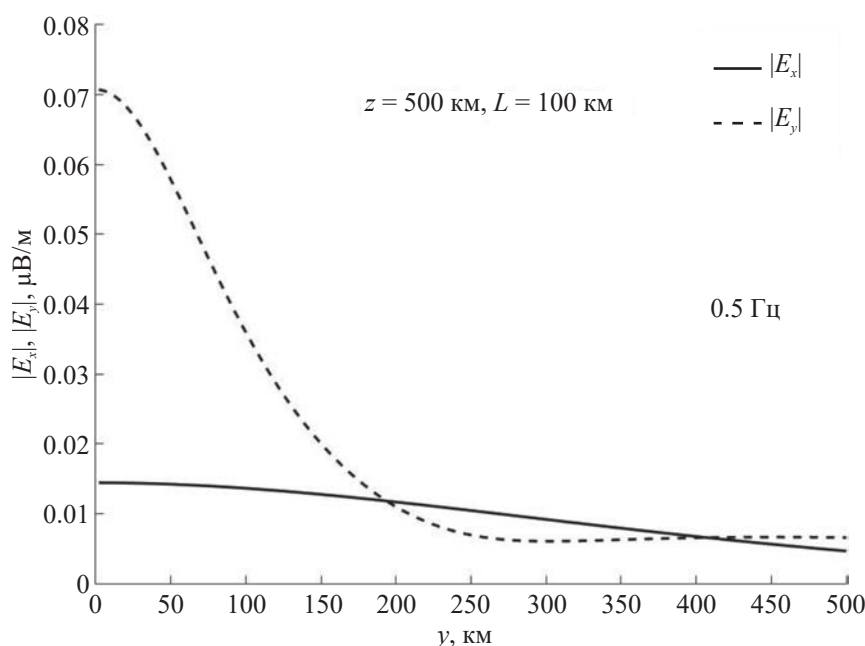


Рис. 3. Пространственная структура амплитуды электрических компонент $|E_x(y)|$, $|E_y(y)|$ излучения системы FENICS в направлении поперек токовой линии на высоте 500 км. Проводимость Земли $\sigma_g = 10^{-5}$ См/м, длина $L = 100$ км, частота — 0.5 Гц.

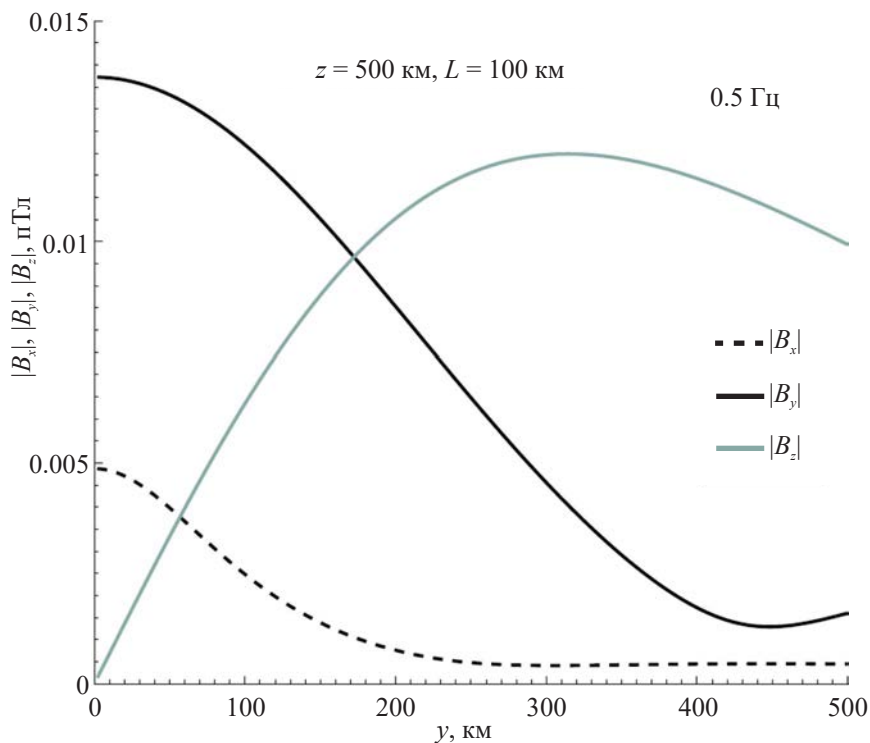


Рис. 4. Пространственная структура амплитуды магнитных компонент $|B_x(y)|$, $|B_y(y)|$, $|B_z(y)|$ излучения системы FENICS в направлении поперек токовой линии на высоте 500 км. Проводимость Земли $\sigma_g = 10^{-5}$ См/м, длина $L = 100$ км, частота — 0.5 Гц.

быть значительно более дешевой и эффективной альтернативой радионагревным методам возбуждения искусственных излучений диапазона Pc1. Качественные теоретические оценки сравнительной эффективности инжекции волн в верхнюю ионосферу и возбуждения ионосферного альвеновского резонатора также показали, что эффективный магнитный момент в нижней ионосфере, создаваемый модулированным радионагревом, оказывается значительно меньше момента, создаваемого наземным источником типа заземленной на концах ЛЭП [23].

Ионосферный отклик может оказаться даже больше, чем предсказывает линейная модель. Околоземная плазма может находиться в метастабильном состоянии, когда даже слабое внешнее воздействие окажется триггером развития неустойчивостей в магнитосфере [24]. На такую возможность указывают статистические эффекты “выходных дней” и “часовых меток” в наземной активности Pc1-пульсаций [25]. Предположительно, эти эффекты обусловлены проникающими в верхнюю ионосферу импульсами при включении/выключении ЛЭП, которые запускают процесс развития неустойчивости магнитосферной плазмы. Поэтому возбуждаемые FENICS пакеты Pc1-излучений в отдельных событиях могут вызвать более интенсивные и длительные пульсации.

Чтобы проверить возможность обнаружения сигналов FENICS в данных низкоорбитальных

спутников, на сайте проекта (<http://geoksc.apatity.ru/index.php/14-sample-data-articles/496-fenics-2019>) можно найти дневник экспериментов (включая частоту, продолжительность, интенсивность переменного тока). Более перспективным подходом было бы согласование сеансов работы FENICS с временами пролетов низкоорбитальных спутников. Из работающих в данный момент на орбите аппаратов подходящим представляется итало-китайский спутник CSES-01 (China Seismo-Electromagnetic Satellite), выведенный на круговую солнечно-синхронную орбиту с наклоном 97° на высоте ~ 500 км в феврале 2018 г. Спутник оснащен 4.5-метровыми антеннами (Electric Field Detector, EFD) для измерения электрического поля в частотном диапазоне от DC до 3.5 МГц [26]. В УНЧ-КНЧ-диапазоне чувствительность EFD-прибора составляет ~ 0.1 (мкВ/м)/Гц $^{1/2}$, что достаточно для регистрации описанных выше искусственных излучений. В частности, прибор EFD уверенно регистрировал в ночные часы первые гармоники шумановского резонатора со спектральной амплитудой ~ 40 (мкВ/м)/Гц $^{1/2}$ [26].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

К настоящему времени создан теоретический формализм для расчета электромагнитных полей в системе атмосфера—ионосфера, возбуждаемых заземленным токовым источником конечной длины.

Построена численная модель для оценки проникновения в реалистичную ионосферу УНЧ-КНЧ-излучения наземного источника, который моделируется как горизонтальный линейный ток конечного масштаба. Теоретическая модель предсказывает, что в верхней ночной ионосфере над антенной с силой тока 200 А и длиной $L = 60\text{--}100$ км над высокоомной земной поверхностью электрическая составляющая излучения 10—100 Гц может достигать максимальных амплитуд до $\sim 30\text{--}60$ мкВ/м. При удалении по горизонтали от максимума поле излучения спадает достаточно медленно в пределах нескольких сотен километров. Хотя учет конечного размера излучателя заметно приблизил модель к реальной ситуации, тем не менее трудно ожидать детального количественного согласия между расчетами и данными спутниковых наблюдений. Остается немало параметров, которые для конкретного события в момент регистрации известны довольно приблизительно: реальный ток в излучающей системе, вертикальная структура ионосферы, геоэлектрическая структура подстилающей поверхности, горизонтальное удаление от источника. Однако излучение протяженных высоковольтных ЛЭП уверенно регистрировалось на спутниках в виде узкополосных сигналов на частоте 50/60 Гц (power line emission) [27], и даже в сопряженной ионосфере [28]. Использование выведенных из эксплуатации ЛЭП, в которых можно создать переменный ток в УНЧ-диапазоне до 10^3 А, может быть значительно более дешевой и эффективной альтернативой радионагревным методам возбуждения искусственных $Pc1$ -излучений. Представляется целесообразным апробировать этот альтернативный метод в ходе экспериментов с установкой FENICS, скоординированных с пролетами низкоорбитальных спутников с УНЧ-детекторами на борту (например, CSES).

Работа выполнена в рамках госзаданий ИФЗ РАН и ИКИ РАН и частично поддержана Российским научным фондом (проект № 22-17-00208; ШАН). Выражаем признательность В. Н. Селиванову — за полезные замечания и В. В. Ивонину — за подготовку согласования линий для экспериментов 2024 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Rothkaehl H., Parrot M. // J. Atm. Solar-Terr. Phys. 2005. V. 67. P. 821.
2. Жамалетдинов А.А., Шевцов А.Н., Велихов Е.П. и др. // Изв. РАН. Физ. атм. и океана. 2015. Т. 51. С. 826; Zhamaletdinov A.A., Shevtsov A.N., Velikhov E.P. et al. // Izv. Atm. Ocean. Phys. 2015. V. 51. P. 826.
3. Любич В.А. // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 3. С. 378; Lyubchich V.A. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 3. P. 268.
4. Nemec F., Parrot M., Santolik O. // J. Geophys. Res. 2015. V.120. P. 8954.
5. Пилипенко В.А., Федоров Е.Н., Мазур Н.Г., Климов С.И. // Солн.-земн. физ. 2021. Т. 7. № 3. С. 3; Pilipenko V.A., Fedorov E.N., Mazur N.G., Klimov S.I. // Solar-Terr. Phys. 2021. V. 7. No. 3. P. 105.
6. Терещенко Е.Д., Терещенко П.Е. // ЖТФ. 2017. Т. 87. С. 453; Tereshenko E.D., Tereshenko P.E. // J. Tech. Phys. 2017. V. 87. P. 453.
7. Терещенко Е.Д., Терещенко П.Е., Сидоренко А.Е. и др. // ЖТФ. 2018. Т. 88. № 6. С. 907; Tereshchenko E.D., Tereshchenko P.E., Sidorenko A.E. et al. // J. Tech. Phys. 2018. V. 88. No. 6. P. 907.
8. Ермакова Е.Н., Рябов А.В., Котик Д.С. // Изв. вузов. Радиофиз. 2021. Т. 64. № 3. С. 163; Ermakova E.N., Ryabov A.V., Kotik D.S. // Radiophys. Quant. Electron. 2021. V. 64. No. 3. P. 163.
9. Fedorov E.N., Mazur N.G., Pilipenko V.A., Vakhnina V.V. // Radio Sci. 2020. V. 55. Art. No. e2019RS006943.
10. Fedorov E.N., Mazur N.G., Pilipenko V.A. // J. Geophys. Res. 2021. V. 126. Art. No. e2021JA029659.
11. Федоров Е.Н., Мазур Н.Г., Пилипенко В.А. // Изв. вузов. Радиофиз. 2022. Т. 65. № 9. С. 697; Fedorov E.N., Mazur N.G., Pilipenko V.A. // Radiophys. Quant. Electron. 2023. V. 65. No. 9. P. 697.
12. Baños A. Dipole radiation in the presence of a conducting half-space. N.Y.: Pergamon, 1966. 263 p.
13. King R.W.P., Smith G.S., Owens M., Wu T.T. Antennas in matter. Fundamentals, theory and applications. Ch. 11. Cambridge: The MIT Press, 1981.
14. Собчаков Л.А., Астахова Н.Л., Поляков С.В. // Изв. вузов. Радиофиз. 2003. Т. 46. № 12. С. 1027; Sobchakov L.A., Astakhova N.L., Polyakov S.V. // Radiophys. Quant. Electron. 2003. V. 46. No. 12. P. 1027.
15. Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Наука, 1967. 685 с; Ginzburg V.L. Propagation of radiowaves in plasm. Pergamon Press, 1970. 615 p.
16. Pilipenko V.A., Parrot M., Fedorov E.N., Mazur N.G. // J. Geophys. Res. 2019. V. 124. No. 10. P. 8066.
17. Беляев П.П., Поляков С.В., Ермакова Е.Н. и др. // Изв. вузов. Радиофиз. 2002. Т. 45. № 2. С. 156; Belyaev P.P., Polyakov S.V., Ermakova E.N. et al. // Radiophys. Quant. Electron. 2002. V. 45. No. 2. P. 156.
18. Грач В.С., Демехов А.Г. // Изв. вузов. Радиофиз. 2017. Т. 60. № 12. С. 1052; Grach V.S., Demekhov A.G. // Radiophys. Quant. Electron. 2017. V. 60. No. 12. P. 1052.
19. Guo Z., Fang H., Honary F. // Universe. 2021. V. 7. P. 29.
20. Пилипенко В.А., Полозова Т.Л., Энгебретсон М. // Косм. иссл. 2012. Т. 50. № 5. С. 355; Pilipenko V.A., Polozova T.L., Engebretson M. // Cosmic Res. 2012. V. 50. No. 5. P. 355.

21. Boerner D.E. // *Surv. Geophys.* 1992. V. 13. P. 435.
22. Ermakova E.N., Kotik D.S., Polyakov S.V. et al. // *J. Geophys. Res.* 2006. P. 111.
23. Поляков С.В. // *Изв. вузов. Радиофиз.* 2008. Т. 51. № 12. С. 1026; Polyakov S.V. // *Radiophys. Quant. Electron.* 2008. V. 51. No. 12. P. 1026.
24. Пилипенко В.А. // В сб. “Триггерные эффекты в геосистемах”. М.: ГЕОС, 2013. С. 318.
25. Гульельми А.В., Зотов О.В. // *Физика Земли*. 2012. № 6. С. 23; Guglielmi A.V., Zotov O.V. // *Phys. Solid Earth*. 2012. No. 6. P. 23.
26. Diego P., Huang J., Piersanti M. et al. // *Instruments*. 2021. V. 5. No. 1. P. 1.
27. Dudkin F., Korepanov V., Dudkin D. et al. // *Geophys. Res. Lett.* 2015. V. 42. P. 5686.
28. Wu J., Wang Z., Zhang J. et al. // *Earth Planets Space*. 2023. No. 1. P. 1.

On the possibility of experiments on the excitation of artificial ultra-low and extra-low frequency emissions in the ionosphere by the FENICS installation on the Kola peninsula

V. A. Pilipenko^{1, 2, *}, N. G. Mazur¹, E. N. Fedorov¹, A. N. Shevtsov³

¹*Schmidt Institute of Physics of the Earth of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 123242 Russia*

²*Institute of Space Research of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 117997 Russia*

³*Institute of Geology of the Federal Scientific Research Centre Kola Scientific Center of the Russian Academy of Sciences, Apatity, 184209 Russia*

*e-mail: space.soliton@gmail.com

A numerical model has been developed to calculate the electromagnetic response in the ionosphere from grounded ultra-low-frequency transmitters of finite length L . Such megatransmitters are the ZEVS installation with a carrier frequency of 82 Hz and the FENICS installation, which can generate artificial emissions at frequencies from fractions of a Hz to a few hundreds of Hz. The amplitude of radiation excited in the upper ionosphere by a grounded horizontal current suspended above a high-resistance earth's surface has been calculated. The altitude profile of the plasma parameters was reconstructed using the IRI ionospheric model. For the ZEVS transmitter ($L = 60$ km) powered by a current of 200 A, the simulated amplitudes of the electromagnetic response in the nighttime ionosphere can reach ~ 60 $\mu\text{V/m}$, which was confirmed by observations on the DEMETER satellite. According to calculations, the FENICS facility ($L = 100$ km), powered by a current of 100 A, can generate radiation in the nighttime upper ionosphere with a frequency of 10–100 Hz and an amplitude of up to ~ 60 –70 $\mu\text{V/m}$. The FENICS facility can be used to excite artificial Pc1 pulsations that could be detected on low-Earth-orbit satellites (e.g., CSES). To create pulsations in the nighttime ionosphere at a frequency of 0.5 Hz with the amplitudes of the magnetic component >1 pT and the electric component >10 $\mu\text{V/m}$, the current in the FENICS antenna is to be >100 A.

УДК 53.05

ОДНОВРЕМЕННЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ОЧЕНЬ НИЗКОЧАСТОТНОГО АВРОРАЛЬНОГО ХИССА, ПОЛЯРНЫХ СИЯНИЙ И ИРРЕГУЛЯРНЫХ ГЕОМАГНИТНЫХ ПУЛЬСАЦИЙ В ОБСЕРВАТОРИИ “ЛОВОЗЕРО”

© 2024 г. А. С. Никитенко¹*, Ю. В. Федоренко¹, Н. Г. Клейменова²

¹Федеральное государственное бюджетное научное учреждение “Полярный геофизический институт”, Апатиты, Россия

²Федеральное государственное бюджетное учреждение науки

“Институт физики Земли имени О. Ю. Шмидта Российской академии наук”, Москва, Россия

E-mail: alex.nikitenko91@gmail.com

Поступила в редакцию 24.08.2023

После доработки 13.11.2023

Принята к публикации 30.11.2023

Представлены результаты анализа всплесков аврорального хисса и геомагнитных пульсаций, зарегистрированных в обсерватории “Ловозеро”. Динамика положения области на земной поверхности, засвеченной всплесками аврорального хисса, сопоставлена с динамикой полярных сияний, сопровождающих возникновение излучений. Обнаружены случаи, когда всплески хисса и пульсаций возникают одновременно с возникновением сияний либо с увеличением их яркости. На основании проведенного анализа предложен механизм возможной связи между наблюдаемыми явлениями.

DOI: 10.31857/S0367676524030081, EDN: QMOFAP

ВВЕДЕНИЕ

Одним из типов магнитосферных ОНЧ-излучений (очень низкочастотные, 3–30 кГц), регистрируемых у земной поверхности в высоких широтах, является авроральный хисс. Механизм генерации хисса включает возникновение в потоке высыпающихся электронов некогерентного черенковского излучения и его усиления за счет развития пучково-плазменной неустойчивости на резонансе Ландау [1]. Согласно многочисленным спутниковым наблюдениям всплески аврорального хисса коррелируют с потоками электронов с энергиями ниже 1 кэВ, например [2], поэтому электроны этих энергий рассматриваются как источник генерации аврорального хисса.

Волновые векторы генерируемых волн ориентированы под большими углами к нормали к земной поверхности, близкими к резонансному конусу [1]. Для электрической (E) и магнитной (B) компонент волны, волновая нормаль которых лежит вблизи резонансного конуса, выполняется условие $E \gg B$. Такие волны принято называть квазиэлектростатическими [3].

Квазиэлектростатические волны не способны выйти к земной поверхности из-за отражения на высоте, где частота волны становится равной локальной частоте нижнегибридного резонанса [4].

Считается, что это отражение преодолевается за счет рассеяния на мелкомасштабных (< 100 м) неоднородностях электронной концентрации в ионосфере [5]. Рассеянные волны имеют широкий пространственный спектр, из которого часть волн с малыми углами падения достигают земной поверхности.

Необходимость наличия условий для выхода аврорального хисса к земной поверхности подтверждается разницей в частоте его появления на спутниках и на земной поверхности. Авроральный хисс регистрируется на низкоорбитальных спутниках практически при каждом их пересечении авроральных широт в вечернее и ночное время [6]. У земной поверхности наблюдения хисса происходят гораздо реже. Так, согласно выводам работы [7] на станции “Каннуслахто” (Финляндия, испр. геом. широта $\Phi = 64.6^\circ$) из 302 дней наблюдений всплески аврорального хисса наблюдались 132 дня. При этом наиболее часто хисс регистрировался в интервале 20–01 MLT.

Многие авторы отмечают, что наземные наблюдения аврорального хисса зачастую сопровождаются возникновением полярных сияний (см. [8, 9] и ссылки там). По данным многочисленных наблюдений аврорального хисса на станции “Южный Полюс” была исследована связь между положением его ионосферной области выхода

и сопровождающих хисс полярных сияний [8]. Показано, что отдельные иррегулярные всплески хисса длительностью от одной до нескольких минут возникают в окрестности станции, когда фронт активного яркого полярного сияния находится практически в зените. Появление длительных всплесков (длительность 15—20 мин и более) сопровождается возникновением статичной дуги на гораздо более высоких широтах. Авторы предполагают, что область выхода иррегулярных всплесков может быть более локализованной, чем область длительных всплесков.

Возникновение аврорального хисса тесно связано с развитием магнитосферной суббури. Наземная регистрация хисса типична для подготовительной фазы (growth phase) суббури [7, 10]. При этом отмечены события, когда всплески ОНЧ внезапно прекращаются с началом суббури (break-up-сияний). Исследование связи между возникновением хисса на финской станции “Каннуслахто” и усилением продольных токов в ионосфере по данным спутников проекта AMPERE показало, что во время регистрации хисса точка наблюдений находилась в окрестности области увеличения этой активности [10]. При этом не каждое усиление продольных токов сопровождалось возникновением хисса, но каждое событие регистрации хисса сопровождалось усилением продольных токов.

В данной работе приведены результаты анализа всплесков аврорального хисса, зарегистрированных в обсерватории “Ловозеро” одновременно с геомагнитными пульсациями в диапазоне ниже 1 Гц (Pi1B-диапазон [11]), которые являются одним из признаков начала суббури [12] и ассоциируются с флуктуациями ионосферных продольных токов, обусловленных электронными высыпаниями [13]. Обсерватория “Ловозеро” расположена практически на одной геомагнитной широте ($\Phi = 64.7^\circ$) со станцией “Каннуслахто” и в 400 км к востоку от нее. Динамика аврорального хисса сопоставлена также с результатами наблюдений полярных сияний all-sky камерами, которые установлены в обсерватории “Ловозеро” и обсерватории “Верхнетуломский”, расположенной в 150 км к северо-западу от обсерватории “Ловозеро”.

РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ

В работе используются результаты наблюдений сезона осень 2018 г. — весна 2019 г. Было отмечено 64 события одновременного появления всплесков аврорального хисса и геомагнитных пульсаций Pi1B. Стоит отметить, что при наличии погодных условий в обсерватории “Ловозеро” и (или) “Верхнетуломский” возникновение всплесков хисса и пульсаций всегда сопровождалось регистрацией авроральных форм или изменением их структуры. За исследуемый период было отмечено 41 такое событие.

Мы сравнивали динамику положения области на земной поверхности, засвеченной всплесками аврорального хисса (далее засвеченная область) [14], с динамикой сопровождающих хисс сияний. Для оценки динамики положения засвеченной области мы рассчитывали плотности распределения азимутальных углов вектора, обратного вектору Пойнтинга, и индекса круговой поляризации. Расчеты проводились в диапазоне частот 4—10 кГц, который включает максимум интенсивности хисса [1]. Максимум распределения азимутальных углов показывает наиболее вероятное направление прихода волн в точку наблюдений [15, 16]. Максимум распределений индекса круговой поляризации показывает преобладающую поляризацию регистрируемых волн. Для анализа динамики положения засвеченной области во времени эти распределения рассчитывались для коротких интервалов (1 с). Полученные распределения транспонировались в столбцы и располагались друг за другом, формируя временную развертку рассматриваемого параметра.

Индекс круговой поляризации принимает значения от -1 до $+1$ [17]. При этом положительные (отрицательные) значения означают правую (левую) поляризацию регистрируемых волн. При равенстве нулю этого индекса поляризация линейна или отсутствует. Абсолютное значение индекса, равное единице, означает круговую поляризацию волн.

Для сопоставления положения сияний с положением засвеченной области снимки, представленные в данной работе, зеркально отражены по горизонтали, так что их ориентация согласуется с положением сторон света.

Ниже рассмотрены примеры регистрации хисса, демонстрирующие связь его динамики с динамикой полярных сияний.

19 декабря 2018 г. в 22:06—22:09 UT

Рассмотрим пример одновременной регистрации всплесков аврорального хисса и Pi1B-пульсаций 19 декабря 2018 г. в 22:05—22:09 UT. На рис. 1а и 1б представлены спектрограммы X-компоненты геомагнитного поля в Pi1B-диапазоне 0.03—1 Гц и горизонтальной компоненты магнитного поля в ОНЧ-диапазоне 2—14 кГц. Серия всплесков аврорального хисса возникла одновременно с геомагнитными пульсациями в 22:06 UT. Регистрация хисса прекратилась примерно в 22:08 UT. При этом пульсации продолжались некоторое время после этого.

На рис. 1г представлены снимки all-sky камеры в обсерватории “Верхнетуломский”, сделанные за интервал 22:05:00—22:08:30 UT с шагом 30 с (в обсерватории “Ловозеро” небо в это время было затянуто облаками). Как видно из рисунка, между

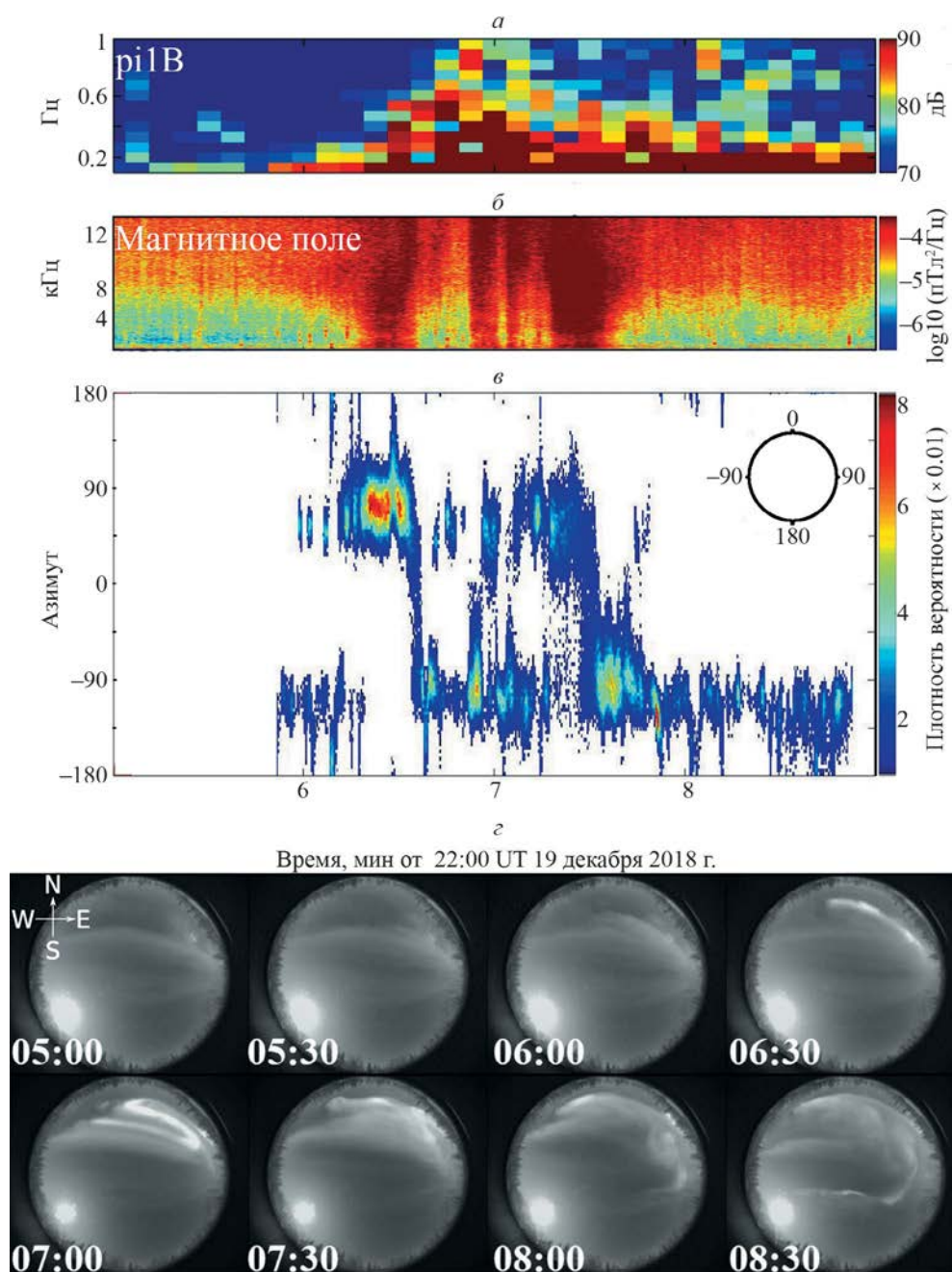


Рис. 1. Событие 19 декабря 2018 г. в 22:06–22:09 UT. Спектрограммы X -компоненты геомагнитного поля Pi1B-пульсаций в диапазоне 0.03–1 Гц (а) и горизонтальной компоненты магнитного поля ОНЧ в диапазоне 2–14 кГц (б), распределения азимутального угла вектора, обратного вектору Пойнтинга (в), снимки all-sky камеры по данным наблюдений в обсерватории “Верхнетуломский” (г).

22:06:00–22:06:30 UT, когда появились всплески аврорального хисса, на северо-востоке от обсерватории “Верхнетуломский” возникло пятно полярных сияний, вытянутое по долготе (см. рис. 1г, снимок 06:30). Точное время его появления установить довольно сложно, поскольку яркость сияний нарастала довольно плавно. Положение и форма пятна практически не менялись примерно до 22:07 UT. В 22:07 UT оно пропало и возникли диффузные

сияния с отдельными пятнами умеренной яркости (см. рис. 1г, снимки 07:00–08:30).

Первый всплеск аврорального хисса возник почти одновременно с ярким пятном полярных сияний, которое наблюдалось на северо-востоке от обсерватории “Верхнетуломский” (см. рис. 1г, снимок 06:30), и прекратился, когда оно пропало и появились диффузные сияния (см. рис. 1г,

снимки 07:00–08:30). На рис. 1*в* представлены распределения азимутальных углов прихода для рассматриваемого события. Из рисунка видно, что первый всплеск аврорального хисса приходит в точку наблюдений с востока (азимут около 90°). Поляризация излучений была близка к правой круговой (данные не приведены). Наблюдаемые параметры поля указывают на положение центра засвеченной области практически на одной широте с обсерватории “Ловозеро”, но восточнее, на расстоянии, не превышающем 50–100 км от этой точки [15, 16]. Расстояние по широте от предположительного положения центра засвеченной области до пятна сияний не превышает 1° – 2° .

Направление прихода последующих всплесков, которые возникли с появлением диффузных сияний и отдельных пятен (после 22:07 UT), меняется скачкообразно, преимущественно с восточного на западное и обратно. Поляризация ОНЧ-волн также была близка к правой круговой. По-видимому, в этот момент в окрестности обсерватории “Ловозеро” стали появляться отдельные “очаги” с мелкомасштабными неоднородностями, на которых происходило рассеяние хисса.

Положение центра засвеченной области первого всплеска южнее сопровождающей его дуги полярных сияний объясняется особенностями распространения аврорального хисса к земной поверхности в отсутствие дактов электронной плотности в ионосфере. Такой эффект был впервые описан в работе [8]. Квазиэлектростатические волны аврорального хисса рассеиваются на мелкомасштабных неоднородностях электронной концентрации в верхней ионосфере, где коэффициент преломления n принимает значения от $n = 5$ и более. Из закона Снеллиуса следует, что выйти к земной поверхности (в атмосфере $n = 1$) способны только волны с волновыми нормальными, близкими к вертикали. Пучки электронов, возбуждающие авроральный хисс, проходят в атмосферу, где вызывают полярные сияния, вдоль линий геомагнитного поля. Из-за этого эффекта авроральный хисс будет зарегистрирован на меньших широтах, чем сопровождающие его сияния.

При этом одновременные резкие изменения в структуре сияний и изменения направления прихода ОНЧ-волн с выделенного на скачкообразное указывают на возможную связь динамики положения засвеченной области и сияний в рассматриваемом событии.

1 февраля 2019 г. в 19:20–19:55 UT

Другой пример одновременной регистрации всплесков аврорального хисса, геомагнитных пульсаций и полярных сияний представлен на рис. 2. Это событие 1 февраля 2019 г. в 19:20–19:55 UT. В рассматриваемый интервал регистрируются три серии коротких всплесков аврорального

хисса (рис. 2*в*). Каждая из этих серий сопровождается возникновением геомагнитных пульсаций Pi1B (рис. 2*б*). Поскольку верхняя частота пульсаций не превышает 0.5 Гц, для наглядности спектрограмма X-компоненты геомагнитного поля рассчитана в диапазоне 0.03–0.5 Гц.

Согласно результатам наблюдений all-sky камеры в обсерватории “Ловозеро” появление всплесков хисса и геомагнитных пульсаций также может сопровождаться увеличением яркости полярных сияний. На рис. 2*а* представлена кеограмма полярных сияний и отдельные снимки, сделанные во время интервалов наблюдения всплесков аврорального хисса и в перерывах между их появлением.

В промежутках между всплесками хисса регистрируются диффузные сияния с отдельными пятнами (см. рис. 2*а*). Первые две серии всплесков сопровождаются возникновением яркой дуги севернее обсерватории “Ловозеро”, которая пропадает с окончанием серии. Во время третьей серии всплесков хисса наблюдается яркая дуга и отдельные пятна сияний. Примерно в 19:52:30 UT происходит break-up. Интенсивность хисса при этом быстро падает.

Анализ азимутальных углов аврорального хисса показал (данные не приведены) преимущественное направление прихода волн в точку наблюдений с юга и юго-запада. При этом волны имеют правую эллиптическую поляризацию. Эллиптическая поляризация ОНЧ аврорального хисса наблюдается на расстояниях 150–200 км от центра засвеченной области [16]. Таким образом, центр этой области находился на гораздо меньших широтах, чем обсерватория “Ловозеро” и полярные сияния, сопровождающие возникновение хисса. Полученный результат можно объяснить тем, что рассеяние аврорального хисса происходило гораздо выше, чем в предыдущем примере.

28 февраля 2019 г. в 19:11–19:14 UT

На рис. 3*а* и 3*б* представлены спектрограммы X-компоненты геомагнитного поля Pi1B на частотах менее 1 Гц и горизонтальной компоненты магнитного поля ОНЧ в диапазоне 2–14 кГц. Всплеск аврорального хисса начался в 19:11:30 UT и длился примерно 1 мин. Всплеск пульсаций возник одновременно с хиссом, а его длительность составила около 2 мин.

Для анализа направления прихода аврорального хисса мы рассматривали только максимумы распределений, из которых формируются временная развертка азимутальных углов прихода (см. рис. 1*в*) и временная развертка индекса круговой поляризации, поскольку распределения этих параметров в рассматриваемом случае имеют выраженный максимум.

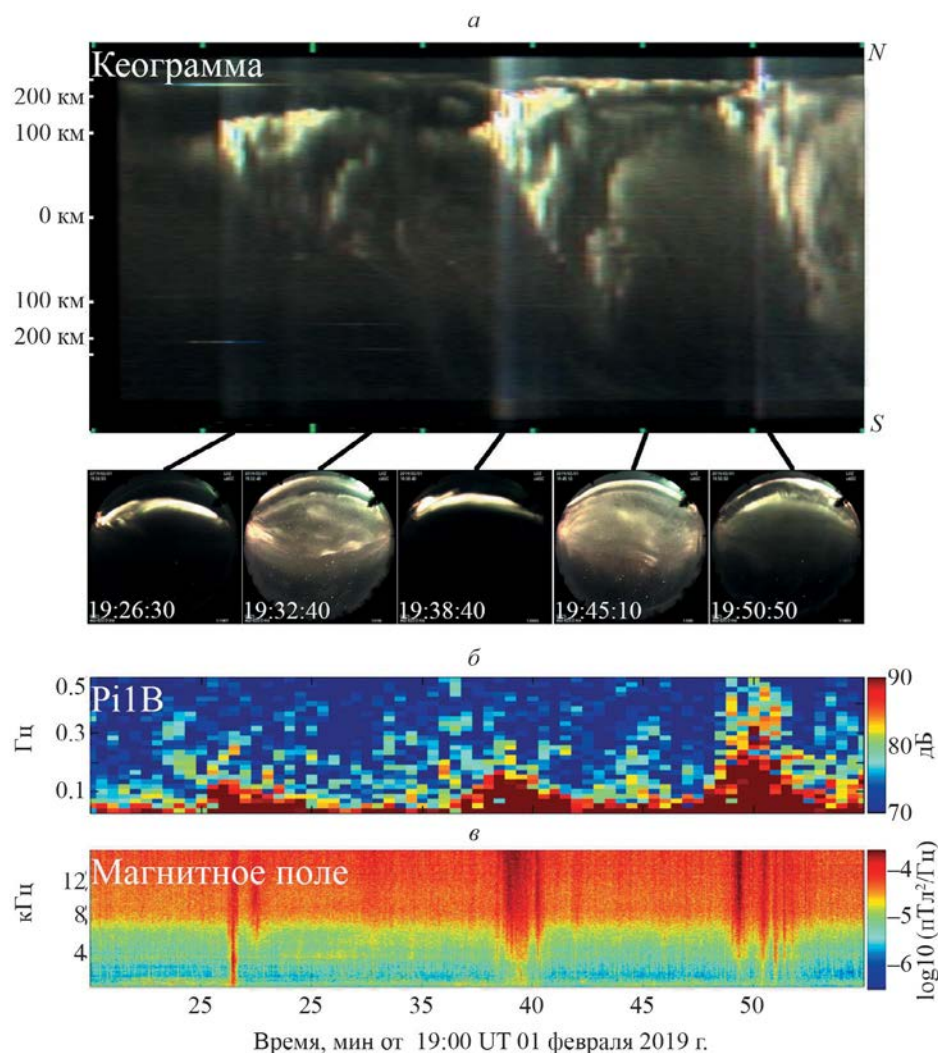


Рис. 2. Событие 1 февраля 2019 г. в 19:20—19:55 UT. Кеограмма полярных сияний по данным наблюдений в обсерватории “Ловозеро” и снимки all-sky камеры во время интервалов наблюдения всплесков аврорального хисса (19:26:30 UT, 19:38:40 UT и 19:50:50 UT) и в перерывах между их появлением (19:32:40 UT и 19:45:10 UT) (а), спектрограммы X -компоненты геомагнитного поля Pi1B-пульсаций в диапазоне 0.03—0.5 Гц (б) и горизонтальной компоненты магнитного поля ОНЧ в диапазоне 2—14 кГц (в).

Значения максимумов распределений индекса круговой поляризации первые 30 с наблюдений не менялись и были равны единице, означая приход ОНЧ-волн с правой круговой поляризацией. Затем поляризация регистрируемых ОНЧ-волн стала изменяться от правой круговой (+1) к линейной (+) и левой эллиптической (−0.5). Такие изменения свидетельствуют о положении центра засвеченной области сначала в окрестности точки наблюдений, а затем о ее удалении от этой точки. Наблюдаемые значения максимумов распределений азимутальных углов прихода показывают, что направление прихода ОНЧ-волн в точку наблюдений меняется в течение наблюдений. В начале всплеска аврорального хисса преобладало направление прихода с севера (азимут 0°), а к концу — с запада (-90°).

Наблюдаемые вариации поляризации магнитного поля и направления прихода показывают, что в начале всплеска область засветки находилась в окрестности обсерватории “Ловозеро”, а затем стала перемещаться в западном направлении. Это перемещение подтверждается результатами наблюдений хисса на станции “Каннуслехто”, расположенной к западу от обсерватории “Ловозеро” (данные не приведены). В этой точке также регистрируется всплеск аврорального хисса, но он заканчивается примерно на 30 с позже, чем в обсерватории “Ловозеро”.

Согласно данным all-sky камеры в обсерватории “Ловозеро” (рис. 3д) до возникновения хисса на севере существовала дуга полярных сияний, а в зените регистрировались лучистые сияния. Примерно в 19:11:20 UT, когда возникает хисс, яркость

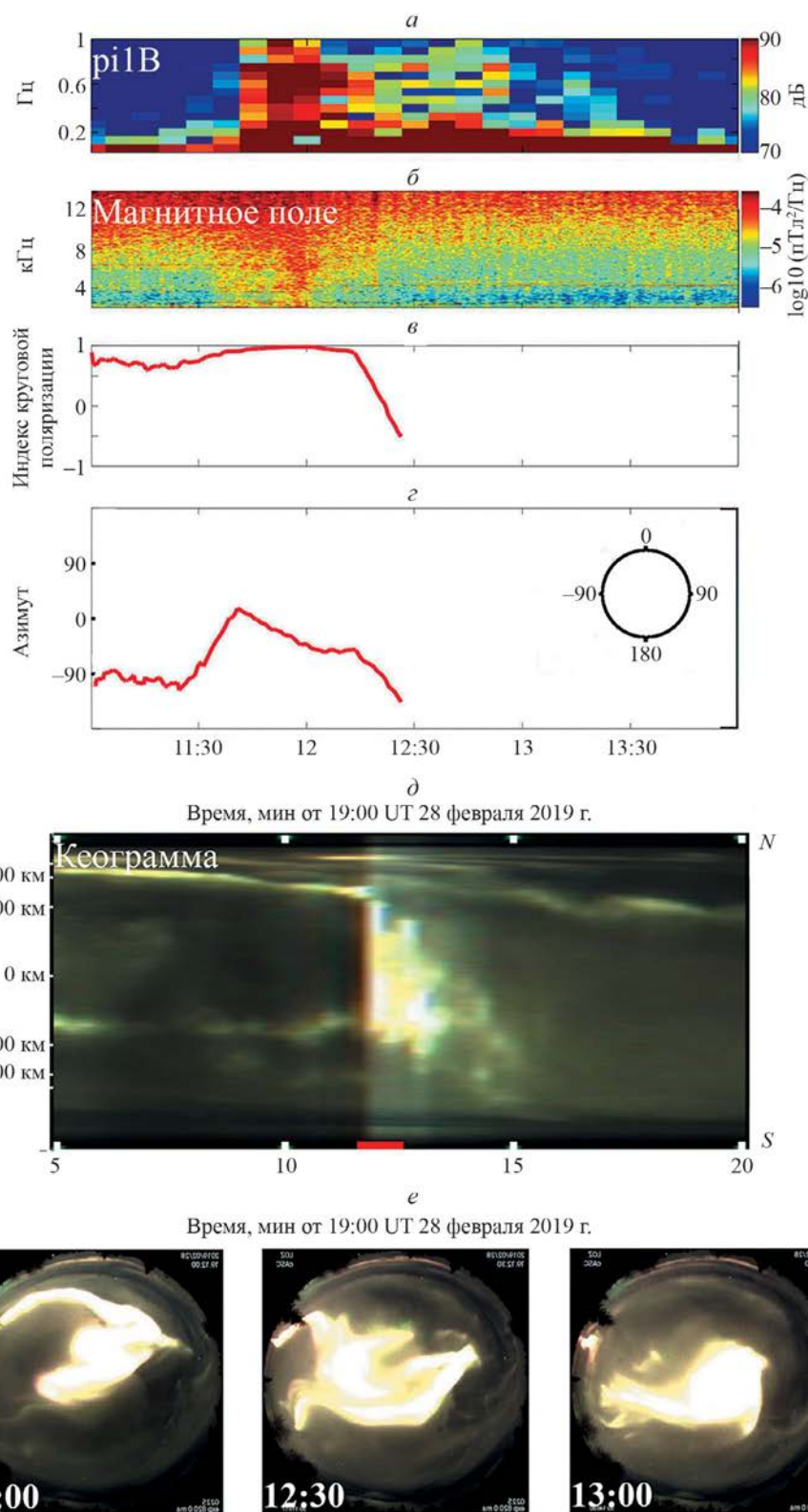


Рис. 3. Событие 28 февраля 2019 г. в 19:11–19:14 UT. Спектрограммы X -компоненты геомагнитного поля Pi1B -пульсаций в диапазоне 0.03–1 ГГц (а) и горизонтальной компоненты магнитного поля ОНЧ в диапазоне 2–14 кГц (б); максимумы распределений азимутального угла вектора, обратного вектору Пойнтинга, (в) и индекса круговой поляризации (г); кеограмма полярных сияний, построенная по данным наблюдений в обсерватории “Ловозеро” для интервала 19:05–19:20 UT, красная линия означает время наблюдения аврорального хисса (д); снимки all-sky камеры по данным наблюдений в обсерватории “Ловозеро” (е).

сияний начинает увеличиваться. К 19:12:00 UT появляется яркое пятно сложной формы, которое затем разделяется на два пятна (рис. 3е). Одно из этих пятен перемещается на запад, в то время как другое не меняет своего положения. Пятно находится на более высоких широтах, чем засвеченная область аврорального хисса, и перемещается одновременно с ней. По-видимому, генерация регистрируемого всплеска хисса происходила в потоке электронов, обуславливающих свечение именно этого пятна полярных сияний.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Нами выполнен анализ всплесков ОНЧ аврорального хисса, которые были зарегистрированы одновременно со всплесками геомагнитных пульсаций типа Pi1B (ниже 1 Гц). При наличии погодных условий для наблюдения полярных сияний во время всех рассмотренных событий одновременной регистрации всплесков хисса и геомагнитных пульсаций Pi1B all-sky камеры в обсерватории “Ловозеро” или (и) обсерватории “Верхнетиуломский” регистрировали полярные сияния. При этом происходило одновременное появление всплеска аврорального хисса и сияний или возникновение всплеска сопровождалось изменением характера сияний, в частности, их интенсификацией. Поскольку и авроральный хисс, и геомагнитные пульсации диапазона Pi1B ассоциируются с высыпаниями авроральных электронов, одновременная регистрация этих процессов позволяет предположить, что они могут быть связаны.

Стоит отметить, что обсуждаемые всплески имеют короткую длительность, а наблюдаемые быстрые изменения во времени распределений азимутального угла вектора, обратного вектору Пойнтинга, и поляризации магнитного поля хисса указывают на локальность области засветки [14]. Полученные результаты согласуются с результатами работы [8], согласно которым область выхода иррегулярных всплесков является локальной.

В схеме выхода хисса к земной поверхности ключевым фактором для его наземных наблюдений является наличие в ионосфере мелкомасштабных неоднородностей электронной концентрации, на которых происходит его рассеяние в конус выхода. Основой для возникновения таких неоднородностей могли стать потоки мягких (~ 1 кэВ) электронов, с которыми коррелируют всплески аврорального хисса [2].

Авторами [18] было показано, что структурированные потоки мягких электронов являются одним из основных источников возникновения крупномасштабных (десятки километров) неоднородностей в высокоширотной ионосфере. Однако рассеяние на неоднородностях такого масштаба не способно обеспечить попадание волновых нормалей

квазиэлектростатических волн, формирующих авроральный хисс, в конус выхода [19]. Многочисленные наблюдения показывают, например [18, 20], что крупномасштабные неоднородности могут становиться нестабильными и порождать неоднородности гораздо меньших масштабов — десятки и сотни метров. В высокоширотной ионосфере причиной такого “расщепления” является интенсификация продольных ионосферных токов. Так, в работах [18, 20, 21] показано, что основным источником неоднородностей F-области высокоширотной ионосферы в масштабе от десятков метров до нескольких километров являются токово-конвективная неустойчивость (current-convective instability) и дрейфовая неустойчивость (типа $\vec{E} \times \vec{B}$). Геомагнитные пульсации диапазона Pi1B ассоциируются с флуктуациями ионосферных продольных токов, обусловленных электронными высыпаниями [13]. Таким образом, появление Pi1B-пульсаций одновременно с всплесками аврорального хисса указывает на существование условий для возникновения мелкомасштабных неоднородностей и, соответственно, для выхода хисса к земной поверхности.

Связь между геомагнитными пульсациями Pi1B и наличием мелкомасштабных неоднородностей электронной концентрации была также обнаружена авторами [22] по данным наблюдений на антарктической станции “Южный Полюс” ($\Phi \sim 74.7^\circ$). Авторы показали временную, спектральную и пространственную связь между зарегистрированными Pi1B-пульсациями и фазовыми сцинтилляциями GPS-сигнала, наличие которых обусловлено прохождением этого сигнала через неоднородности в ионосфере с масштабами несколько сотен метров [23]. Авторы ассоциировали возникновение неоднородностей с активизацией ионосферных продольных токов, индикатором которой является возникновение Pi1B-пульсаций.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследованы всплески аврорального хисса, зарегистрированные в обсерватории “Ловозеро” одновременно со всплесками геомагнитных пульсаций диапазона Pi1B (ниже 1 Гц). На основе измерений азимутальных углов прихода и поляризации выделенных событий ОНЧ аврорального хисса проанализирована динамика положения области на земной поверхности, засвеченной этими излучениями. Выявленные особенности положения этой области были сопоставлены с положением сопровождающих хисс полярных сияний по данным наблюдений в обсерватории “Ловозеро” и расположенной в 150 км к северо-западу обсерватории “Верхнетиуломский”.

В рассмотренных случаях выявленная динамика положения центра засвеченной области отражает

динамику положения сопровождающих хисс сияний. Отмечены события одновременного появления аврорального хисса и авроральной дуги, а также перемещения авроральных форм и засвеченной области. Кроме того, обнаружены события увеличения яркости сияний во время регистрации хисса. При этом во всех рассмотренных случаях центр засвеченной области находится на меньших широтах, чем положение сияний, что может быть обусловлено особенностями распространения аврорального хисса к земной поверхности в отсутствие дактов электронной плотности.

Выявленная связь между динамикой положения области засветки аврорального хисса и авроральных форм, а также одновременное наблюдение хисса и P11В-пульсаций позволяет ассоциировать эти два процесса. Возможен следующий механизм связи. Высыпания мягких электронов, которые генерируют авроральный хисс, обуславливают возникновение в авроральной ионосфере неоднородностей электронной концентрации с масштабами > 10 км. В результате развития токово-конвективной неустойчивости и (или) дрейфовой неустойчивости (типа $\vec{E} \times \vec{B}$), обусловленных усилением продольных электрических токов, эти неоднородности становятся нестабильны и происходит их «расщепление» на неоднородности гораздо меньших масштабов (десятки и сотни метров). Наличие мелко-масштабных неоднородностей создает условия для выхода аврорального хисса к земной поверхности.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Sazhin S.S., Bullough K., Hayakawa M.* // Planet Space Sci. 1993. V. 41. No. 2. P. 153.
2. *Hoffman R.A., Laaspere T.* // J. Geophys. Res. 1972. V. 77. No. 4. P. 640.
3. *Bell T.F., Ngo H.D.* // J. Geophys. Res. 1988. V. 93. No. A4. P. 2599.
4. *Kimura I.* // Radio Sci. 1966. V. 1. No. 3. P. 269.
5. *Sonwalkar V.S., Harikumar J.* // J. Geophys. Res. 2000. V. 105(A8). P. 18867.
6. *Gurnett D.A.* // J. Geophys. Res. 1966. V. 71. No. 23. P. 5599.
7. *Клейменова Н.Г., Маннинен Ю., Громова Л.И. и др.* // Геомагн. и аэронаом. 2019. Т. 59. № 3. С. 291; *Kleimenova N.G., Manninen J., Gromova L.I. et al.* // Geomagn. Aeronomy. 2019. V. 59. No. 3. P. 272.
8. *Makita K.* // Mem. Nat. Inst. Polar Res. Ser. A. 1979. V. 16. P. 1.
9. *LaBelle J., Treumann R.* // Space Sci. Rev. 2002. V. 101. No. 3. P. 295.
10. *Manninen J., Kleimenova N., Kozlovsky A. et al.* // J. Geophys. Res. 2020. V. 47. No. 6. Art. No. E2019GL086285.
11. *Heacock R.R.* // J. Geophys. Res. 1967. V. 72. No. 15. P. 3905.
12. *Troitskaya V.A.* // J. Geophys. Res. 1961. V. 66. No. 1. P. 5.
13. *Wilhelm K., Munch J.W., Kremser G.* // J. Geophys. Res. 1977. V. 82. No. 19. P. 2705.
14. *Никитенко А.С., Маннинен Ю., Федоренко Ю.В. и др.* // Геомагн. и аэронаом. 2022. Т. 62. № 3. С. 336; *Nikitenko A.S., Manninen J., Fedorenko Yu.V. et al.* // Geomagn. Aeronomy. 2022. V. 62. No. 3. P. 209.
15. *Лебедь О.М., Федоренко Ю.В., Маннинен Ю. и др.* // Геомагн. и аэронаом. 2019. Т. 59. № 5. С. 618; *Lebed O.M., Fedorenko Yu.V., Manninen J. et al.* // Geomagn. Aeronomy. 2019. V. 59. No. 5. P. 577.
16. *Никитенко А.С., Лебедь О.М., Федоренко Ю.В. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 3. С. 398; *Nikitenko A.S., Lebed O.M., Fedorenko Yu.V. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 3. P. 287.
17. *Рытов С.М.* Введение в статистическую радиофизику. М.: Наука, 1976.
18. *Kelley M.C., Vickrey J.F., Carlson C.W. et al.* // J. Geophys. Res. 1982. V. 87. No. A6. P. 4469.
19. *Kuzichev I.V.* // J. Geophys. Res. 2012. V. 117. No. A6. Art. No. A06325.
20. *Tsunoda R.T.* // Rev. Geophys. 1988. V. 26. No. 4. P. 719.
21. *Vickrey J.F., Rino C.L., Potemra T.A.* // Geophys. Res. Lett. 1980. V. 7. No. 10. P. 789.
22. *Kim C.R., Clauer K., Deshpande M.R. et al.* // J. Atmos. Solar. Terr. Phys. 2014. V. 114. P. 1.
23. *Kintner P.M., Ledvina B.M., de Paula E.R.* // Space Weather. 2007. V. 5. No. 9. Art. No. S09003.

Simultaneous observations of very low frequency auroral hiss, aurora, and irregular geomagnetic pulsations at the Lovozero observatory

A. S. Nikitenko^{1, *}, Yu. V. Fedorenko¹, N. G. Kleimenova²

¹Polar Geophysical Institute, Apatity, 184209 Russia

²Schmidt Institute of Physics of Earth of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 123242 Russia

**e-mail: alex.nikitenko91@gmail.com*

We presented the results of the analysis of the auroral hiss bursts and geomagnetic pulsations recorded at the Lovozero Observatory. The dynamics of the location of the region on the Earth's surface, illuminated by the auroral hiss, is compared with the dynamics of the aurora accompanying the occurrence of the hiss. We found events when hiss bursts and pulsations occur simultaneously with the appearance of aurora or with an increase in their brightness. Based on the analysis, we proposed a mechanism of possible connection between the observed phenomena.

Keywords: auroral hiss, geomagnetic pulsations, aurora

УДК 537.877+537.871.52

ВЛИЯНИЕ АВРОРАЛЬНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ НА РАСПРОСТРАНЕНИЕ СИГНАЛОВ СВЕРХДЛИННОВОЛНОВЫХ ПЕРЕДАТЧИКОВ РАДИОНАВИГАЦИОННОЙ СИСТЕМЫ РСДН-20

© 2024 г. А. В. Ларченко^{1, *}, А. С. Никитенко¹, О. М. Лебедь¹, С. В. Пильгаев¹,
Ю. В. Федоренко¹

¹Федеральное государственное бюджетное научное учреждение “Полярный геофизический институт”,
Апатиты, Россия

*E-mail: alexey.larchenko@gmail.com

Поступила в редакцию 24.08.2023

После доработки 13.11.2023

Принята к публикации 30.11.2023

Представлены результаты анализа сигналов СДВ-передатчиков радионавигационной системы РСДН-20, зарегистрированных в обсерваториях “Ловозеро”, “Верхнетуломский” (обе на Кольском полуострове) и “Баренцбург” (архипелаг Шпицберген). Обнаружены события нетипичного уменьшения амплитуды горизонтального магнитного поля этих сигналов в ночное время, которое происходило на фоне суббури при значениях AL-индекса от –500 нТл и ниже. Рассмотрены случаи, когда во время суббури были доступны оптические наблюдения, по данным которых регистрировались авроральные высыпания. Обнаруженный эффект может быть связан с локальными изменениями профиля электронной концентрации нижней ионосферы, вызванными высыпаниями заряженных частиц во время суббури.

DOI: 10.31857/S0367676524030093, EDN: QMLAEF

ВВЕДЕНИЕ

Проблема диагностики нижней ионосферы в высоких широтах является актуальной и в настоящее время. Прямые измерения концентрации электронов невозможны, поскольку характерные высоты этой области (70–95 км) слишком высоки для аэростатов и слишком низки для большинства спутников. Использование ионозондов также не позволяет надежно измерять концентрацию электронов нижней ионосферы ввиду ее малых значений. К основным радиофизическим методам мониторинга высокоширотной нижней ионосферы относятся методы кросс-модуляции, частичных отражений и некогерентного рассеяния радиоволн [1, 2].

Для оценки вариаций электронной концентрации нижней ионосферы широко используются данные наземной регистрации сигналов передатчиков, работающих на сверхдлинных волнах (СДВ) [3–5]. Волны данного частотного диапазона хорошо распространяются в волноводе Земля–ионосфера, затухая в среднем всего на 2–3 дБ на 1000 км [1, 6]. При этом амплитуда и фаза радиосигналов СДВ-диапазона чувствительны к изменениям электропроводности нижней ионосферы [7, 8]. Это имеет особое значение в высоких широтах, особенно при изучении внезапных ионосферных возмущений, которые связаны с мгновенным

выходом потока рентгеновского излучения от солнечных вспышек и гамма-всплесков, а также при вторжении в ионосферу высокоэнергичных протонов. Также известно, что сильные геомагнитные возмущения и суббури вызывают большие и глобальные возмущения в ионосфере, которые могут существенно повлиять на распространение СДВ-сигналов в области D ионосферы. Этот факт дает возможность использовать результаты их регистрации для оценки профиля электронной концентрации и обнаружения неоднородностей нижней ионосферы.

Наряду с регистрацией СДВ-сигналов передатчиков широко используются риометры, которые также позволяют диагностировать активность электромагнитного излучения и потоков энергичных протонов от Солнца. Следует отметить, что область высот ионосферы, существенная для распространения СДВ, как правило, лежит немного ниже области, вносящей максимум поглощения космического радишума [3]. Поэтому для более точной оценки профиля электронной концентрации нижней ионосферы измерения СДВ дополняют измерениями значений риометрического поглощения и, таким образом, способствуют увеличению информативности наблюдений.

Наиболее существенное влияние на распространение сигналов СДВ-диапазона в высоких широтах оказывают возмущения типа поглощения в полярной шапке (ППШ) и аврорального поглощения, во время которых может значительно ослабляться или даже полностью пропадать сигнал от СДВ-передатчиков, проходящий через область возмущений [3, 9]. Большинство результатов по исследованиям СДВ-волн были получены при регистрации сигналов радионавигационной системы Omega. Однако в 1997 г. она прекратила свою работу. Альтернативой системе Omega является российская система РСДН-20, передатчики которой продолжают работать и в настоящее время. В данной работе мы исследуем влияние суббуревой активности на амплитуду сигналов системы РСДН-20.

ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Система РСДН-20 включает в себя четыре СДВ-передатчика, расположенных в Краснодаре (KRS), Новосибирске (NOV), Комсомольске-на-Амуре (КНА) и Ревде. Однако последний используется довольно редко. Особенностью передатчиков является генерация последовательностей монохроматических сигналов без какой-либо модуляции, что значительно упрощает обработку данных измерений. В основном генерация происходит на трех частотах: 11.904, 12.648, 14.880 кГц. В данной работе мы ограничимся рассмотрением только одной частоты — 11.904 кГц.

Регистрация компонент электромагнитного поля передатчиков велась на сети высокоширотных станций Полярного геофизического института. Две точки наблюдения расположены на Кольском полуострове в обсерватории “Ловозеро” (LOZ) и на радиофизическом полигоне “Верхнетуломский” (TUL). Третья точка расположена на научной станции Баренцбург (BAB), архипелаг Шпицберген. Одновременная регистрация трех компонент электромагнитного поля (двух горизонтальных магнитных и вертикальной электрической) в широком диапазоне частот (от 300 Гц до 15 кГц) в точках наблюдения велась с помощью разработанного в ПГИ ОНЧ-приемника [10]. Калибровка измерительных каналов каждого из используемых ОНЧ-приемников была выполнена с помощью устройства и методики, описанных в [11].

Ориентация антенн приемников соответствует системе координат с осью X , направленной на север, осью Y , направленной на восток, и осью Z — вниз. При обработке данных измерений мы перешли в систему координат, связанную с трассой передатчик-приемник, путем поворота системы координат приемника на величину угла азимута на передатчик. Таким образом осуществляется переход к радиальной (r) и тангенциальной (t) компонентам поля.

В данной работе мы ограничимся рассмотрением только компонент магнитного поля.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

Регулярная регистрация сигналов передатчиков системы РСДН-20 на высокоширотной сети станций ПГИ ведется с 2012 г. по настоящее время. В результате анализа данных регистрации было выявлено множество случаев ослабления амплитуд компонент магнитного поля в периоды геомагнитной активности. Для примера рассмотрим случаи, произошедшие в 2017 г.

Случай 1

На рис. 1 приведены амплитуды радиальной и тангенциальной компонент магнитного поля передатчиков KRS, NOV и КНА, зарегистрированные в LOZ в марте 2017 г. Затемнением показано время ночи для середин радиотрасс. На панелях ниже приведены индексы геомагнитной активности: SYM-H и Кр (рис. 1а), AE и AL (рис. 1б).

Из рис. 1 видно, что в компонентах поля всех рассматриваемых передатчиков наблюдается точный ход. Тангенциальная компонента поля во всех случаях преобладает, что говорит о распространении преимущественно на поперечной магнитной моде (TM). У TM-волны вектор напряженности магнитного поля лежит поперек плоскости падения. Величина амплитуды в ночное время значительно превышает ее дневные значения. Однако в периоды возрастания геомагнитной активности (на рис. 1 этот участок отмечен вертикальными сплошными линиями) для передатчика KRS наблюдается снижение амплитуды поля вплоть до величины дневных значений. В эти периоды значения индекса SYM-H достигают -40 нТл, Кр — до 5, AL — до -1000 нТл. Менее выражен эффект ослабления амплитуд в ночное время для передатчика КНА (рис. 1в). Для передатчика NOV в это же время наблюдается скорее обратная ситуация: здесь величина компоненты B_t как в ночные часы, так и в дневные увеличивается относительно значений в спокойных условиях. Отметим, что исходя из сравнительно небольших значений SYM-H-индекса такое событие является суббурей, развивающейся вне магнитной бури.

На рис. 2 приведены амплитуды компонент поля передатчиков, зарегистрированные в этот же период в BAB. Как видно из рисунка, эффект, наблюдаемый в амплитудах в период геомагнитной активности, отличается от наблюдений в LOZ. Здесь наибольшее снижение ночных амплитуд наблюдается в компонентах передатчика NOV. Однако в то же время увеличиваются и дневные значения. Относительно наблюдений в LOZ в BAB значительно слабее выражено снижение амплитуд сигналов передатчика KRS.

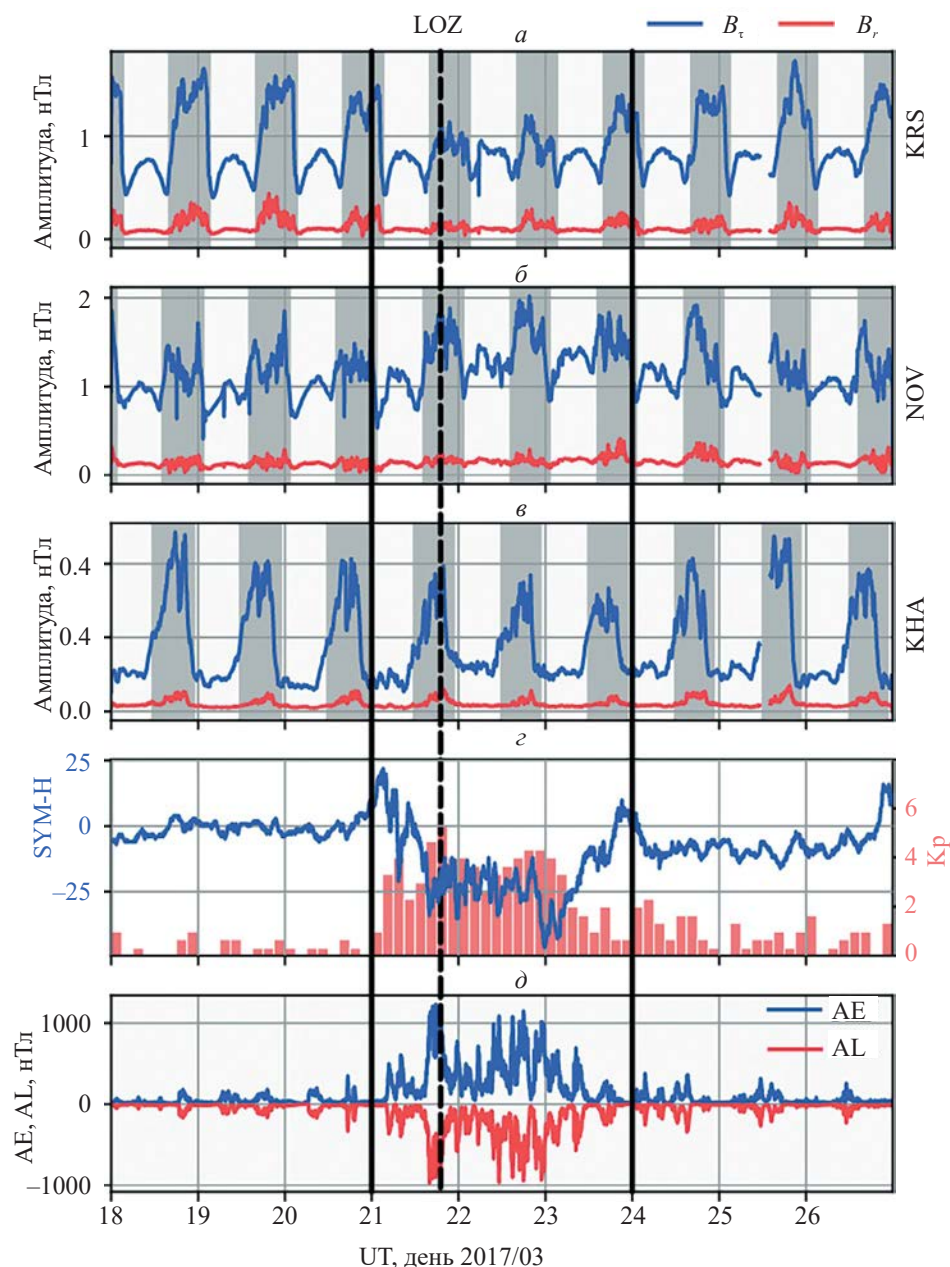


Рис. 1. Случай 1: радиальная (красная линия) и тангенциальная (синяя) компоненты магнитного поля передатчиков KRS (а), NOV (б), KHA (в), зарегистрированные в LOZ, и индексы геомагнитной активности: (г) SYM-H (синяя линия) и Kp (красные столбцы), (д) индексы AE (синяя линия) и AL (красная).

Погодные условия в LOZ позволили вести и оптические наблюдения. В период с 21 по 23 марта по данным камеры всего неба обсерватории “Ловозеро” в ночные часы наблюдались интенсивные сияния. Область локализации диффузных и дискретных форм сияний чаще располагалась в зените или южнее точки наблюдения. Наиболее интенсивные сияния наблюдались с 18:00 UT 21 марта по 01:00 UT 22 марта, с 22:00 UT 22 марта по 01:00 UT 23 марта.

По данным сети риометров геофизической обсерватории “Соданкюля” (SGO) [12], в наиболее

близкой по геомагнитной широте к LOZ точке наблюдения в SGO в период с 22:00 UT 21 марта по 06:00 UT 23 марта регистрировались всплески риометрического поглощения, достигавшие величины 3.5 дБ.

Случай 2

Случай 2 от 07.09.2017 интересен тем, что в этот период было зарегистрировано солнечное протонное событие, вызвавшее увеличение счета наземных нейтронных мониторов. События такого рода

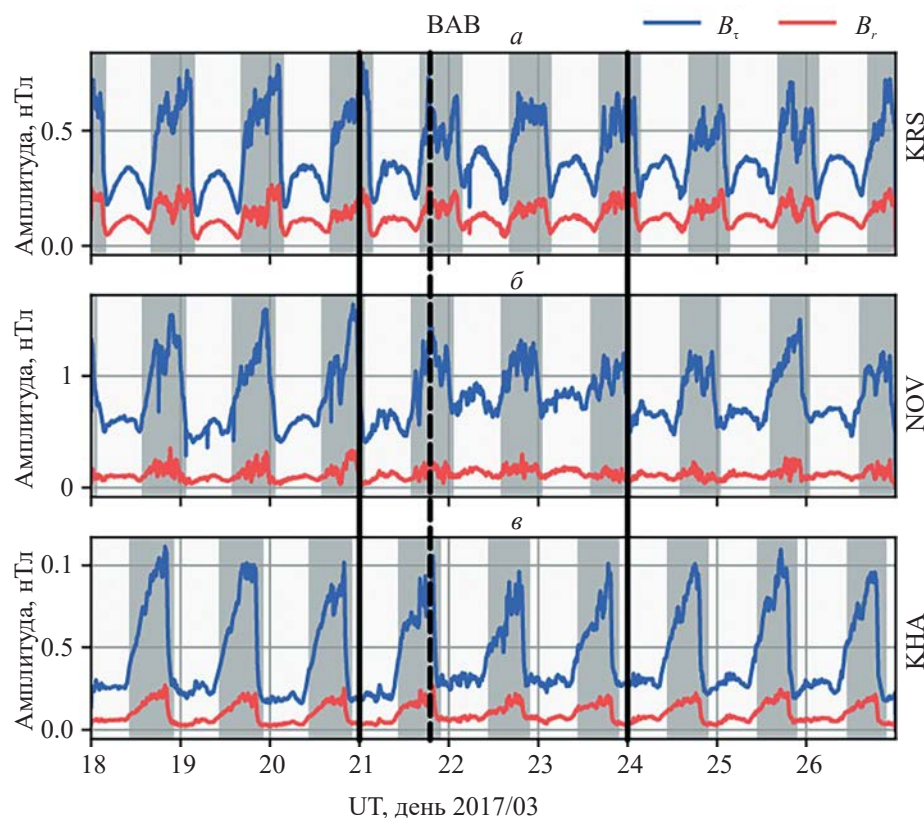


Рис. 2. Случай 1: радиальная (красная линия) и тангенциальная (синяя) компоненты магнитного поля передатчиков KRS (а), NOV (б), KHA (в), зарегистрированные в BAB.

носят название GLE (ground level enhancement) [13]. В данном случае 10 сентября 2017 г. произошло событие GLE72 со сравнительно небольшим увеличением счета нейтронных мониторов до 6% [14]. По данным спутника GOES15 [15] были зарегистрированы две волны протонных высыпаний: первая с энергиями до 120 МэВ произошла с 5 по 9 сентября, вторая с энергиями более 435 МэВ (GLE72) — с 10 сентября около 12 UT по 15 сентября. Событие GLE72 началось в 15:35 UT, а его максимум был достигнут в 16:06 UT.

На рис. 3 приведены амплитуды компонент поля СДВ-передатчиков, зарегистрированные в LOZ, и геомагнитные индексы в период с 1 по 14 марта 2017 г. Вертикальными сплошными линиями выделен участок повышенной геомагнитной активности. Индекс K_p в это время достигал значений более 8, $SYM-H < -140$ нТл, $AL < -2000$ нТл. Время максимума события GLE72 обозначено на рис. 3 вертикальной штриховой линией.

Из рисунка видно, что до момента сильных геомагнитных возмущений в тангенциальных компонентах поля всех трех передатчиков наблюдается хорошо выраженный суточный ход. Амплитуды компонент в ночное время значительно выше дневных значений. В период же высокой геомагнитной

активности, так же как и в предыдущем случае, наблюдается снижение амплитуд в ночное время до дневных значений. Особенно это выражено в амплитудах передатчиков KRS и NOV. В дневное время амплитуды компонент поля также немного уменьшились относительно невозмущенного периода.

Отметим, что дневные значения амплитуды передатчика KHA становятся явно ниже после времени наступления максимума события GLE72 (см. рис. 3, штриховая линия), в то время как влияние возмущений на амплитуды в ночное время здесь было выражено менее всего.

К сожалению, работа СДВ-передатчиков прекратилась 11 марта около 12 UT, что не позволило наблюдать динамику поведения амплитуд компонент поля передатчиков после протонных высыпаний.

В TUL амплитуды компонент поля передатчиков в данный период ведут себя практически аналогично наблюдаемым в LOZ. Этот факт исключает вероятность ошибки сбора и обработки данных измерений. Единственное отличие заключается в том, что в период повышенной геомагнитной активности амплитуда сигнала передатчика KRS ночью снизилась несколько меньше, чем это было в LOZ.

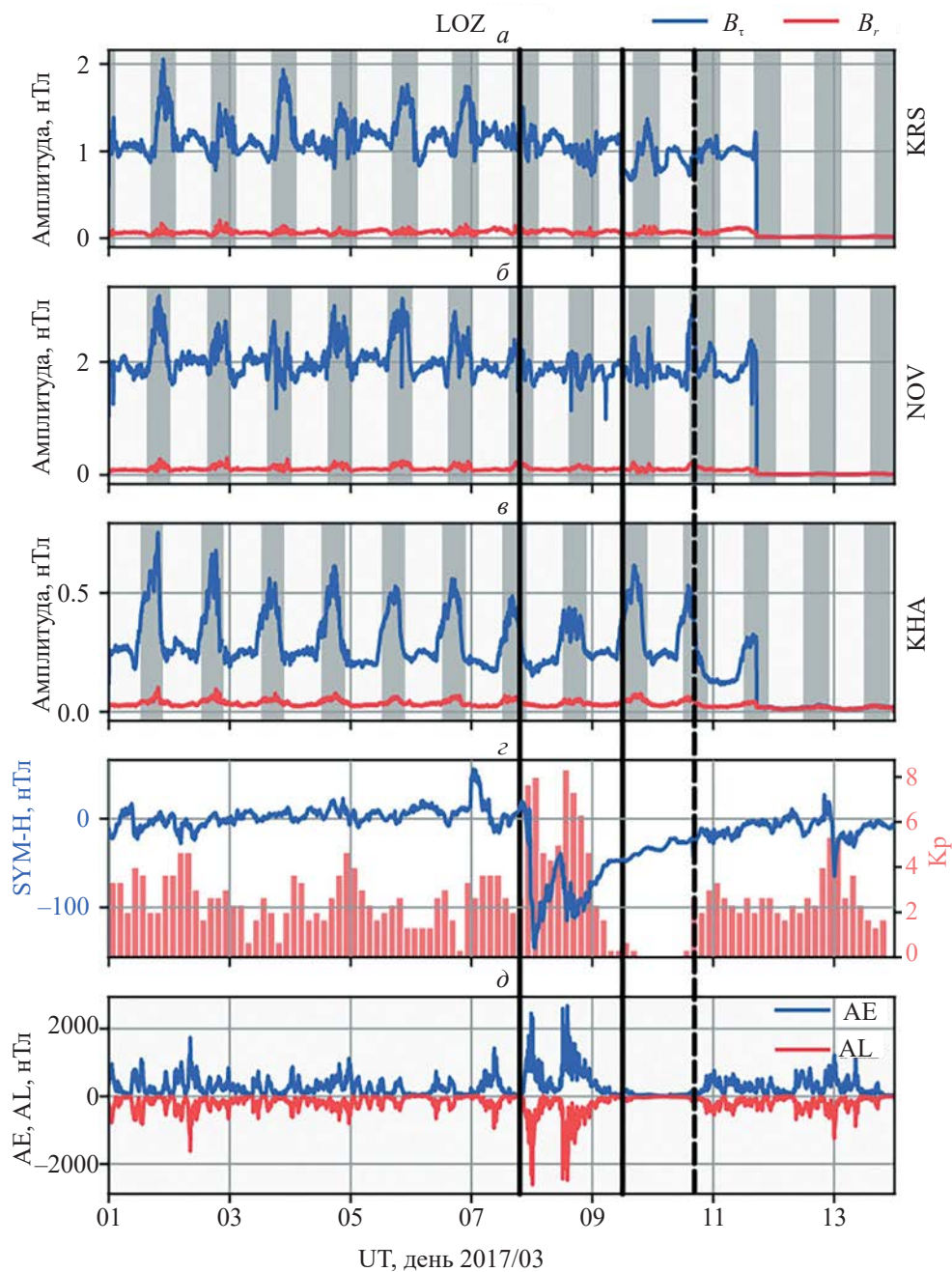


Рис. 3. Случай 2: радиальная (красная линия) и тангенциальная (синяя) компоненты магнитного поля передатчиков KRS (а), NOV (б), KHA (в), зарегистрированные в LOZ, и индексы геомагнитной активности: (г) SYM-H (синяя линия) и Kp (красные столбцы), (д) AE (синяя линия) и AL (красная) индексы.

Случай 3

На рис. 4 приведены амплитуды компонент поля передатчиков, зарегистрированные в LOZ и ВAB в период с 25 февраля по 14 марта 2017 г. Здесь в период резкого возрастания геомагнитной активности (SYM-H < -50 нТл, AL до -1000 нТл), начавшийся 1 февраля 2017 г., в LOZ регистрируется резкое снижение ночных амплитуд сигнала передатчика KRS вплоть до уровня дневных

значений. При этом на уровне сигналов остальных передатчиков данный всплеск геомагнитной активности практически никак не отразился. Несколько иная ситуация наблюдалась на станции ВAB. Здесь в амплитудах сигналов всех трех передатчиков эффекта влияния геомагнитной активности не наблюдалось вовсе.

Важно отметить, что радиотрассы KRS—LOZ и KRS—ВAB проходят достаточно близко друг

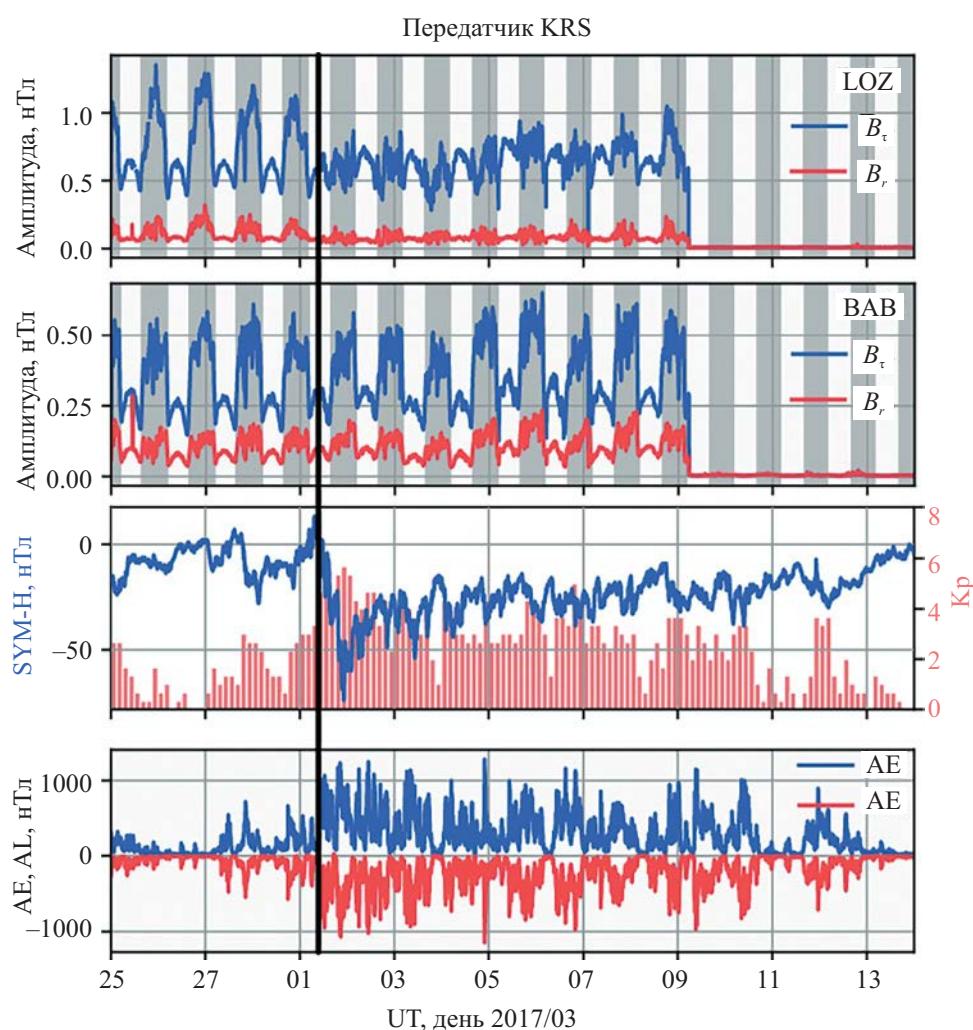


Рис. 4. Случай 3: амплитуды компонент поля передатчика KRS, зарегистрированные в LOZ и BAB в период с 25 февраля по 14 марта 2017 г. и индексы геомагнитной активности.

к другу. В авроральных широтах расстояние между трассами по долготе не превышает 200–300 км и точка LOZ расположена практически на трассе KRS–BAB. Однако поведение амплитуды СДВ-сигнала в BAB передатчика KRS в период геомагнитной активности не изменилось. В сигналах передатчиков NOV и КНА, зарегистрированных как на станции LOZ, так в BAB, эффектов влияния геомагнитной активности не наблюдалось.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Только в одном из всех рассмотренных случаев геомагнитная активность сопровождалась протонными высыпаниями. В остальных же случаях, как в приведенных в предыдущем разделе, так и в не включенных в рассмотрение в данной работе, изменения в поведении амплитуд сигналов передатчиков происходили только в случаях суббулевой активности. В связи с этим можно заключить, что

суббури оказывают влияние на амплитуды регистрируемых СДВ-сигналов в высоких широтах. Это вероятно происходит из-за изменений профиля электронной концентрации в высокоширотной части радиотрасс, вызванных электронными высыпаниями.

Для проверки данной гипотезы мы привлекли модель овала полярных сияний, построенную по данным эмпирической модели авроральных электронных высыпаний [16, 17] для случаев авроральной активности, наблюдаемых в эксперименте. В качестве примера рассмотрим случай суббулевой активности 21–24 марта 2017 г. (см. рис. 1, интервал отмечен вертикальными сплошными линиями). Для иллюстрации положения овала полярных сияний был выбран момент времени, отмеченный на рис. 1 штриховой линией (19:00 UT). В данное время по данным камеры всего неба обсерватории “Ловозеро” область высыпаний располагалась над точкой наблюдения и закрывала

все поле зрения (рис. 5а). Индексы геомагнитной активности, использованные в качестве входных параметров модели в этот момент времени, составляли: $AL = -827$ нТл, $SUM-H = -18$. На рис. 5б приведено положение овала полярных сияний, полученное по данным модели высыпаний относительно трасс распространения сигналов передатчиков. Синим отмечена зона дискретных высыпаний, зеленым — зона диффузных. Сплошной черной линией и затемнением показаны положение солнечного терминатора и ночной сектор соответственно.

Как видно из рис. 5б, все трассы расположены на ночной стороне, а область высыпаний полностью закрывает LOZ, последнее хорошо согласуется с данными оптических наблюдений в LOZ (см. рис. 5а). По данным камеры всего неба, область высыпаний занимает практически все поле ее зрения. Этот факт говорит о том, что область высыпаний простирается во всех направлениях более чем на 600 км от станции LOZ. По данным модели (см. рис. 5б), трассы NOV—LOZ и NOV—BAB перекрыты овалом полярных сияний практически полностью. Трассы от передатчиков KHA и KRS перекрыты частично.

При рассмотрении динамики положения овала относительно трасс распространения сигналов передатчиков в период высокой геомагнитной активности с 21 по 24 марта 2017 г. (см. рис. 1 и 2) общая картина остается прежней. Овал полярных сияний по большей части перекрывает трассы NOV—LOZ и NOV—BAB, чуть в меньшей степени — KHA—LOZ и KHA—BAB и менее всего — трассы KRS—LOZ и KRS—BAB. При этом важно отметить, что средние значения энергий высыпающихся электронов по данным модели при заданных входных

параметрах не превышали величины 8 кэВ. Такие значения энергий высыпающихся электронов незначительно ниже верхнего допустимого уровня модели [16, 17] 10 кэВ.

В эксперименте же наибольшее влияние геомагнитной активности на амплитуды СДВ-сигналов обнаруживается для трасс KRS—LOZ и NOV—BAB (см. рис. 1 и 2), что не согласуется с относительной величиной перекрытия трасс овалом полярных сияний, рассчитанной по модели. К тому же, судя по расчетам из [18], полученная в модели величина энергий высыпающихся электронов является (до 10 кэВ) недостаточной для модификации профиля электронной концентрации ионосферы в области высот ионосферы, существенной для распространения СДВ < 90 км [3]. Из [18] следует, что электронные высыпания с энергиями 10 кэВ способны вызвать изменения профиля электронной концентрации на высотах от 95 км и выше. Существенный вклад в ионизацию области D на высотах около 80 км вносят потоки электронов с энергией более 30—40 кэВ. Однако близость полученных в модели значений энергий высыпающихся электронов к предельным для данной модели значениям говорит о возможности существования потоков более высокоэнергичных электронов. Таким образом, объяснить наблюдаемый эффект в амплитудах СДВ положением овала полярных сияний относительно трасс распространения не представляется возможным. Этот факт может быть объяснен как отличием среднестатистического предсказания положения области высыпаний от ее реального положения в рассмотренных случаях, так и сильным влиянием высыпаний высокоэнергичных электронов (> 10 кэВ), которые не учитываются моделью.

В последнем рассмотренном случае (см. рис. 4) наблюдается наиболее интересная ситуация. Здесь

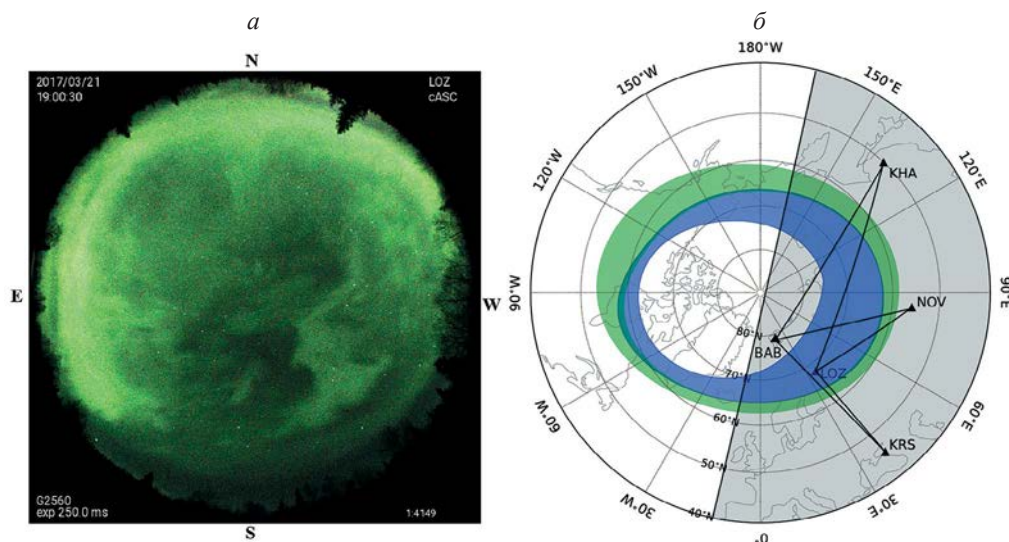


Рис. 5. Для 19:00 UT 21 марта 2017 г.: снимок камеры всего неба обсерватории “Ловозеро” (а) и положение овала полярных сияний относительно трасс распространения сигналов передатчиков, полученное по модели высыпаний (б).

ночные значения амплитуды СДВ-сигнала передатчика KRS в LOZ, которая расположена на радиотрассе KRS—BAB, во время всплеска геомагнитной активности уменьшились в несколько раз, в то время как амплитуда сигнала передатчика KRS в BAB не изменилась совсем.

Можно предположить, что значительные изменения амплитуд сигналов СДВ-передатчика KRS в LOZ в ночных условиях во время суббурь по сравнению с невозмущенным периодом вызваны тем, что в окрестностях LOZ расположена локальная область ослабления сигнала, вызванная интерференцией TM_0 - и TM_1 -нормальных волн. О существовании интерференции мод СДВ-волн, особенно сильно выраженной в ночных условиях, известно, например, из работ [3, 19]. К тому же в работе [3] говорится о том, что СДВ-поле в окрестности интерференционного минимума обладает максимальной чувствительностью к возмущениям нижней ионосферы.

Для проведения дальнейших исследований необходимо привлечение модели распространения СДВ в неоднородном волноводе Земля—ионосфера с пространственными масштабами неоднородностей, соответствующими размерам неоднородностей, вызванных дискретными и диффузными электронными высыпаниями.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате анализа компонент магнитного поля сигналов передатчиков радионавигационной системы РСДН-20 по данным наземных наблюдений в обсерваториях “Ловозеро”, “Верхнетиуломский” и “Баренцбург” показано, что часто во время повышения геомагнитной активности значение амплитуды тангенциальной к трассе компоненты магнитного поля в ночное время снижается до дневных значений. Такой эффект наблюдается для трасс Краснодар — “Ловозеро” и Краснодар — “Верхнетиуломский”.

Наблюдаемые вариации амплитуды могут быть результатом локальных изменений профиля проводимости ионосферы, возникающих в результате высыпаний электронов с энергиями более 30 кэВ во время суббури.

Связать величину относительного понижения амплитуд сигналов в ночное время в периоды суббурь с величиной перекрытия радиотрасс овалом полярных сияний затруднительно. Для интерпретации наблюдаемого эффекта необходимо привлечение модели распространения СДВ в неоднородном волноводе Земля—ионосфера.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 22-12-20017; <https://rscf.ru/project/22-12-20017/>; Ларченко А. В., Никитенко А. С., Лебедь О. М., Федоренко Ю. В.).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Hunsucker R.D., Hargreaves J.K.* The high-latitude ionosphere and its effects on radio propagation. Cambridge Atmospheric and Space Science Series. Cambridge University Press, 2003. 617 p.
2. *Ратклифф Дж.* Введение в физику ионосферы и магнитосферы. М.: Мир, 1975. 296 с.
3. *Белоглазов М.И., Ременец Г.Ф.* Распространение сверхдлинных радиоволн в высоких широтах. Л.: Наука, 1982. 240 с.
4. *Ременец Г.Ф., Белоглазов М.И.* // Изв. вузов. Радиофиз. 1985. Т. 28. № 12. С. 1491.
5. *Cummer S.A., Bell T. F., Inan U.S., Chenette D.L.* // JGR. 1997. V. 102. No. A4. P. 7477.
6. *Cummer S.A.* // IEEE Trans. Antennas Propag. 2000. No. 48. P. 1420.
7. *Wait J.R.* // IEEE Trans. Antennas Propag. 1991. No. 39. P. 1051.
8. *Barr R., Jones D.L., Rodger C.J.* // J. Atm. Sol.-Terr. Phys. 2000. No. 62. P. 1689.
9. *Westerlund S., Reder F.H., Abom C.* // Planet. Space Sci. 1969. V. 17. P. 1329.
10. *Пильгаев С.В., Ларченко А.В., Федоренко Ю.В. и др.* // ПТЭ. 2021. № 5. С. 115; *Pil'gaev S.V., Larchenko A.V., Fedorenko Y.V. et al.* // Instr. Exper. Tech. 2021. V. 64. No. 5. P. 744.
11. *Пильгаев С.В., Ларченко А.В., Филатов М.В. и др.* // ПТЭ. 2018. № 6. С. 49; *Pil'gaev S.V., Larchenko A.V., Filatov M.V. et al.* // Instr. Exper. Tech. 2018. V. 61. No. 6. P. 809.
12. www.sgo.fi/Data/Riometer/riometer.php.
13. *Meyer P., Parker E.N., Simpson J.A.* // Phys. Rev. 1956. V. 104. No. 3. P. 768.
14. *Perez-Peraza J.A., Márquez-Adame J.C., Caballero-Lopez R.A. et al.* // Adv. Space Res. 2020. V. 65. No. 1. P. 663.
15. <https://www.ncei.noaa.gov/archive>.
16. <http://apm.pgia.ru>.
17. *Vorobjev V.G., Yagodkina O.I., Katkalov Y.* // J. Atm. Sol.-Terr. Phys. 2013. V. 102. No. 9. P. 157.
18. *Kaepler S.R., Marshall R., Sanchez E.R. et al.* // Front. Astron. Space Sci. 2022. V. 9. Art. No. A1028042.
19. *Morfit D.G.* Effective electron density distributions describing VLF/ELF propagation data. Naval Ocean Systems Center Technical Report NOSC/TR 141. NTIS Accession No. ADA047508. National Technical Information Service Springfield, 1977. 86 p.

The effect of auroral disturbances on the propagation of very low frequency signals from the RSDN-20 radio navigation system

A. V. Larchenko^{1, *}, A. S. Nikitenko¹, O. M. Lebed¹, S. V. Pilgaev¹, Yu. V. Fedorenko¹

¹Polar Geophysical Institute, Apatity, 184209 Russia

**e-mail: alexey.larchenko@gmail.com*

We presented the results of the analysis of VLF signals of the RSDN-20 radio navigation system recorded at Lovozero, Verkhnetulomsky (both on the Kola Peninsula) and Barentsburg (Svalbard Archipelago) observatories. We found events of an unusual decrease in the amplitude of the horizontal magnetic field at night ionospheric conditions, which occurred during substorms with the AL index below -500 nT. The cases, when optical observations were available during the substorm according to which auroral precipitation were registered, are considered. The observed effect is probably associated with local fluctuations in the electron density profile of the lower ionosphere caused by auroral precipitations during a substorm.

УДК 550.386

РАЗМЕРНОСТЬ ХАУСДОРФА ТИПИЧНЫХ ХОРОВЫХ ОЧЕНЬ НИЗКОЧАСТОТНЫХ ИЗЛУЧЕНИЙ И ПРОВЕРКА МЕХАНИЗМА ИХ ВОЗБУЖДЕНИЯ

© 2024 г. П. А. Беспалов^{1, 2, *}, О. Н. Савина², Г. М. Нещеткин^{1, 2}

¹Федеральное государственное бюджетное научное учреждение “Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики имени А. В. Гапонова-Грехова Российской академии наук”, Нижний Новгород, Россия

²Нижегородский филиал федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования “Национальный исследовательский университет “Высшая школа экономики”,

Нижний Новгород, Россия

*E-mail: P.Bespalov@mail.ru

Поступила в редакцию 24.08.2023

После доработки 13.11.2023

Принята к публикации 30.11.2023

Выполнено количественное исследование некоторых вопросов хаотической динамики электромагнитных хоровых очень низкочастотных (ОНЧ) излучений в области их возбуждения вблизи локального минимума магнитного поля вне плазмосферы. Из огромного набора данных наблюдений, накопленных во время миссии космических аппаратов Van Allen Probe, были выбраны типичные примеры хоров, для которых доступны оцифрованные данные с высоким разрешением. Для вычисления размерности Хаусдорфа длинных числовых последовательностей использовалась разработанная авторами программа. Во всех случаях размерность оказалась нецелой, что свидетельствует о сложной динамике системы. При расчетах отмечены скачки размерности, в том числе ее уменьшение примерно вдвое для фрагмента всплеска хоров. Полученные результаты важны для подтверждения механизма возбуждения хоров посредством усиления коротких шумовых импульсов и для обоснования возможности автоматического отождествления электромагнитных излучений разных типов.

DOI: 10.31857/S0367676524030106, EDN: QMEEOD

ВВЕДЕНИЕ

Хорошо известно, что ОНЧ электромагнитные излучения с хоровой структурой динамического спектра возбуждаются за пределами плазмосферы вблизи локальных минимумов магнитного поля и отличаются спектральной формой, представляющей последовательность дискретных элементов с временным масштабом изменения в доли секунды (см., например, [1]). Как правило, динамические спектры хоровых излучений в области возбуждения расположены в двух полосах частот, разделенных линией, соответствующей половине гирочастоты электрона.

По современным представлениям в области возбуждения хоров физические процессы описывают дифференциальные уравнения движения заряженных частиц и уравнения Максвелла с заданными начальными и граничными условиями. Тогда в рамках простейшей разностной схемы по пространственным координатам задача сводится к многомерной системе нелинейных автономных дифференциальных уравнений первого порядка.

Последовательные состояния системы непрерывно переходят одно из другого, но это не гарантирует отсутствие хаоса. При оптимальном выборе переменных размерность системы дифференциальных уравнений можно понизить. Важным является вопрос о том, какое минимальное число независимых переменных достаточно для описания процессов возбуждения хоров и какие ограничения можно указать на систему уравнений в новых переменных. Ответ на этот вопрос можно получить с помощью хорошо развитых к настоящему времени методов расчета по экспериментальным временным рядам размерности динамической системы. Ниже приведены результаты расчета и анализа размерности Хаусдорфа данных высокого разрешения с космического аппарата в области возбуждения хоров.

В данной работе на основе опубликованных результатов наблюдений с космического аппарата Van Allen Probe [2] методами хаотической динамики проведен анализ размерности Хаусдорфа двух типичных примеров хоров со спектральными элементами преимущественно в верхней или в нижней полосе частот. Полученные результаты

использованы для подтверждения механизма возбуждения хоров посредством усиления коротких шумовых электромагнитных импульсов.

ТИПИЧНЫЕ ПРИМЕРЫ ХОРОВ

Для анализа процесса с высоким разрешением по времени использовались представленные на сайте [3] результаты измерения U-компоненты магнитного поля в ортонормированной UVW-системе координат, связанной с космическим аппаратом. Высокое разрешение обеспечивали измерительные приборы комплекса EMFISIS, которые проводили около 35 тыс. измерений в секунду [2]. На средних панелях рис. 1 и 2 показаны динамические спектры электромагнитных излучений. В обоих случаях на средних панелях слева показаны динамические спектры с низким, а справа с высоким разрешением по времени. На рис. 1 на средней панели справа представлен динамический спектр высокого разрешения типичных хоров, наблюдавшихся преимущественно в верхней полосе частот, на рис. 2 — в нижней полосе частот. Графики изменения величины половины локальной гирочастоты электрона, показанные белой линией, соответствуют возбуждению хоров вблизи локального минимума магнитного поля, около которого аппарат находился несколько часов при периоде орбитального движения около 9 ч.

РАСЧЕТ РАЗМЕРНОСТИ ХАУСДОРФА

Согласно общей теории [4, 5] для экспериментального определения размерности Хаусдорфа достаточно проанализировать зависимость от времени одной из переменных, участвующих в сложном процессе. Процесс, пригодный для анализа, характеризуется гладкой, дифференцируемой и неповторяющейся зависимостью от времени. Данные высокого разрешения о B_U -компоненте магнитного поля с космического аппарата Van Allen Probe A с периодической оцифровкой и высокой частотой дискретизации позволяют подобрать оптимальный материал для анализа.

Для определения размерности Хаусдорфа необходимо реконструировать фазовое пространство рассматриваемой системы. Вводится в рассмотрение m -мерное Евклидово пространство, размерность которого

$$m > 2 [\dim] + 1, \quad (1)$$

где $[\dim]$ — целая часть ожидаемой размерности Хаусдорфа. Используя последовательные, регулярно разнесенные во времени измерения U-компоненты магнитного поля $B_U^1, B_U^2, B_U^3, \dots$, мы формируем все возможные векторы следующего вида:

$u^i = [B_U^i, B_U^i, \dots, B_U^{i+m-1}]$. Пусть общее число таких векторов — N , в рассмотренных случаях это число достигало миллиона. Для вычисления размерности необходимо вычислить число точек в реконструированном пространстве, расстояние между которыми не превышает r . Эта величина определяет так называемую корреляционную сумму, которая записывается в следующем виде:

$$C(m, r) = \frac{1}{N(N-1)} \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N (1 - \delta_{ij}) H(r - |u^i - u^j|), \quad (2)$$

где $\delta_{ij} = \begin{cases} 0, i \neq j \\ 1, i = j \end{cases}$, $H(\xi) = \frac{1}{2}(1 + \operatorname{sgn}(\xi))$, $|u^i - u^j| = \sqrt{\sum_{k=1}^m (u_k^i - u_k^j)^2}$ — норма Евклида.

После этого для определения размерности выбранных хоров мы строим зависимости $|\log(C(m, r))|$ от $|\log(r)|$ для r от 0.999 до 0.001 с шагом (-0.001) при фиксированных m (см. рис. 1 и 2). Мы выбираем такое большое значение m , при дальнейшем увеличении которого угол наклона кривой в области роста, близкого к линейному, практически не изменяется, т.е. стабилизируется. Тангенс угла наклона в области линейного роста дает оценку размерности. Во всех случаях стабилизация угла наклона была заведомо достигнута при $m = 1000$. Отметим, что универсальный диапазон изменения r всегда можно обеспечить, учитывая, что размерность не изменится, если все значения магнитного поля умножить на фиксированное число. Для выполнения громоздких расчетов с длинными числовыми последовательностями, типичными для процедуры Грассбергера—Прокачиа [6], за разумное время потребовалась специальная программа. Разработанная авторами программа расчета размерности Хаусдорфа реализует вычисление необходимых корреляционных сумм. Для оптимизации вычисления корреляционных сумм расчеты в реконструированных пространствах разной размерности (с разными m) выполнялись параллельно. Дополнительное сокращение времени счета дало исключение повторяющихся вычислений. Программа была протестирована на числовых последовательностях аттрактора Эно [7] с известной размерностью Хаусдорфа. Вычисленная размерность совпадает с известной с точностью до двух знаков после запятой.

На верхних панелях рис. 1 и рис. 2 показаны результаты расчетов размерностей на всем временном интервале, которые оказались равными $\dim = 4.4$ и $\dim = 4.5$. Поскольку в работе использовались данные с высоким временным разрешением,

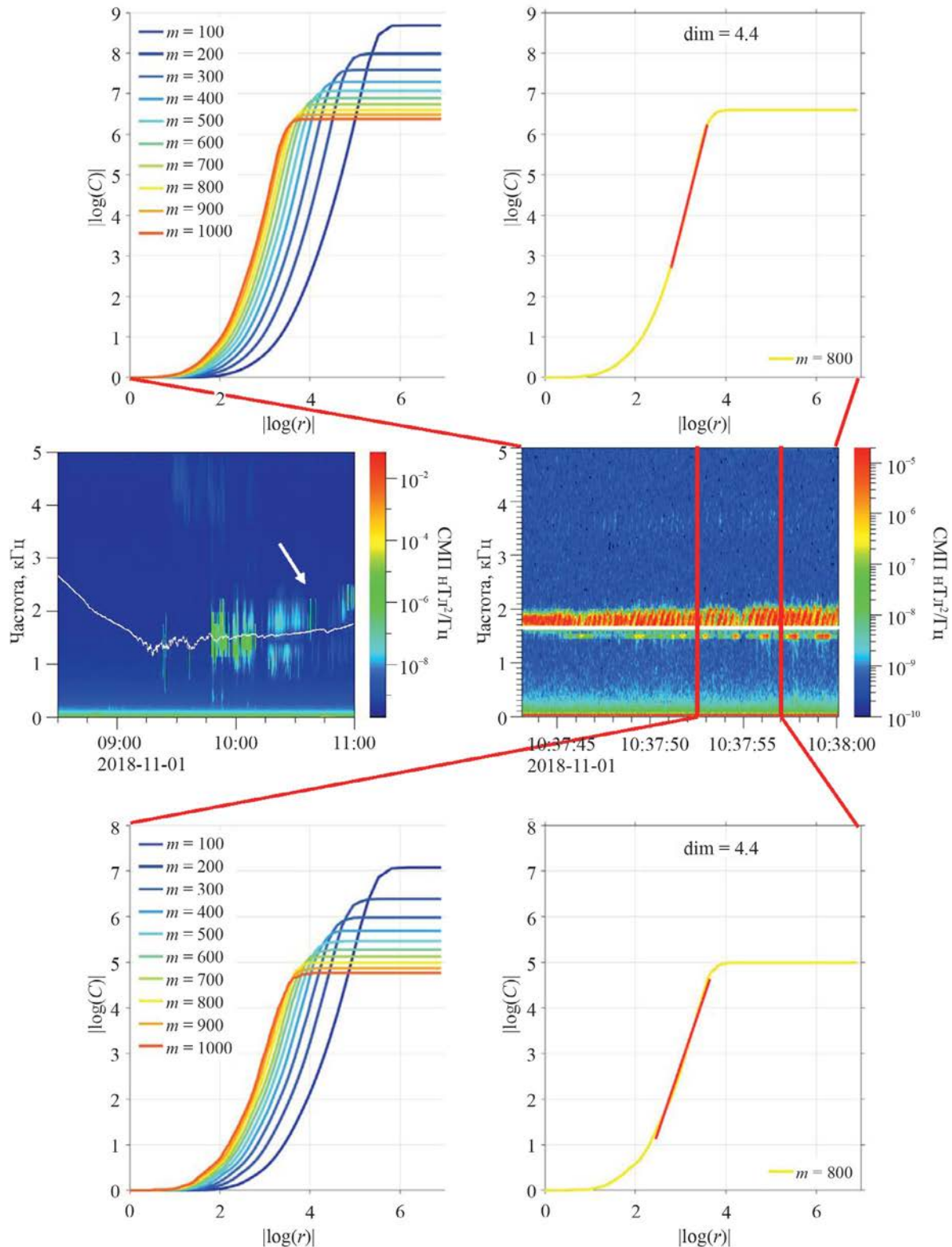


Рис. 1. Анализ всплеска хоров, зарегистрированного на космическом аппарате Van Allen Probe 2018-11-01 в 10:37:43 UT: на средней панели слева приведен динамический спектр низкого разрешения, на котором белой линией показана величина половины локальной гирочастоты электрона и стрелочкой — время регистрации всплеска хоров; на средней панели справа приведен динамический спектр хоров по данным высокого разрешения; на верхней панели слева приведены результаты расчета $|\log(C(m, r))|$ от $|\log(r)|$; на панели сверху справа показан отрезок прямой, по тангенсу угла наклона которой определена величина размерности; на двух нижних панелях приведены результаты расчета размерности для фрагмента всплеска хоров, который расположен между двумя вертикальными красными линиями.

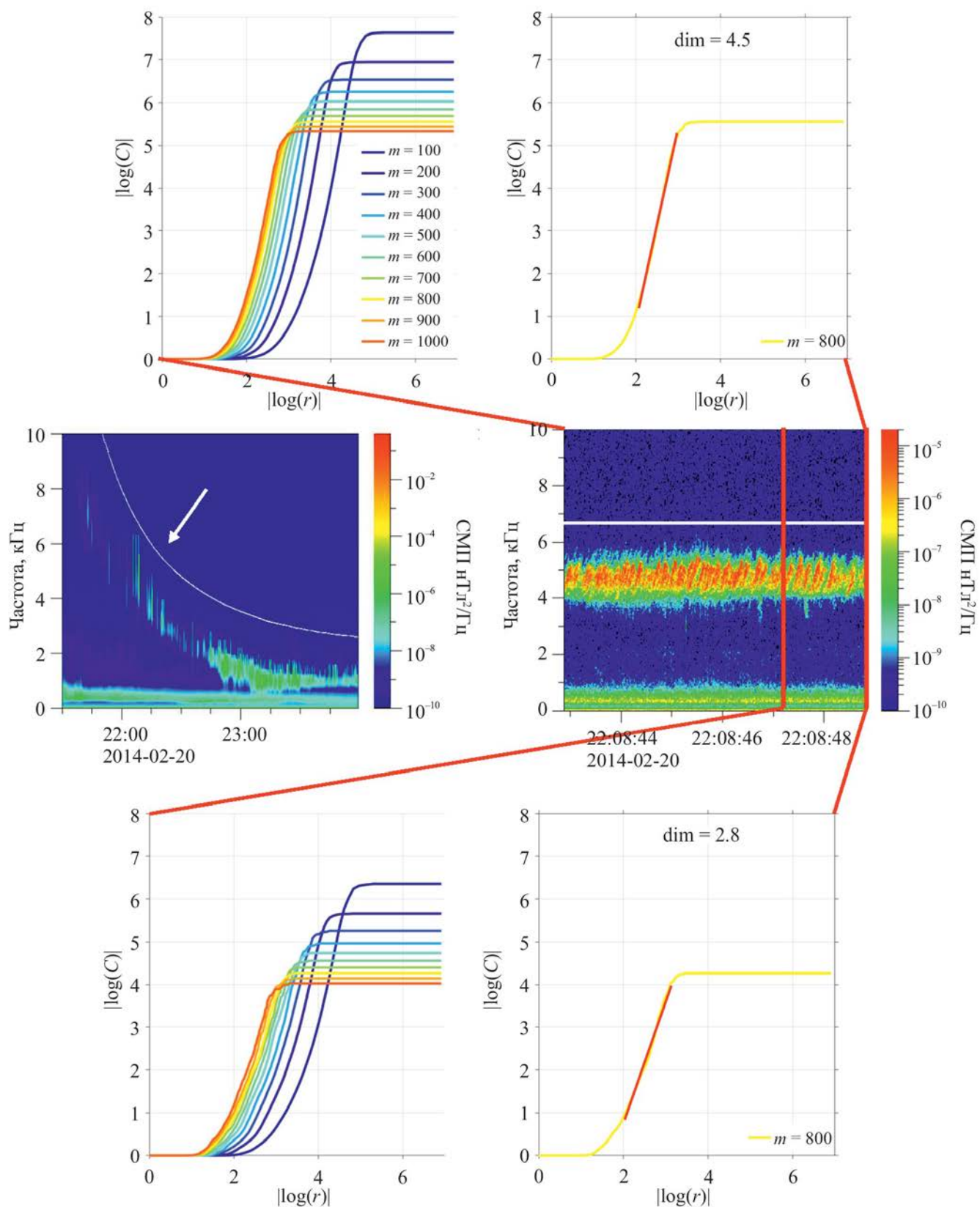


Рис. 2. Анализ всплеска хоров, зарегистрированного на космическом аппарате Van Allen Probe 2014-02-20 в 22:08:42 UT, представленный аналогично рис. 1.

то точек даже в пределах фрагмента всплеска хоров достаточно для вычисления размерности. На нижних панелях рис. 1 и рис. 2 показаны результаты расчета размерностей для фрагмента временного интервала, которые оказались значительно меньшими: $\dim = 2.9$ и $\dim = 2.8$. Всего при выполнении работы нами была проанализирована величина размерности для более чем 30 всплесков хоров разного типа. Во всех случаях размерность лежала в интервале

$$2 < \dim < 10 \quad (3)$$

и была нецелой, что указывает на хаотическую динамику процесса [8–10]. Для фрагментов всплесков хоров отмечались скачки размерности.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Согласно всем известным механизмам [11–13] возбуждения хоров в двух направлениях относительно силовых линий геомагнитного поля происходит независимо. Для независимых процессов A и B выполняется соотношение

$$\dim(A + B) \leq \dim(A) + \dim(B), \quad (4)$$

где $A + B$ — алгебраическая поэлементная сумма. Соотношения (3), (4) позволяют сделать два вывода. Во-первых, в случае, когда хоры возбуждаются в одном направлении вдоль линии магнитного поля, размерность лежит в интервале $2 < \dim < 5$. На это указывает установленное нами при анализе данных с космического аппарата наличие верхнего предела $\dim = 10$ для значения размерности (3). Если предположить, что размерность хоров, распространяющихся в одном направлении, более 5, то при анализе большого количества всплесков хоров могут быть обнаружены излучения с размерностью более 10. В рассмотренных нами более 30 всплесков хоров таких случаев не было. Во-вторых, значительные, почти вдвое, уменьшения размерности для фрагмента всплеска хоров мы можем интерпретировать как результат перехода к возбуждению хоров в одном направлении из-за независимости излучений во встречных направлениях.

Важным выводом теории является теорема Такенса [5], согласно которой для оптимального описания временной динамики процесса достаточно

$$d = [\dim] + 1 \quad (5)$$

нелинейных автономных дифференциальных уравнений первого порядка. Поэтому, например, для оптимального теоретического описания фрагментов хоров между красными линиями на рис. 1 и 2 достаточно системы трех нелинейных автономных уравнений первого порядка:

$$\begin{aligned} \frac{du_1}{dt} &= F_1(u_1, u_2, u_3); & \frac{du_2}{dt} &= F_2(u_1, u_2, u_3); \\ \frac{du_3}{dt} &= F_3(u_1, u_2, u_3). \end{aligned} \quad (6)$$

Система уравнений (6) должна иметь состояние равновесия, так как часто хоры начинаются со слабых эмиссий. Это состояние равновесия неустойчиво, потому что слабые эмиссии со временем усиливаются. Запишем систему уравнений вблизи стационарного состояния и перейдем от координат Лагранжа к координатам Эйлера, предполагая процесс одномерным в координатном пространстве

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{dz}{dt} \frac{\partial}{\partial z} \right) \begin{pmatrix} u_{1\sim} \\ u_{2\sim} \\ u_{3\sim} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} & a_{13} \\ a_{21} & a_{22} & a_{23} \\ a_{31} & a_{32} & a_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u_{1\sim} \\ u_{2\sim} \\ u_{3\sim} \end{pmatrix}. \quad (7)$$

В работе [14] было показано, что при реализации Beam Pulse Amplifier механизма возбуждения хоров за пределами плазмосферы в дакте разрежения или уплотнения короткие шумовые электромагнитные импульсы с подходящей несущей частотой вблизи половины гирочастоты электрона ω_B , углом волновой нормали порядка 20° и правой круговой поляризацией усиливаются. Важно, что для спектральных компонент волновых импульсов выполняется равенство

$$V_{phz} = V_{grz} = u_G = c\omega_B / 2\omega_p, \quad (8)$$

где V_{phz} и V_{grz} — фазовая и групповая скорости вдоль магнитного поля соответственно; u_G — скорость Жандрена; c — скорость света; ω_p — плазменная частота.

Электромагнитный импульс из таких компонент близок к стационарной волне $\delta E(z - u_G t)$, $\delta B(z - u_G t)$. С коротким импульсом в виде стационарной волны согласно простым кинематическим соображениям, лежащим в основе механизма ВРА [13], достаточно долго может взаимодействовать на резонансе Черенкова только малая доля частиц, которые образуют облако активных электронов. Эти электроны влетели в область взаимодействия волн и частиц длиной l вместе с импульсом, и для того чтобы они его сопровождали вдоль области взаимодействия, разброс их продольных скоростей ΔV_z вблизи скорости u должен удовлетворять условию

$$\Delta V_z \simeq u_G^2 t_p / l \ll u_G, \quad (9)$$

где t_p — длительность электромагнитного импульса. Для других частиц взаимодействие на резонансе Черенкова настолько кратковременно, что они не успевают обменяться энергией с импульсом.

Отметим, что концентрация активных частиц $n_b \simeq \iint 2\pi V_\perp f dV_\perp dV_z$.

Уравнения движения облака активных электронов, которые влетели в область взаимодействия волн и частиц вместе с шумовым импульсом,

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + u_G \frac{\partial}{\partial z} \right) \begin{pmatrix} \delta V_z \\ \delta n_b \\ \delta E_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & -(e/m) \\ -in_b(\omega_p/c)\cos\theta & 0 & 0 \\ 0 & \omega_B^3(mc/32n_p e \omega_p)\sin^2\theta\cos^2\theta & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \delta V_z \\ \delta n_b \\ \delta E_z \end{pmatrix}. \quad (10)$$

Здесь δn_b и δV_z — возмущения плотности и скорости активных электронов соответственно; m — масса электрона. Система уравнений (10) укладывается в рамки, очерченные теорией размерности при подходящих величинах в матрице (7). Для процесса $\exp(-i\omega t + ik_z z)$ системе соответствует характеристическое уравнение, определяющее эволюцию спектральных компонент импульса:

$$(\omega - k_z u_G)^3 = \frac{n_b \omega_B^3}{32n_p} \sin^2\theta |\cos\theta|^3. \quad (11)$$

Данное кубическое уравнение имеет неустойчивое решение с инкрементом

$$\gamma = \frac{\sqrt{3}}{4} \omega_B \left(\frac{n_b}{4n_p} \sin^2\theta \right)^{1/3} |\cos\theta|, \quad (12)$$

величина которого после подстановки значений всех величин объясняет наблюдаемый высокий темп изменения спектральных форм электромагнитных излучений.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, мы вычислили величину размерности Хаусдорфа для нескольких типичных примеров ОНЧ электромагнитных излучений с хоровой структурой динамического спектра. Во всех рассмотренных случаях размерность оказалась нецелой, что указывает на сложность наблюдаемого явления. Результаты показали, что размерность хоров, распространяющихся относительно геомагнитного поля в одну сторону, лежит в интервале (2, 5). Обнаружены скачки величины размерности при изменении временного интервала. Приведены примеры хоров в верхней частотной полосе с некоторыми элементами в нижней частотной полосе и в нижней частотной полосе, которые имеют такую размерность, что для их оптимального описания достаточно системы трех нелинейных автономных дифференциальных уравнений первого порядка. Полученные результаты согласуются с выводами теории, основанной на Beam Pulse Amplifier механизме возбуждения хоров.

и уравнения Максвелла в фоновой плазме образуют самосогласованную систему уравнений, которые в приближении линейной квазигидродинамики имеют следующий вид [14]:

Проведенные исследования важны для подтверждения механизма возбуждения хоров посредством усиления коротких шумовых импульсов и для обоснования возможности автоматического отождествления электромагнитных излучений разных типов.

Исследования выполнены при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 20-12-00268).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bell T.F., Inan U.S., Hague N., Pickett J.S. // Geophys. Res. Lett. 2009. V. 36. Art. No. L11101.
2. Kletzing C.A., Kurth W.S., Acuna M. et al. // Space Sci. Rev. 2013. V. 179. P. 127.
3. <https://emfisis.physics.uiowa.edu/Flight>.
4. Eckman J.P., Ruelle D. // Rev. Mod. Phys. 1985. V. 57. P. 617.
5. Takens F. // Lect. Notes Math. 1981. V. 898. P. 366.
6. Grassberger P., Procaccia I. // Phys. Rev. Lett. 1983. V. 50. P. 346.
7. Henon M. // Commun. Math. Phys. 1976. V. 50. P. 69.
8. Шустер Г. Детерминированный хаос. Введение. М.: Мир, 1988. 248 с.
9. Малинецкий Г.Г., Пономев А.В. Современные проблемы нелинейной динамики. М.: Эдиториал УРСС, 2000. 336 с.
10. Moon F.C. Chaotic vibrations: an introduction for applied scientists and engineers. New York: Wiley-Interscience, 1987. 309 p.
11. Trakhtengerts V.Y. // J. Geophys. Res. 1995. V. 100. P. 17205.
12. Omura Y., Katoh Y., Summers D. // J. Geophys. Res. A. 2008. V. 113. Art. No. A04223.
13. Bespalov P., Savina O. // Ann. Geophys. 2018. V. 36. P. 1201.
14. Беспалов П.А., Савина О.Н., Жаравина П.Д. // Косм. иссл. 2022. Т. 60. С. 17.

Hausdorf dimension of typical very low frequency chorus emissions and verification of their excitation mechanism

P. A. Bespalov^{1, 2, *}, O. N. Savina², G. M. Neshchetkin^{1, 2}

¹*Federal Research Centre Gaponov-Grekhov Institute of Applied Physics of the Russian Academy of Sciences, Nizhny Novgorod, 603950 Russia*

²*National Research University Higher School of Economics, Nizhny Novgorod, 603014 Russia*
**e-mail: PBespalov@mail.ru*

A quantitative study of the degree of complexity of electromagnetic VLF chorus emissions in the region of their excitation near the local minimum of the magnetic field outside the plasmasphere was carried out using modern mathematical tools. From the vast observational data collected during the Van Allen Probe mission, typical examples of chorus have been selected for which high-resolution digitized data are available. The original program was used to calculate the Hausdorff dimension of long numerical sequences. In all cases, the dimension turned out to be non-integer, which indicates the complex dynamics of the system. During the calculations, jumps in dimension were noted, including its decrease by about a factor of two for a fragment of a burst of chorus. The obtained results are important for confirming the mechanism of excitation of chorus by amplifying short noise pulses and for substantiating the possibility of automatic identification of electromagnetic radiation of different types.

Keywords: whistler mode, fractal analysis, particle-wave interaction, magnetosphere

УДК 551.510.535

СЦИНТИЛЛЯЦИИ ГЛОНАСС/GPS-СИГНАЛОВ ВО ВРЕМЯ МАГНИТНОЙ БУРИ 23–24 МАРТА 2023 ГОДА ПО ДАННЫМ НАБЛЮДЕНИЙ НА КОЛЬСКОМ ПОЛУОСТРОВЕ

© 2024 г. В. Б. Белаховский¹ *, А. Е. Васильев², А. С. Калишин³, А. В. Ролдугин¹

¹Федеральное государственное бюджетное научное учреждение “Полярный геофизический институт”,
Апатиты, Россия

²Федеральное государственное бюджетное учреждение “Институт прикладной геофизики имени академика
Е. К. Федорова”, Москва, Россия

³Федеральное государственное бюджетное учреждение “Арктический и антарктический научно-
исследовательский институт”,
Санкт-Петербург, Россия

*E-mail: belakhov@mail.ru

Поступила в редакцию 24.08.2023

После доработки 13.11.2023

Принята к публикации 30.11.2023

Проанализирован рост сцинтилляций сигналов ГЛОНАСС и GPS-спутников с использованием ГНСС-приемника Septentrio, установленного в городе Апатиты, во время сильной магнитной бури 23–24 марта 2023 г. По данным ионозонда на станции “Ловозеро” и данным радара EISCAT в Тромсё показано, что рост фазовых сцинтилляций вызван ростом концентрации плазмы преимущественно в Е-слое ионосферы. Рост фазовых сцинтилляций сопровождается появлением дискретных форм полярных сияний.

DOI: 10.31857/S0367676524030117, EDN: QMCQSU

ВВЕДЕНИЕ

Высокоширотные ионосферные возмущения оказывают негативное влияние на распространение сигналов глобальных навигационных спутниковых систем (ГНСС). Неоднородности в распределении плотности (порядка 1-й зоны Френеля, 100–300 м для единиц ГГц) ионосферной плазмы могут привести к быстрым флуктуациям амплитуды и фазы сигнала ГНСС, известным как ионосферные сцинтилляции или мерцания [1, 2]. Сильные сцинтилляции снижают качество сигнала и даже приводят к его потере. Уровень сцинтилляций характеризуется индексами сцинтилляций. Наиболее распространенные индексы — σ_f (фазовый индекс) и S4 (амплитудный индекс). Амплитудные сцинтилляции вызываются плазменными неоднородностями с размерами от десятков до сотен метров, а фазовые — неоднородностями с размерами от сотен метров до нескольких километров. Ионосферные сцинтилляции наиболее выражены в экваториальной области и в высоких широтах [2, 3].

Для аврорального овала характерен высокий уровень турбулентности плазмы. Так, наибольшее количество сбоев при определении ПЭС (полное электронное содержание) в периоды геомагнитных бурь

наблюдается вблизи аврорального овала [4]. Было показано с использованием модели аврорального овала, созданной в рамках норвежско-российского проекта NORUSKA (<https://www.unis.no/news/auroga-forecast-3d>), что динамика овала и динамика пространственно-временного распределения флуктуаций TEC (total electron content) в области овала подобны [5]. При этом имеется хорошее соответствие в положениях аврорального овала и овала неоднородностей. Имеющееся расхождение может быть обусловлено тем, что авроральный овал проецируется на высоту 110 км, а овал неоднородностей — на высоту 450 км. При этом не учитывается искривление магнитных силовых линий. Обнаружено [6], что лучистые дуги полярных сияний являются хорошим индикатором нарушений в работе навигационных систем. В работе [7] было показано, что флуктуации TEC, вызванные появлением полярных сияний, приводят к ошибкам в позиционировании более 20 м (при прохождении через дугу полярных сияний). Была отмечена связь роста фазовых сцинтилляций, определяемых по данным GPS-спутников, с ростом суббуревой активности [8, 9]. Отмечается тесная связь роста фазовых сцинтилляций с вариациями ROT (rate of TEC) [10, 11].

В серии недавних работ [11–13] по наблюдениям на архипелаге Шпицберген с использованием данных радара EISCAT 42m было показано, что среди различных типов ионосферных возмущений суббуревые возмущения приводят к наиболее высоким значениям σ_F .

В высоких широтах плотность сбоев измерения псевдодальности P1 для ГЛОНАСС ниже, чем для GPS [14]. На средних широтах, напротив, стабильность измерения псевдодальности на основной частоте для GPS выше, чем для ГЛОНАСС. При этом вероятность фазового сбоя на частоте L2 даже в спокойных условиях приема больше от 3 до 15 раз, чем вероятность фазового сбоя на частоте L1 [15, 16].

25-й цикл солнечной активности подарил в первой половине 2023 г. ряд сильных геомагнитных бурь. Одним из наиболее ярких событий стала магнитная буря 23–24 марта 2023 г.

В данной работе проанализирован вклад ионосферных возмущений в рост сцинтилляций сигналов спутников ГЛОНАСС и GPS, регистрируемых по данным приемника в городе Апатиты, во время сильной магнитной бури 23–24 марта 2023 г.

ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ДАННЫЕ

Мы использовали данные ГНСС-приемника Septentrio PolaRx5S, установленного на крыше здания Полярного геофизического института (г. Апатиты). Географические и геомагнитные координаты г. Апатиты (АПТ) — [67.58° с.ш., 33.31° в.д.], [63.86° с.ш., 112.9° в.д.]. Сам приемник ГНСС Septentrio PolaRx5S приобретен и находится под управлением Института прикладной геофизики имени Е. К. Федорова (г. Москва). Сцинтилляционный ГНСС-приемник автоматически рассчитывает фазовый (σ_F) и амплитудный (S4) индексы сцинтилляций, полное электронное содержание ионосферы для спутниковых систем GPS, ГЛОНАСС, Galileo, BeiDou. Фазовый индекс сцинтилляций представляет собой стандартное отклонение фазы несущей волны, из которого с помощью фильтра Баттерворта шестого порядка вычитается низкочастотный тренд на частоте 0.1 Гц. Амплитудный индекс сцинтилляций представляет собой стандартное отклонение мощности принимаемого сигнала на частоте 50 Гц, нормированное на среднее значение мощности в 1-минутном окне.

Подобные сцинтилляционные измерения сигналов ГНСС на протяжении примерно 1.5 лет являются уникальными для арктической зоны Российской Федерации и, пожалуй, единственными на протяжении такого продолжительного интервала.

Использованы данные магнитометра ПГИ в обсерватории “Ловозеро” (LOZ), имеющей следующие географические и геомагнитные координаты: [67.97° с.ш., 35.02° в.д.], [64.22° с.ш., 114.6° в.д.].

Также использованы данные магнитометров сети IMAGE (Скандинавия).

Для определения параметров ионосферной плазмы (концентрации, температуры ионов, электронов, скорости) использованы данные радара EISCAT UHF в Тромсё (Норвегия), луч которого направлен вдоль магнитного поля Земли. Радар EISCAT расположен примерно в 630 км от г. Апатиты. Однако для исследования крупномасштабных ионосферных возмущений, связанных с суббурями, использование данных измерений вполне корректно.

Использован ионозонд вертикального зондирования CADI (Canadian advanced digital ionosonde), установленный на гидрометеорологической станции (ГМС) “Ловозеро”. Зондирование проводится в диапазоне частот от 1 до 18 МГц, импульсная мощность излучения не превышает 600 Вт. Зондирующий сигнал представляет собой 13-битную кодовую последовательность Баркера с четырехкратным повторением. Антенная система комплекса состоит из двух широкополосных “дельта-полотен”, расположенных ортогонально. Одна дельтаобразная антенна является приемной, другая — передающей.

Использованы оптические наблюдения полярных сияний с использованием камеры всего неба в обсерватории ПГИ “Ловозеро”, которые также использовались для идентификации ионосферных возмущений.

Для определения параметров солнечного ветра и межпланетного магнитного поля (ММП) использованы данные базы OMNI. Для характеристики уровня геомагнитной активности использовались индексы SYM-H, AE.

МАГНИТНАЯ БУРЯ 23–24 МАРТА 2023 ГОДА

Параметры межпланетной среды, геофизическая обстановка

Магнитная буря 23–24 марта 2023 г. стала одной из наиболее сильных магнитных бурь за последний пять лет ($Dst = -163$ нТл, $Sym-H = -170$ нТл). Данная буря является нетипичной для CME (coronal mass ejection) бури: начало магнитной бури не сопровождалось приходом межпланетной ударной волны. Примерно в 14 UT был зафиксирован приход тангенциального разрыва, который характеризовался резким ростом модуля ММП B и резким уменьшением концентрации солнечного ветра, по данным базы OMNI (рис. 1). Данная буря могла быть вызвана взаимодействием края магнитного облака с магнитосферой Земли (ripple effect). Вследствие эффекта Рассела–Макферона относительно небольшое возмущение в солнечном ветре в период равноденствия могло стать причиной сильной магнитной бури [17].

B_z -компонента ММП несколько раз меняла знак и достигала максимальных значений — порядка -17 нТл. В главную фазу бури B_z -компонента ММП имела отрицательные значения в течение более 14 ч (с 17.30 до 08 UT). Скорость солнечного ветра во время данной бури имела средние значения — порядка 500 км/с. Во время главной фазы бури

скорость уменьшилась до 450 км/с, при этом наблюдался плавный рост плотности солнечного ветра N до 45 см^{-3} . АЕ-индекс достигал значения 2600 нТл в начальную фазу магнитной бури, в главную фазу бури величина АЕ-индекса упала до 900—1000 нТл.

По данным магнитометра LOZ (рис. 2) суббуревая активность в виде последовательных отрицательных

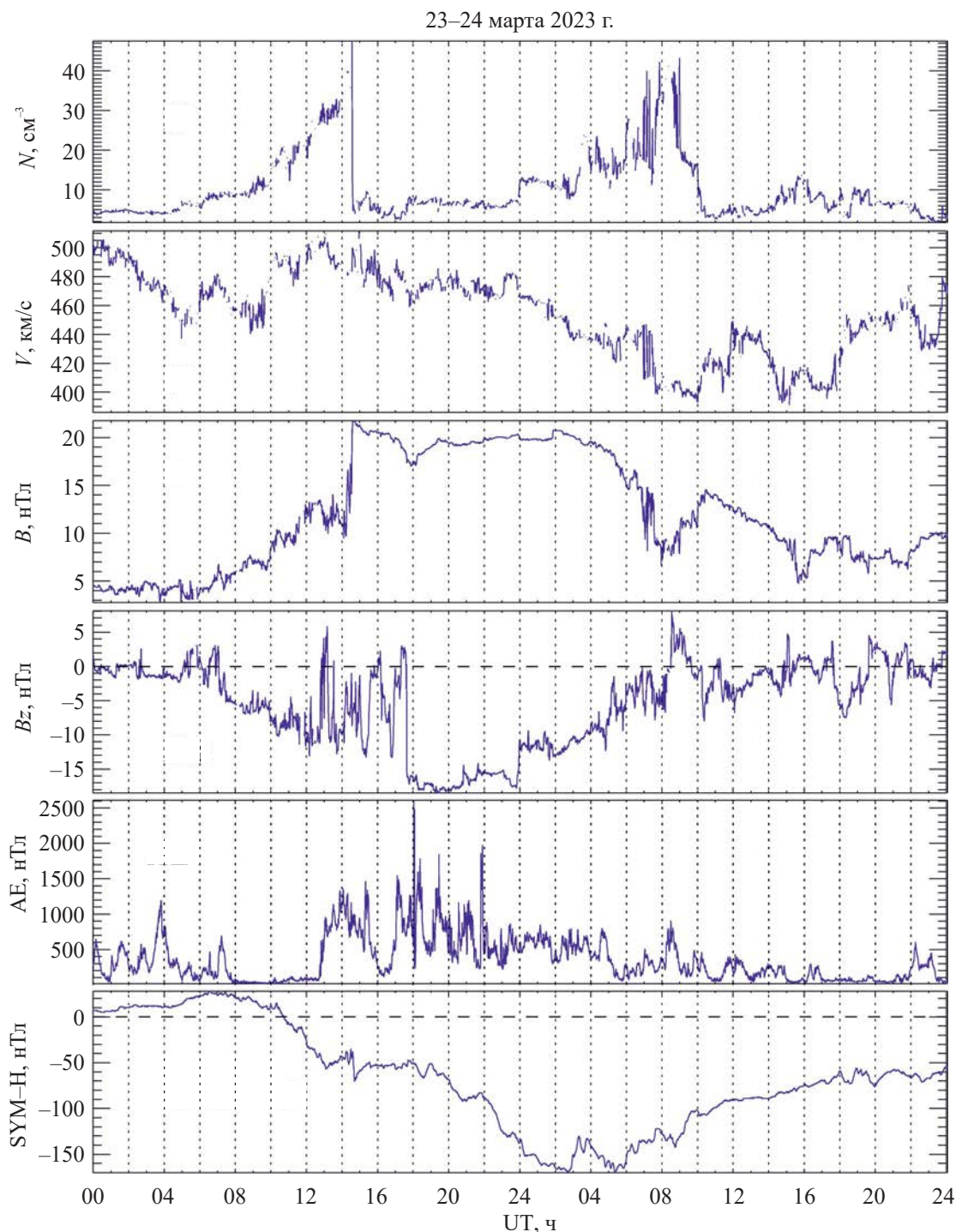


Рис. 1. Вариации скорости V , плотности N солнечного ветра, модуля ММП B , B_z -компоненты ММП, АЕ-индекса, SYM-H-индекса для 23–24 марта 2023 г.

бухт в X -компоненте геомагнитного поля наблюдалась с 18 UT 23 марта до 06 UT 24 марта. Амплитуда наиболее мощной суббури в 00–02 UT достигала 1600 нТл. Появление данных суббурь происходило в период наибольшей интенсивности магнитной бури (минимум SYM-H-индекса). Положительная бухта в магнитном поле, связанная

с развитием восточного электроджета, была зарегистрирована в 10–16 UT. Также небольшая суббуря ($\Delta X \approx 600$ нТл) была зарегистрирована в 20 UT.

По данным меридиональной цепочки магнитометров сети IMAGE (не показано) наибольшая величина суббурного возмущения наблюдалась

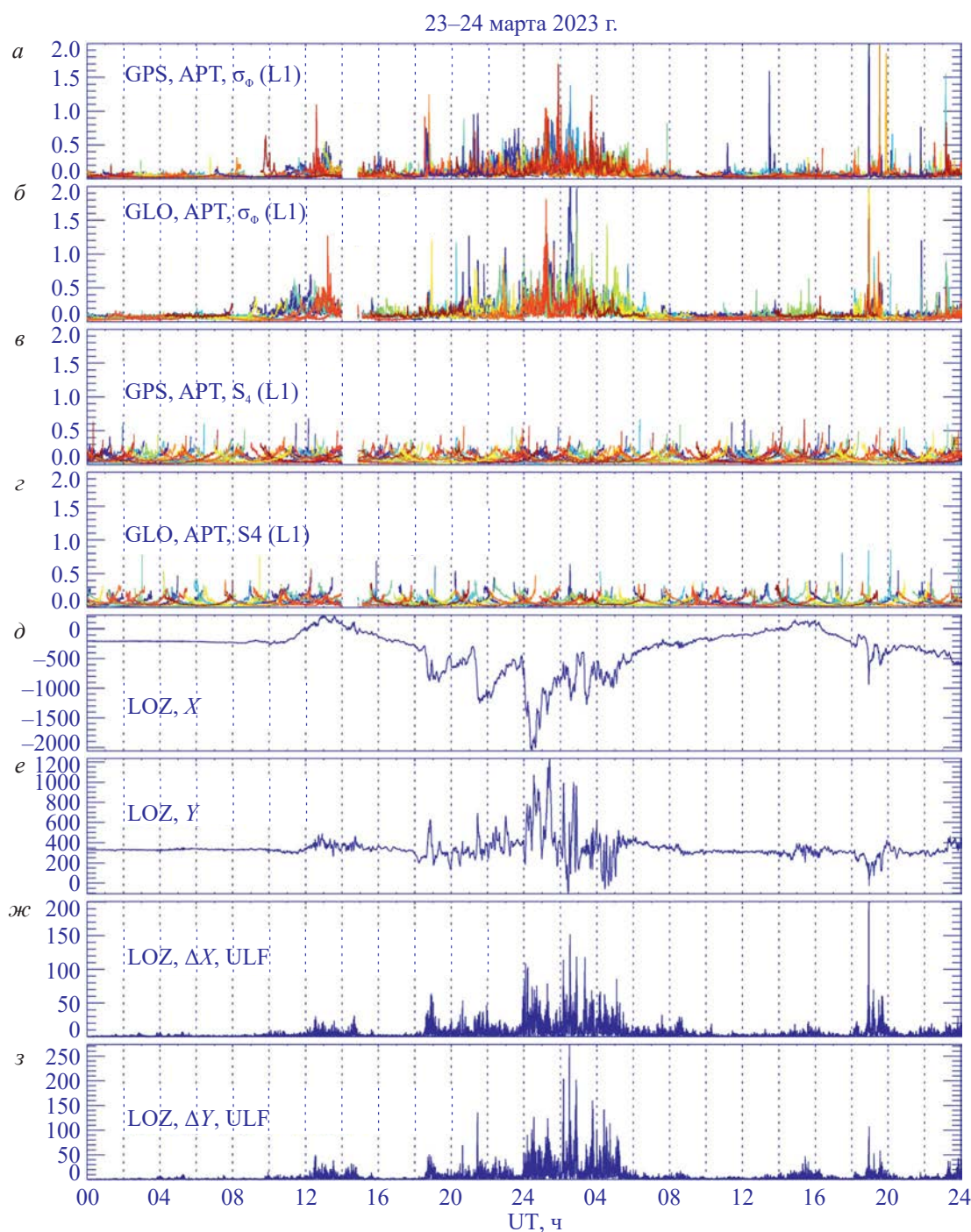


Рис. 2. Фазовый (σ_ϕ), амплитудный (S_4) индексы сцинтилляций на частоте L1 по данным приемника на станции АРТ (Апатиты) для спутников GPS и ГЛОНАСС; вариации X -, Y -компонент геомагнитного поля по данным обсерватории “Ловозеро”, вариации X -, Y -компонент геомагнитного поля с убраным низкочастотным трендом (0.5 мГц) по данным обсерватории “Ловозеро” для 23–24 марта 2023 г.

в районе 00 UT 23–24 марта 2023 г. на станциях OJY [CGM Lat — 60.99°, CGM Lon — 106.14°], RAN [CGM Lat — 62.09°, CGM Lon — 105.91°], где $\Delta X > 1500$ нТл. Это говорит о заметном расширении аврорального овала на более низкие широты во время данной магнитной бури.

Анализ сигналов спутников ГЛОНАСС и GPS

На рис. 2 (панели *a–г*) показаны вариации фазового (σ_ϕ) и амплитудного (S4) индексов сцинтилляций по данным спутников GPS и ГЛОНАСС. Разными цветами показаны значения σ_ϕ и S4 по данным различных ГЛОНАСС/GPS-спутников.

Наибольший рост фазовых сцинтилляций сигналов GPS- и ГЛОНАСС-спутников ($\sigma_\phi > 1.5$ радиана) наблюдался в вечернем и ночном секторе (22–02 UT) во время повторяющихся суббурь. Также заметный рост фазовых сцинтилляций ($\sigma_\phi \approx 1$ радиан) наблюдался в 10–14 UT и был связан с положительной магнитной бурей. Интересно, что относительно небольшая по интенсивности суббуря ($\Delta X \approx 600$ нТл) в 18–20 UT вызвала сильный рост фазовых сцинтилляций ($\sigma_\phi \approx 2$ радиана).

Анализ показывает, что не наблюдается отклика амплитудного индекса сцинтилляций (S4) на рассмотренные геомагнитные возмущения. Эффект отсутствия отклика S4 при заметном росте σ_ϕ в высоких широтах в литературе называют “phase without amplitude scintillations” [18, 19]. Ряд авторов полагают, что данный эффект может быть связан с особенностями стандартной методики расчета индексов сцинтилляций, используемой большинством ГНСС-приемников, которая не учитывает особенности высокоширотной ионосферы, а именно, большие значения скорости ионосферной конвекции (100–1500 м/с). Это может приводить к заметному вкладу в S4 возмущений, связанных с рефракцией ГНСС-сигнала. Чтобы избежать этого эффекта, предлагается подбирать оптимальную нижнюю частоту фильтрации. Многие исследователи для решения этой проблемы создали собственные индексы сцинтилляций [18, 19].

Для определения вклада УНЧ (ультранизкочастотных) волновых геомагнитных возмущений (Pc5/Pi3-диапазона) в рост сцинтилляций из исходных геомагнитных данных был вычтен низкочастотный тренд (0.5 МГц) (см. рис. 1, две нижние панели). Видно, что всплески УНЧ волновой геомагнитной активности в целом совпадают с ростом σ_ϕ . Это может говорить о вкладе УНЧ-волн в высыпание заряженных частиц (электронов, протонов) в высокоширотную ионосферу [20, 21]. Высыпание заряженных частиц приводит к появлению ионосферных неоднородностей различных пространственных масштабов, что и приводит к росту сцинтилляций сигналов ГНСС.

В целом вариации значений σ_ϕ для ГЛОНАСС/GPS-спутников в период возмущений достаточно близки (см. рис. 2). Хотя наблюдаются некоторые отличия в уровне сцинтилляций как в одну, так и в другую сторону, что может быть связано с наличием локальных ионосферных неоднородностей и различием в орбитах спутников GPS и ГЛОНАСС. Орбита спутников ГЛОНАСС имеет большее наклонение (64.8°), чем орбита спутников GPS (55°), что делает их более подходящими для исследования высокоширотной ионосферы. Подобное различие в уровне сцинтилляций для спутников ГЛОНАСС и GPS вряд ли связано с различием в частотах, на которых работают эти спутники, поскольку частоты L1-диапазона на спутниках GPS и ГЛОНАСС достаточно близки (для GPS L1 = 1575.42 МГц, для ГЛОНАСС L1 = 1602 МГц). При этом в одних случаях выше уровень сцинтилляций для ГЛОНАСС, в других — для GPS. Разница между L1 и L2 заметно больше, чем разница между L1 на GPS и ГЛОНАСС. Анализ данных показывает, что уровень σ_ϕ , определенный на частоте L2, несколько выше σ_ϕ на частоте L1 (не показано). Так, на частоте L2 σ_ϕ в отдельные моменты достигает 2–2.5 радиан, а на частоте L1 σ_ϕ имеет значения менее 2 радиан.

Возмущения параметров ионосферы

Для определения вклада различных ионосферных возмущений в рост ГНСС-сцинтилляций были проанализированы данные радара EISCAT UHF в Тромсё. На рис. 3 (панель *a*) показано высотное распределение концентрации ионосферной плазмы N_e . До 12 UT 23 марта 2023 г. наблюдался рост N_e , вызванный электромагнитным излучением Солнца. Поэтому данный временной интервал не показан на рис. 3.

Сопоставление фазового индекса сцинтилляций с вариациями N_e показывает, что наибольший рост фазовых сцинтилляций (с 18 до 06 UT) происходит в период роста N_e в E-слое ионосферы (100–120 км) (см. рис. 3). На высоте 110 км величина N_e возрастала примерно с 1×10^5 до 5×10^5 см⁻³, а на высоте 152 км — с 0.5×10^5 до 3×10^5 см⁻³.

Также заметный рост фазовых сцинтилляций в вечернее время (18–20 UT) сопровождается ростом N_e в E-слое ионосферы. На высоте 110 км величина N_e возрастала с 1×10^5 до 8×10^5 см⁻³. Одним из основных механизмов формирования ионосферных неоднородностей является градиентно-дрейфовая неустойчивость. Для развития градиентно-дрейфовой неустойчивости необходим рост концентрации ионосферной плазмы [10, 22].

В период 12–15 UT 23 марта 2023 г. наблюдаются сильные возмущения в F-области ионосферы (на высоте 200–400 км) по данным радара EISCAT. Рост концентрации ионосферной плазмы N_e был более чем на порядок, с 1×10^5 до $> 1 \times 10^6$ см⁻³ на

высоте 282 км (см. рис. 3, панель б). По-видимому, данный рост концентрации в F-области ионосферы является проявлением “патчей” полярной шапки (polar cap patches, PCPs) на авроральных широтах. Образование PCPs может быть вызвано непосредственным проникновением плазмы солнечного

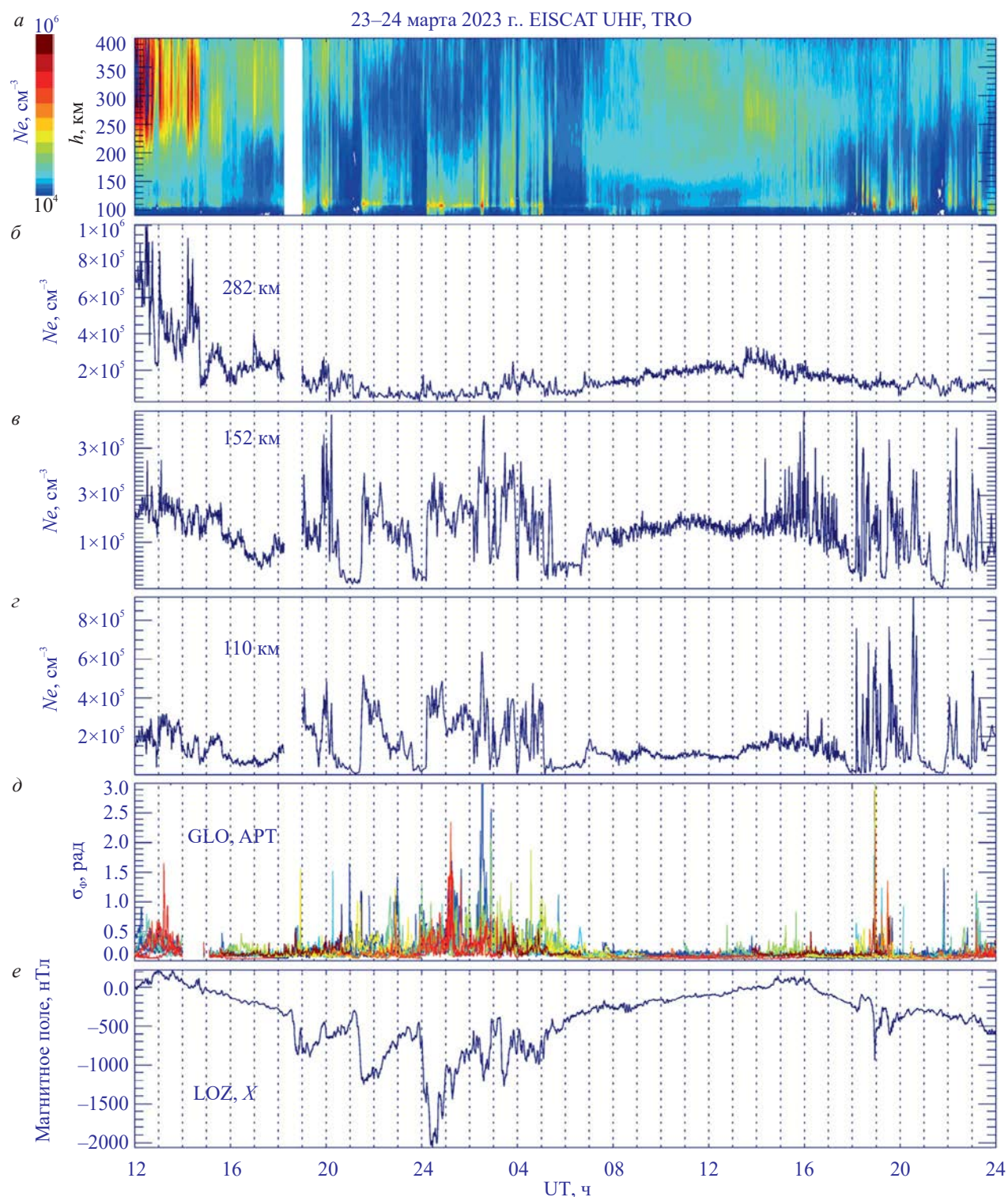


Рис. 3. Вариации концентрации ионосферной плазмы по данным радара EISCAT UHF в Тромсё с высотой; вариации концентрации ионосферной плазмы на высотах 110, 152, 282 км; фазовый индекс сцинтилляций для спутников ГЛОНАСС по данным приемника на станции АРТ (Апатиты).

ветра через полярную шапку в ионосферу Земли [11, 22]. В период сильной магнитной бури авроральный овал опустился на средние широты, полярная шапка расширилась. Вследствие этого удалось зарегистрировать такого рода возмущения в F-области по данным радара EISCAT на широте Тромсё. В это же время наблюдается небольшой рост концентрации N_e в E-области ионосферы (с 1×10^5 до 3×10^5 см $^{-3}$ на высоте 110 км). Поэтому к росту фазовых сцинтилляций в данный

промежуток времени мог привести и незначительный рост концентрации в E-слое ионосферы.

На рис. 4 представлен суточный ход критических частот ионосферы по данным ионозонда на станции ГМС (гидрометеорологическая служба) “Ловозеро” (верхняя панель), ионограммы (две нижних панели). Здесь foEs — критическая частота Es-слоя ионосферы, foEsmin — минимальная критическая частота Es-слоя, foE — критическая частота E-слоя ионосферы, foEmin — минимальная критическая частота E-слоя, f0F2 — критическая частота F2-слоя,

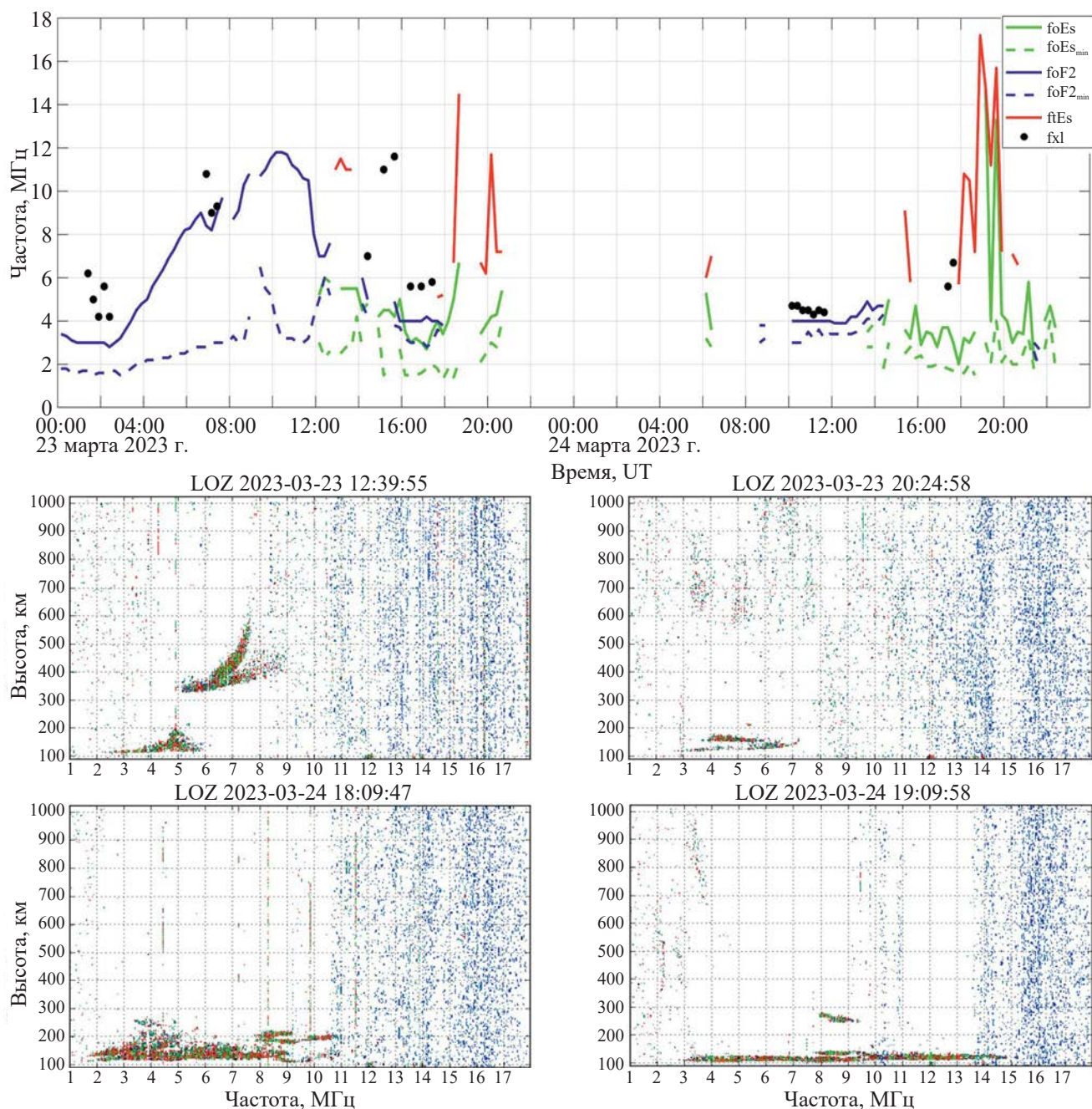


Рис. 4. Суточный ход критических частот ионосферы 23—24 марта 2023 г., ионограммы по данным ионозонда на станции ГМС “Ловозеро” в 12.39 UT, 20.24 UT — 23.03.2023, в 18.09 UT, 19.09 UT — 24.03.2023.

f_0F2_{min} — минимальная критическая частота F2-слоя, $ftEs$ — предельно отражаемая частота от Es.

По данным ионозонда у поселка Ловозера с 23 по 24 марта наблюдались сильно возмущенные ионосферные условия. До 12 UT 23 марта просматривался устойчивый ход критической частоты f_0F2 . Однако минимально наблюдаемые частоты были более 2 МГц и возрастали по мере приближения к полудню, что говорит об увеличивающемся ионосферном поглощении.

После полудня на ионограммах регистрируется интенсивный спорадический Es-слой, с преобладающим рассеянием типа r . На ионограммах область Es имеет хорошо выраженный плоский нижний край с расслоениями и рассеянными отражениями над ним. Начиная с 18:30 тип рассеяния от Es-области меняется. На ионограммах преобладает рассеяние типа f , сопровождающееся увеличением критических частот f_0Es и $ftEs$, а также полной экранировкой слоя F2. Начиная с 21:30 UT и до 06 UT следующего дня следы отражений на ионограммах отсутствовали из-за поглощения сигнала ионозонда вследствие высокой ионизации. 24 марта до 18 UT наблюдались слабые периодические отражения от F2- и Es-областей ионосферы.

С 18 UT резко увеличивается интенсивность отражений от Es-слоя, на ионограммах видны следы от областей различной ионизации на высоте Es. Подобная структура ионограмм, как правило, наблюдается в период магнитных возмущений, сопровождаемых полярными сияниями.

Сопоставление результатов регистрации полярных сияний и данных о спорадической ионизации E-области показывает тесную связь между этими явлениями. Ионизация спорадического слоя E неоднородна, в ней могут формироваться области с ограниченными горизонтальными размерами, в которых плотность электронов больше, чем в окружающем слое. Максимальная частота отражений от этих неоднородностей определяет предельные частоты спорадических образований на ионограммах вертикального радиозондирования. Авторы работы [23] показали, что вариации максимумов и минимумов пиковых значений электронной плотности слоя Es, обнаруженные радаром некогерентного рассеяния, имеют хорошее согласие не с критической частотой, а с $ftEs$ — предельной частотой отражения от Es-слоя.

Наиболее мощные всплески σ_F сопровождаются появлением дискретных форм полярных

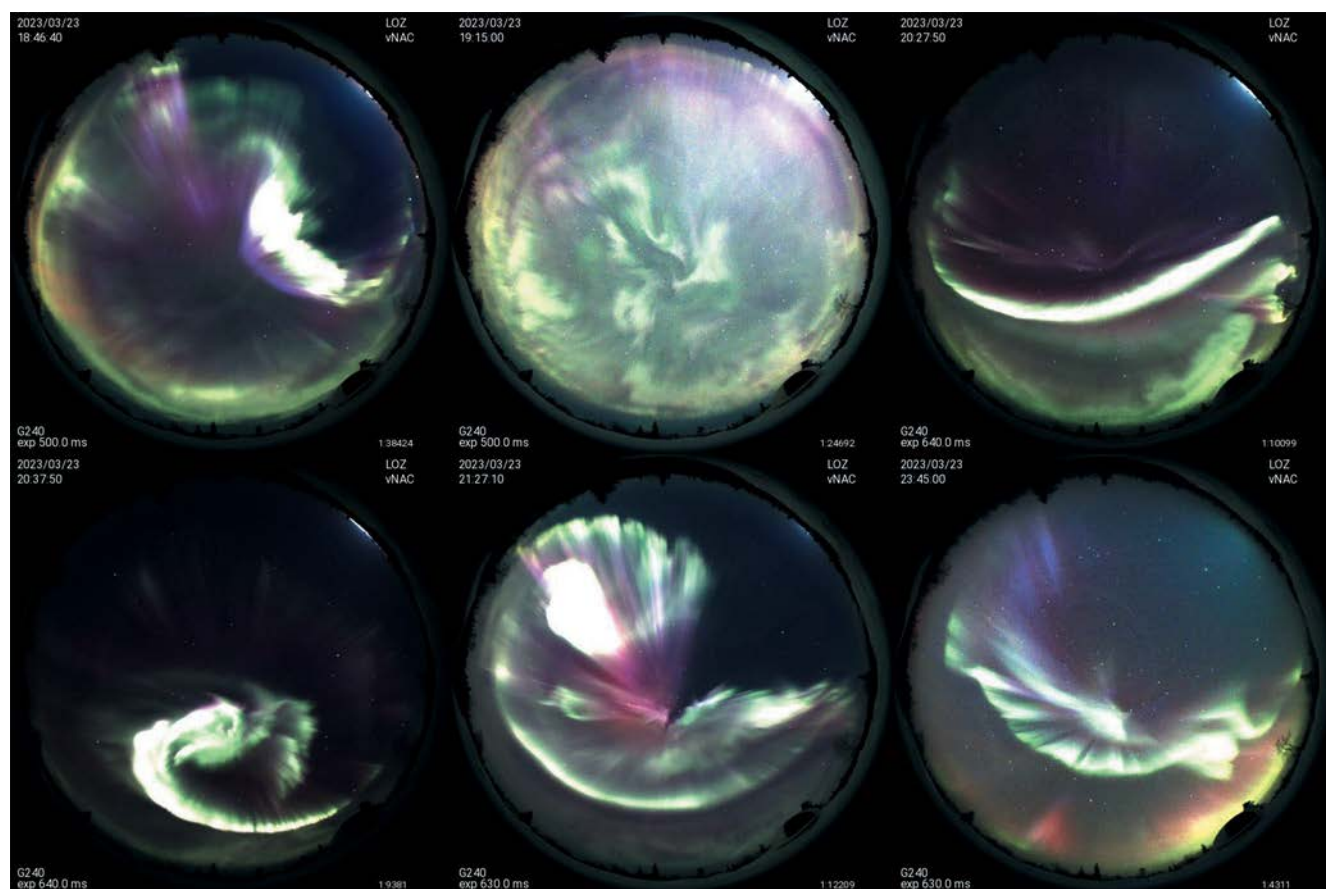


Рис. 5. Кадры камеры всего неба в обсерватории “Ловозеро” 23 марта 2023 г. для моментов времени 18.46, 19.15, 20.27 UT (верхняя панель), 20.37, 21.27, 23.45 UT (нижняя панель).

сияний (дуг, лучей) по данным камеры всего неба в обсерватории LOZ (рис. 5). Наблюдаются сияния не только в зеленой линии (557.7 нм), но и в красной линии (630.0 нм) выше 200 км. Преобладание зеленой линии в спектре полярных сияний говорит о вкладе возмущений в Е-слое ионосферы в рост σ_F . Корреляция роста УНЧ-волн с ростом ионосферных сцинтилляций и с появлением дуг полярных сияний может говорить о важной роли УНЧ-волн, возбуждаемых за счет резонанса силовых линий (field line resonance, FLR) внутри магнитосферы, в высыпании заряженных частиц и формировании дуг полярных сияний [20, 21].

При этом пульсирующие полярные сияния, для которых характерна диффузная форма, не сопровождаются ростом σ_F (см. рис. 5, верхняя панель, средний рисунок, 19.15 UT). Считается, что пульсирующие полярные сияния вызываются высыпанием в атмосферу более энергичных электронов, релятивистских (субрелятивистских) энергий [24]. Таким образом, ионизация D-слоя ионосферы высокоэнергичными электронами не приводит к заметному росту сцинтилляций ГНСС.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, выполнен анализ роста сцинтилляций сигналов спутников ГЛОНАСС и GPS во время сильной магнитной бури 23—24 марта 2023 г. с использованием приемника Septentrio PolaRx5S, установленного в г. Апатиты (Мурманская область). Анализ показывает, что заметное увеличение фазовых сцинтилляций ($\sigma_F \approx 2$) на спутниках GPS и ГЛОНАСС происходит во время ночных и вечерних суббурь, а также во время дневных геомагнитных возмущений, связанных с положительной магнитной бурей. При этом более слабое геомагнитное возмущение приводит к сопоставимому и даже большему росту фазовых сцинтилляций. Увеличение амплитудных сцинтилляций GPS/ГЛОНАСС во время рассматриваемых событий не обнаружено.

Показана связь уровня фазовых сцинтилляций с ростом амплитуды УНЧ-волн. Наблюдается небольшое различие в уровне фазовых сцинтилляций по данным спутников ГЛОНАСС и GPS, что может быть связано с различными орбитами спутников и прохождением сигналов через локальные ионосферные возмущения.

Анализ данных радара EISCAT UHF показывает рост концентрации ионосферной плазмы в Е-слое ионосферы (100—120 км), который происходит в период наибольшего роста фазовых сцинтилляций. Более заметный рост концентрации в F-слое ионосферы (более чем на порядок) привел к менее значительному росту фазовых сцинтилляций. Поэтому возмущения в Е-слое ионосферы в большей степени приводят к формированию ионосферных

неоднородностей, ответственных за рост фазовых сцинтилляций ГЛОНАСС/GPS-сигналов.

Анализ критических частот ионосферы по данным ионозонда вертикального зондирования на станции ГМС “Ловозеро” говорит о формировании Es-слоя в период роста фазового индекса сцинтилляций.

Наибольший рост фазовых сцинтилляций сопровождается появлением дискретных форм полярных сияний (дуг, лучей). Пульсирующие полярные сияния, характеризующиеся диффузными формами, не приводят к заметному росту фазовых сцинтилляций.

Авторы выражают благодарность проектам EISCAT (<https://eiscat.se>), OMNI (cdaweb.gsfc.nasa.gov), IMAGE (<https://space.fmi.fi/image/www/index.php>) за возможность использования данных.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Yeh K.C., Liu C.H. // Proc. IEEE. 1982. V. 70. No. 4. P. 24.
2. Basu S., Groves K.M., Basu S., Sultan P.J. // J. Atm. Solar-Terr. Phys. 2002. V. 64. No. 16. P. 1745.
3. Kintner P.M., Ledvina B.M., De Paula E.R. // Space Weather. 2007. V. 5. Art. No. S0900.
4. Astafyeva E., Yasyukevich Yu., Maksikov A., Zhivetiev I. // Space Weather. 2014. V. 12. No. 7. P. 508.
5. Черноус С.А., Шагимуратов И.И., Иевенко И.Б. и др. // Хим. физика. 2018. Т. 37. № 5. С. 77; Chernous S.A., Shagimuratov I.I., Ievenko I.B. et al. // Russ. J. Phys. Chem. 2018. V. 12. No. 3. P. 562.
6. Черноус С.А., Швеиц М.В., Филатов М.В. и др. // Хим. физика. 2015. Т. 34. № 10. С. 33; Chernous S.A., Shvets M.V., Filatov M.V. et al. // Russ. J. Phys. Chem. 2015. V. 9. No. 5. P. 778.
7. Шагимуратов И.И., Филатов М.В., Ефишов И.И. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 3. С. 433; Shagimuratov I.I., Filatov M.V., Efshov I.I. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 3. P. 318.
8. Smith A.M., Mitchell C.N., Watson R.J. et al. // Space Weather. 2008. V. 6. Art. No. s03d01.
9. Prikryl P., Jayachandran P.T., Mushini S.C. et al. // Ann. Geophys. 2010. V. 28. P. 1307.
10. Makarevich R.A., Crowley G., Azeem I. et al. // J. Geophys. Res. 2021. V. 126. Art. No. e2021JA029212.
11. Belakhovsky V.B., Jin Y., Miloch W.J. // Ann. Geophys. 2021. V. 39. P. 687.
12. Белуховский В.Б., Джин Я., Милош В. // Совр. пробл. дист. зонд. Земли из косм. 2020. Т. 17. № 6. С. 139.
13. Белуховский В.Б., Джин Я., Милош В. // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 3. С. 428; Belakhovsky V.B., Jin Y., Miloch W. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. No. 3. P. 348.

14. Ясюкевич Ю.В., Живетьев И.В., Ясюкевич А.С. и др. // Совр. пробл. дист. зонд. Земли из косм. 2017. Т. 14. № 1. С. 88.
15. Захаров В.И., Ясюкевич Ю.В., Титова М.А. // Косм. иссл. 2016. Т. 54. № 1. С. 23; Zakharov V.I., Yasyukevich Yu.V., Titova M.A. // Cosmic Res. 2016. V. 54. No. 1. P. 20.
16. Chernyshov A.A., Miloch W.J., Jin Y., Zakharov V.I. // Sci. Reports. 2020. V. 10. Art. No. 6363.
17. Russell C.T., McPherron R.L. // J. Geophys. Res. 1973. V. 78. P. 92.
18. Mushini S.C., Jayachandran P.T., Langley R.B. et al. // GPS Solutions. 2012. V. 16. P. 363.
19. Forte B. // J. Atm. Sol.-Terr. Phys. 2005. V. 67. P. 1100.
20. Lyatsky W., Elphinstone R.D., Pao Q., Cogger L.L. // J. Geophys. Res. 1999. V. 104. No. A1. P. 263.
21. Белаховский В.Б., Пилипенко В.А., Самсонов С.Н., Лоренцен Д. // Геомагн. и аэроном. 2016. Т. 56. № 1. С. 46; Belakhovsky V.B., Pilipenko V.A., Samsonov S.N., Lorentsen D. // Geomagn. Aeronomy. 2016. V. 56. No. 1. P. 42.
22. Van der Meeren C., Oksavik K., Lorentzen D. et al. // J. Geophys. Res. 2014. V. 119. P. 8624.
23. Miller K.L., Smith L.G. // J. Geophys. Res. 1978. V. 83. No. A8. P. 3761.
24. Miyoshi Y., Oyama S., Saito S. et al. // J. Geophys. Res. 2015. V. 120. P. 2754.

Disturbances of GLONASS and GPS signals during magnetic storm on March 23—24, 2023, according to observations on the Kola peninsula

V. B. Belakhovsky^{1, *}, A. E. Vasilev², A. S. Kalishin³, A. V. Roldugin¹

¹Polar Geophysical Institute, Apatity, 184209 Russia

²Fedorov Institute of Applied Geophysics, Moscow, 129128 Russia

³Arctic and Antarctic Research Institute, St. Petersburg, 199397 Russia

*e-mail: belakhov@mail.ru

The growth of scintillations of GLONASS and GPS satellite signals using the Septentrio GNSS receiver installed in the city of Apatity during a strong magnetic storm on March 23—24, 2023, is analyzed. According to the ionosonde data at the Lovozero station and the data of the EISCAT radar in Tromsø, it was shown that the growth of phase scintillations is caused by an increase in the plasma concentration mainly in the E-layer of the ionosphere. The growth of phase scintillations is accompanied by the appearance of discrete forms of auroras.

Keywords: ionosphere, GLONASS, GPS, magnetic storm, EISCAT radar, auroras

УДК 550.837.211

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ВЫСОКОШИРОТНЫХ ИОНОСФЕРНЫХ ТОКОВЫХ СИСТЕМ НА РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЯ ИМПЕДАНСА В АРКТИКЕ НА ПРИМЕРЕ КОЛЬСКОГО ПОЛУОСТРОВА

© 2024 г. В. А. Любчик¹*, Ю. А. Шаповалова¹

¹Федеральное государственное бюджетное научное учреждение “Полярный геофизический институт”, Мурманск, Россия

*E-mail: lubchich@yandex.ru

Поступила в редакцию 24.08.2023

После доработки 13.11.2023

Принята к публикации 30.11.2023

Изучено влияние высокоширотных ионосферных токовых систем на результаты импедансных измерений на Кольском полуострове. Модельные вычисления и совместный анализ спутниковых данных и данных наземного магнитометра показали возможность искажений при интерпретации геофизических данных в условиях высокоомных пород земной коры, обусловленных пространственной близостью токовых систем.

Ключевые слова: импеданс, магнитотеллурическое зондирование, ионосферная токовая система, крайне низкочастотный диапазон, индукционный магнитометр, спутниковые геомагнитные данные, кристаллический щит, осадочный чехол, Арктика

DOI: 10.31857/S0367676524030129, EDN: QLWLTK

ВВЕДЕНИЕ

В арктических районах при проведении геофизических работ широко применяется метод магнитотеллурического зондирования (МТЗ) земной коры в силу экономической эффективности, простоты организации съемок и экологической безопасности метода. Как известно, метод МТЗ основан на импедансном подходе — измерении элементов тензора импеданса на земной поверхности в крайне низкочастотном (КНЧ) диапазоне, 0.001–100 Гц, электромагнитных волн от естественных источников поля [1]. В качестве основных источников естественного поля в КНЧ-диапазоне рассматриваются очаги грозовой активности, находящиеся в экваториальной области Земли. Однако при работах методом МТЗ в арктических областях, в частности, на Кольском полуострове, на результаты измерений могут оказывать заметное влияние и магнитосферно-ионосферные источники электромагнитного поля, такие, например, как системы высокоширотных ионосферных токов. Вследствие пространственной близости данных источников от районов проведения геофизических работ может нарушаться плосковолновое приближение электромагнитного поля, на котором базируется импедансный подход.

В статье [2] рассматривались результаты электромагнитного зондирования земной коры с контролируемым источником и магнитотеллурического

зондирования в районах полуостровов Рыбачий и Средний, в северо-западной части Кольского полуострова, и было показано, что графики зависимости кажущегося сопротивления среды от частоты электромагнитного поля, полученные по данным МТЗ, были подвержены сильным искажениям. Возможно, подобные искажения были обусловлены близостью источников поля. Поэтому изучение вопроса о влиянии высокоширотных ионосферных источников естественных электромагнитных полей на результаты интерпретации геофизических данных, полученных методом МТЗ в арктических регионах, имеет большое практическое значение. Однако до сих пор эта проблема остается малоизученной. Так, в работе [3] рассматривалось влияние межпланетного электрического поля, проникающего в полярную ионосферу, на результаты магнитотеллурического зондирования в низких широтах. В результате была установлена статистическая взаимосвязь между изменениями межпланетного электрического поля и колебаниями электромагнитного поля, измеренными наземными станциями, но на очень низких частотах — менее 0.001 Гц. В практике геофизических работ методом МТЗ обычно используются более высокие частоты. В представленной работе рассмотрен частотный диапазон от 0.1 до 50 Гц, что является новым аспектом в изучении поставленной проблемы.

В первой части данной работы приводятся результаты модельных вычислений, проведенных в целях исследования пределов применимости импедансного подхода вследствие близости магнитосферно-ионосферных источников естественного электромагнитного поля. Было показано, что при геофизических работах в пределах высокоомных горных пород кристаллических щитов влияние высокоширотных источников поля может приводить к некорректной интерпретации данных метода МТЗ.

Во второй части статьи показаны результаты совместного анализа экспериментальных данных индукционного магнитометра, расположенного в центральной части Кольского полуострова на территории обсерватории Полярного геофизического института (ПГИ) “Ловозеро”, и спутниковых геомагнитных данных, полученных в рамках проекта AMPERE. В итоге были выявлены примеры возможного влияния полярных токовых систем в дни с возмущенными геомагнитными условиями на результаты интерпретации импедансных измерений для электромагнитных волн КНЧ-диапазона в пределах кристаллического Балтийского щита.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ
МОДЕЛЬНЫХ ВЫЧИСЛЕНИЙ

В полярной ионосферной токовой системе можно выделить вертикальные токи Биркеланда, втекающие и вытекающие из высокоширотной ионосферы вдоль силовых линий магнитного поля Земли **B**, и горизонтальные токи Холла и Педерсена, распространяющиеся в плоскости, перпендикулярной магнитному полю **B**:

$$j_{\perp} = \sigma_P E_{\perp} - \sigma_H [E_{\perp} \times B] / B, \tag{1}$$

где σ_P — электропроводность Педерсена; σ_H — электропроводность Холла; $E_{\perp}$ — электрическое поле, перпендикулярное магнитному полю **B**. Токи Холла циркулируют вокруг силовых линий магнитного поля, токи Педерсена соединяют зоны втекающих и вытекания токов Биркеланда [4].

В дни с возмущенными геомагнитными условиями горизонтальные токи, циркулирующие в высокоширотной ионосфере, значительно усиливаются. При этом могут возникать мощные линейные токи — авроральные электроджеты, в том числе и в пространственной области над Кольским полуостровом. Все эти обстоятельства могут существенно сказаться на результатах интерпретации импедансных измерений на земной поверхности для электромагнитных волн КНЧ-диапазона.

Для оценки этого возможного влияния были произведены модельные вычисления. В высокоширотной ионосфере на высоте 110 км задавался источник электромагнитного поля в виде длинной горизонтальной токовой линии, моделировавшей

фрагмент электроджета. Длина линии составляла 300 км. При моделировании предполагалось, что точка измерения электромагнитного поля располагается в относительной близости от источника поля, поэтому использовалась горизонтально-слоистая модель электропроводности среды. На основе данных об электропроводности атмосферы и ионосферы, приведенных в работе [5], была предложена шестислойная модель электропроводности среды, параметры которой представлены в табл. 1. Нижний слой модели соответствовал земной коре.

В процессе модельных вычислений для заданного типа источника в высокоширотной ионосфере и выбранной модели электропроводности среды определялись амплитуды горизонтальных компонент электрического E_x и магнитного H_y полей в нескольких пунктах на земной поверхности, находившихся на расстояниях по горизонтали от 5 до 500 км от центра источника в направлении, ортогональном токовой линии. Вычисления проводились на основе алгоритма расчета электромагнитных полей от источников в горизонтально-слоистой среде, изложенного в работе [6]. По этим амплитудам рассчитывались значения импеданса Z_{xy} :

$$Z_{xy} = \frac{E_x}{H_y}. \tag{2}$$

Значения модуля импеданса затем переводились в величины кажущегося сопротивления среды ρ_k :

$$\rho_k = \frac{|Z_{xy}|^2}{\omega \mu}, \tag{3}$$

где ω — круговая частота электромагнитного поля; μ — магнитная проницаемость среды. Величина отклонения значения кажущегося сопротивления среды ρ_k от модельного значения удельного

Таблица 1. Параметры горизонтально-слоистой модели электропроводности атмосферы и ионосферы

Описание слоя	Вертикальные границы слоя z, км	Удельное сопротивление слоя ρ , Ом×м
Земная кора	–30—0	10000; 1000; 100; 10
Нижняя атмосфера	0—30	10^{12}
Верхняя атмосфера	30—60	10^{10}
D-область ионосферы	60—90	10^8
E-слой ионосферы (нижняя часть)	90—110	10^6
E-слой ионосферы (верхняя часть)	110—130	10^5

сопротивления земной коры ρ_E и определяла степень влияния близости ионосферного источника естественного электромагнитного поля на результаты интерпретации измерений, проведенных методом МТЗ.

В целом, значения импеданса на земной поверхности зависели от трех входных параметров модели — частоты электромагнитного поля f , излучаемого источником, горизонтального расстояния от источника до точки наблюдения r и удельного сопротивления земной коры ρ_E . Набор частот электромагнитного поля, использовавшийся при моделировании, относился к КНЧ-диапазону и состоял из следующих частот: 0.1, 0.5, 1, 5, 10, 50 Гц. Именно такой низкочастотный диапазон используется в практике геофизических работ для глубинного электромагнитного зондирования земной коры, и именно в этом диапазоне следует ожидать максимальных искажений кривых МТЗ, обусловленных близостью источников.

Как уже упоминалось, в возмущенные геомагнитные дни в высокоширотной ионосфере могут возникать мощные линейные токи — авроральные электроджеты, область распространения которых может захватывать северные районы Кольского полуострова. Поэтому модельные горизонтальные расстояния от источника до точки наблюдения выбирались в 5 км, что соответствует северным районам полуострова вблизи от магнитосферно-ионосферных источников естественного электромагнитного поля, 50 и 85 км, что соответствует центральным районам полуострова, где расположены стационарные индукционные магнитометры в геофизических обсерваториях ПГИ, и 500 км, что соответствует южным районам полуострова на значительном удалении от источника.

Важным параметром модели являлось удельное сопротивление земной коры ρ_E , которое варьировалось в широком диапазоне значений и принималось равным 10000, 1000, 100, 10 Ом·м. Дело в том, что на подавляющей части Кольского полуострова расположен кристаллический Балтийский щит, для горных пород которого удельное сопротивление составляет порядка 10000 Ом·м и выше. Однако северная окраина Кольского полуострова, а именно, район полуостровов Рыбачий и Средний, расположена в переходной зоне от пород Балтийского щита к осадочным породам южной части Баренцевоморской плиты, где присутствует низкоомный осадочный чехол. Удельное сопротивление осадочных пород может составлять порядка 100 Ом·м и ниже. Этими соображениями и обусловлен выбор диапазона модельных значений сопротивления земной коры ρ_E .

Результаты моделирования показаны на рис. 1. Исходя из анализа представленных графиков, можно сделать следующие выводы. На рис. 1а и 1б рассмотрены зависимости величин кажущегося сопротивления ρ_k , вычисленные через импеданс,

от горизонтального расстояния r от источника до приемника для разных частот электромагнитного поля. Из рис. 1а видно, что в случае высокоомных пород $\rho_E = 10000$ Ом·м кривая кажущегося сопротивления для частоты $f = 0.1$ Гц приближается к модельным значениям удельного сопротивления земной коры на расстояниях от источника r порядка 85 км и более. С ростом частоты поля соответствие значений кажущегося и модельного сопротивлений все более улучшается, уже для частот выше 1 Гц импедансный подход дает хорошие результаты. В случае же низкоомных пород $\rho_E = 1000$ Ом·м (рис. 1б) импедансный подход полностью применим во всем диапазоне рассматриваемых частот f и горизонтальных расстояний r .

Наибольший интерес вызывают частотные зависимости кажущегося сопротивления ρ_k для разных значений параметра r . Из рис. 1в видно, что для кристаллических пород Балтийского щита импедансный подход применим на расстояниях от источника порядка 85 км, на меньших расстояниях наблюдаются отклонения графиков ρ_k от заданной в модели величины удельного сопротивления земной коры на частотах ниже 1 Гц. В случае же более низкоомных осадочных пород импедансный подход применим даже в непосредственной близости от источника при $r = 5$ км (рис. 1г).

На рис. 1д и 1е представлены графики зависимости значений кажущегося сопротивления ρ_k от значений удельного сопротивления земной коры ρ_E для пунктов измерения поля вблизи источника $r = 5$ км и на расстоянии $r = 85$ км соответственно. Рис. 1д демонстрирует, что в окрестности источника только для частот электромагнитного поля ниже 0.5 Гц кривая кажущегося сопротивления отклоняется от прямой, соответствующей модельным значениям удельного сопротивления земной коры, начиная с сопротивлений более 1000 Ом·м.

На основе полученных результатов модельных вычислений можно сделать вывод, что для электромагнитных глубинных исследований осадочных чехлов Арктической зоны применение метода МТЗ, основанного на импедансном подходе, вполне оправданно. Однако при экспериментальных работах на кристаллических щитах, в частности, в пределах Балтийского щита на Кольском полуострове, магнитосферно-ионосферные источники естественного электромагнитного поля вследствие своей пространственной близости могут существенно исказить результаты интерпретации измерений методом МТЗ. Искажения могут быть особенно заметны на частотах электромагнитного поля f менее 1 Гц и в случае малых горизонтальных расстояний r от источника (менее 85 км).

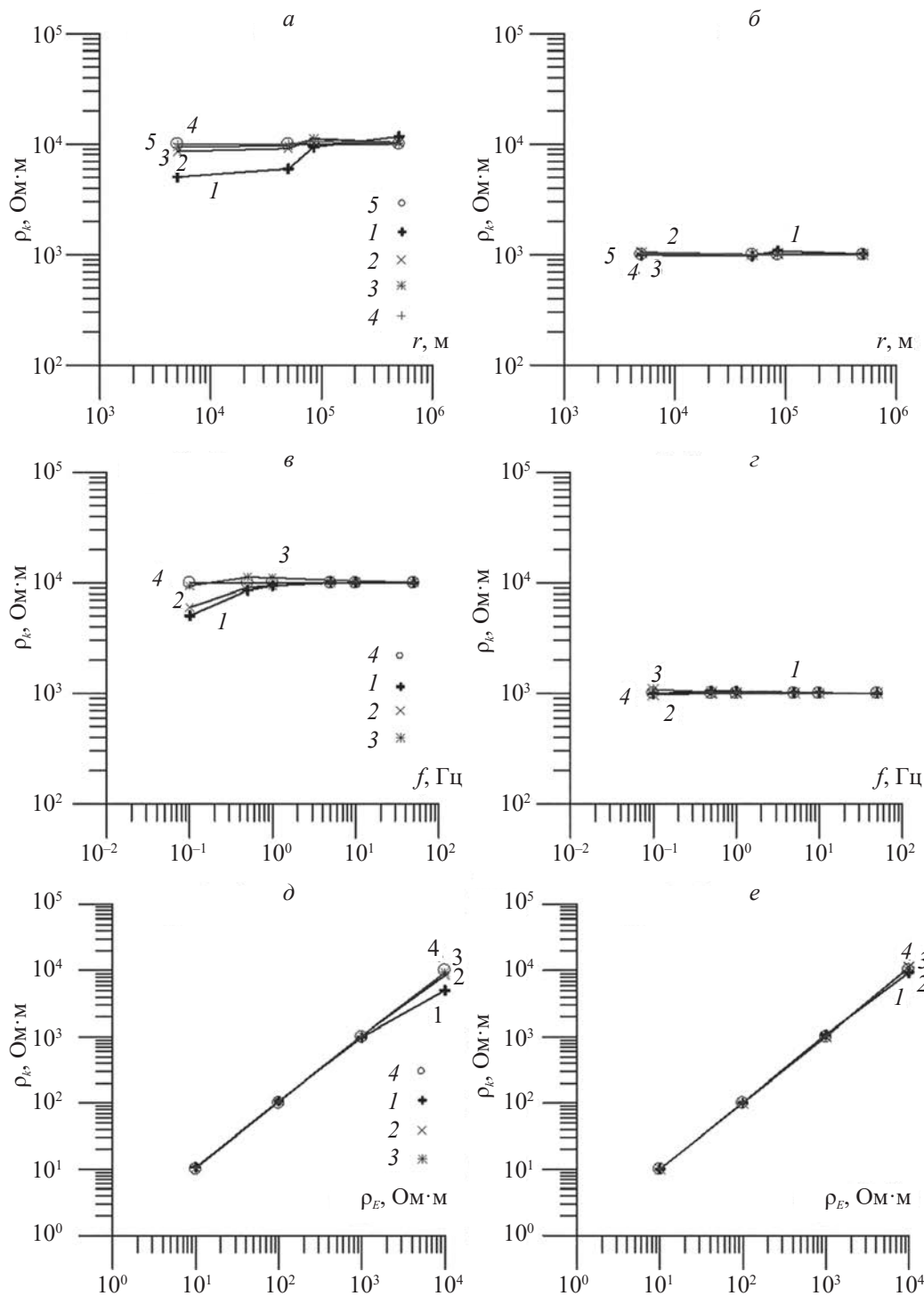


Рис. 1. Графики зависимости кажущегося сопротивления среды ρ_k , рассчитанные через значения импеданса: от горизонтального расстояния до источника r при удельном сопротивлении земной коры $\rho_E = 10000 \text{ Ом}\cdot\text{м}$ (а); при удельном сопротивлении земной коры $\rho_E = 1000 \text{ Ом}\cdot\text{м}$ (б) (на графиках а и б цифрами обозначены кривые для частоты электромагнитного поля $f = 0.1$ (1), 0.5 (2), 1 (3), 5 Гц (4), 5 — прямая, соответствующая значению удельного сопротивления земной коры) (в); от частоты электромагнитного поля f при $\rho_E = 10000 \text{ Ом}\cdot\text{м}$ (в); при $\rho_E = 1000 \text{ Ом}\cdot\text{м}$ (г) (на графиках в и г цифрами обозначены кривые для точки наблюдения, удаленной от источника на расстояние $r = 5$ (1), 50 (2), 85 км (3), 4 — прямая, соответствующая значению удельного сопротивления земной коры); от значений удельного сопротивления земной коры ρ_E для точки наблюдения на расстоянии $r = 5$ км от источника (д); для точки наблюдения на расстоянии $r = 85$ км (е) (на графиках д и е цифрами обозначены кривые для частоты электромагнитного поля $f = 0.1$ (1), 0.5 (2), 1 Гц (3), 4 — прямая, соответствующая значениям удельного сопротивления земной коры).

АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Для выявления примеров возможного влияния магнитосферно-ионосферных источников естественного электромагнитного поля на результаты интерпретации импедансных измерений на Кольском полуострове был проведен совместный анализ данных индукционного магнитометра, расположенного в геофизической обсерватории ПГИ “Ловозеро”, и геомагнитных данных, полученных со спутников Iridium в рамках проекта AMPERE.

Данные анализировались за 2014 г. вследствие наличия наиболее полных годовых экспериментальных данных о горизонтальных компонентах электрического и магнитного полей, полученных с помощью Ловозерского индукционного магнитометра. Задача состояла в выборе дат и интервалов времени в 2014 г. с различным вкладом магнитосферно-ионосферных источников, а именно, с сильным влиянием высокоширотных токовых систем, возникающим при возмущенных геомагнитных условиях, и дат со спокойными геомагнитными условиями, когда влияние токовых систем незначительно.

Для выбора дней с возмущенными геомагнитными условиями использовались данные с ряда сайтов, где предоставлена информация о различных индексах геомагнитной активности за 2014 г. Так, на сайте Центра анализа данных геомагнетизма и космического магнетизма Высшей школы наук Киотского университета (<https://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp>) приводится таблица дат с наиболее спокойными и возмущенными геомагнитными условиями, выбранных по оценке индекса Кр. Также с помощью сайта Германского исследовательского центра геонаук GFZ (<https://kp.gfz-potsdam.de>) можно определить даты и трехчасовые интервалы времени с максимальными значениями индекса A_p за год. Дополнительно были привлечены данные с суточными графиками индекса Dst с вышеуказанного сайта Киотского университета. Этот индекс геомагнитной активности в низких широтах был введен как мера изменения горизонтальной H -составляющей магнитного поля Земли, обусловленного кольцевым током, возникающим в магнитосфере во время магнитных бурь. В результате проведенного анализа данных с этих сайтов был определен предварительный список дат и примерных часовых интервалов, для которых геомагнитные условия можно было рассматривать как возмущенные.

В целях определения геомагнитных условий над территорией Кольского полуострова для этих дат был выполнен анализ спутниковых геомагнитных данных, полученных со спутников Iridium в рамках проекта AMPERE и представленных на сайте <https://ampere.jhuapl.edu>. Этот ресурс публикует спутниковые данные о магнитном поле, которые обработаны для представления в скорректированных по высоте геомагнитных координатах AACGM (Altitude Adjusted Corrected Geomagnetic

Coordinates) [7]. Из этих обработанных магнитных данных исключен вклад основного поля Земли и тренда за длительный период. Спутники Iridium вращаются по низким орбитам на высоте примерно 780 км. Анализ этих данных позволил уточнить даты и часовые интервалы с возмущенными геомагнитными условиями, когда зоны резких изменений горизонтальной составляющей магнитного поля захватывали территорию Кольского полуострова.

Наконец, немаловажное значение имело наличие и качество экспериментальных данных, полученных с помощью Ловозерского индукционного магнитометра, для выбранных дат и интервалов времени. В итоге, для выявления возможного влияния магнитосферно-ионосферных источников естественного электромагнитного поля на результаты интерпретации импедансных измерений в центральной части Кольского полуострова были выбраны даты: 20.04.2014 (интервал 15–16 ч по мировому времени UT) и 22.12.2014 (интервал 03–04 ч по UT). Также с помощью этого сайта были выбраны и дни со спокойными условиями для этих же часовых интервалов, а именно, 18.04.2014 и 19.12.2014 соответственно.

На рис. 2 представлены диаграммы геомагнитных данных, полученные с ресурса <https://ampere.jhuapl.edu> для отобранных дат с возмущенными и спокойными условиями. Крестом на диаграммах обозначено местоположение геофизической обсерватории ПГИ “Ловозеро”. На рисунке показаны векторные данные об изменениях горизонтальной составляющей магнитного поля δB и карты интенсивности токов Биркеланда $j_{||}$, направленных вдоль силовых линий магнитного поля Земли, на высоте 110 км. Области с резкими изменениями горизонтального магнитного поля по амплитуде и направлению, а также зоны с высокой интенсивностью токов Биркеланда непосредственно связаны с районами усиления горизонтальных токов Холла, текущих в высокоширотной ионосфере, которые могут оказывать существенное влияние на результаты интерпретации импедансных измерений.

Для выбранных дат и часовых интервалов времени были проанализированы данные, зарегистрированные индукционным магнитометром, разработанным в ПГИ, с цифровой системой сбора информации. Регистрируемые сигналы записывались с точной привязкой к мировому времени по сигналам спутниковых навигационных систем ГЛОНАСС/GPS [8]. Магнитометр располагается на территории геофизической обсерватории ПГИ “Ловозеро”, которая находится в центральной части Кольского полуострова в пределах высокоомного Балтийского кристаллического щита.

В 2014 г. на магнитометре производилась регистрация горизонтальных взаимно перпендикулярных компонент магнитного и электрического

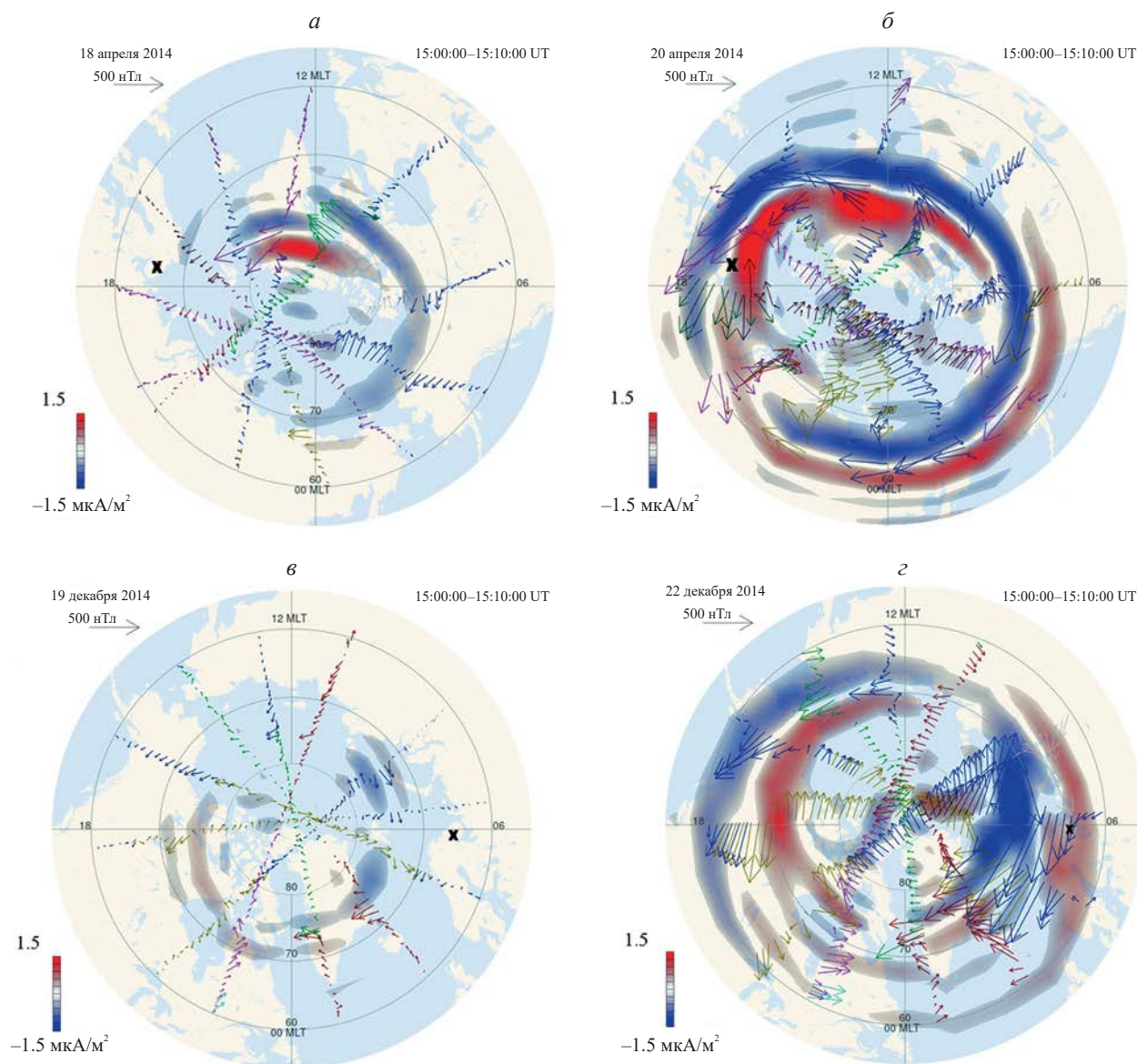


Рис. 2. Диаграммы геомагнитных данных, полученных со спутников Iridium в рамках проекта AMPERE (получены с сайта <https://ampere.jhuapl.edu>): для спокойного дня 18.04.2014 (15 ч по UT) (а), для дня с повышенной геомагнитной активностью 20.04.2014 (б); для спокойного дня 19.12.2014 (03 ч по UT) (в), для дня с повышенной геомагнитной активностью 22.12.2014 (г). Крестом на диаграммах обозначено местоположение индукционного магнитометра в геофизической обсерватории ПГИ “Ловозеро”.

полей H_y , H_x и E_y , E_x . Ось Y направлена на геомагнитный север. Основываясь на этих данных, вычислялись главные значения тензора импеданса Z_{xy} и Z_{yx} для заданного набора частот естественного электромагнитного поля в КНЧ-диапазоне от 0.3 до 27 Гц. Вследствие того, что земная кора в районе геофизической обсерватории “Ловозеро” является анизотропной средой по причине наличия мощных зон тектонических разломов, данные усреднялись с помощью вычисления значений импеданса Бердичевского [1]:

$$Z_{berd} = \frac{Z_{xy} - Z_{yx}}{2}. \quad (4)$$

Значения модуля импеданса Бердичевского пересчитывались в значения кажущегося сопротивления среды ρ_k по формуле, аналогичной формуле (3). Полученные результаты представлены на рис. 3. Из графиков видно, что в дни со спокойными геомагнитными условиями (18.04.2014 и 19.12.2014) значения кажущегося сопротивления земной коры составляют 100000–200000 Ом·м, что является характерным для кристаллических щитов. В то же время в дни с повышенной геомагнитной активностью (20.04.2014 и 22.12.2014) на частотах ниже 1 Гц наблюдается существенное понижение кажущегося сопротивления земной коры. Возможно, это

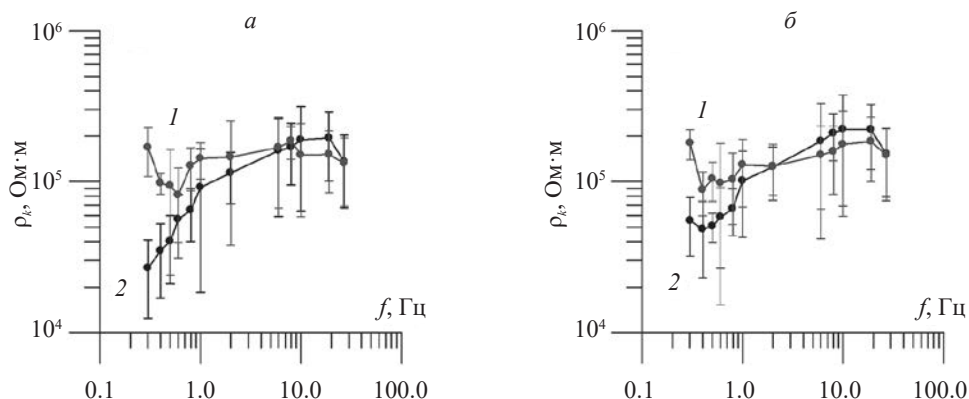


Рис. 3. Графики зависимости кажущегося сопротивления среды ρ_k от частоты естественного электромагнитного поля f , рассчитанные через значения импеданса по данным индукционного магнитометра, расположенного в геофизической обсерватории ПГИ “Ловозеро”: графики соответствуют паре спокойного дня 18.04.2014 (кривая 1) и дня с повышенной геомагнитной активностью 20.04.2014 (кривая 2) для 15 ч по UT (а); графики соответствуют паре спокойного дня 19.12.2014 (кривая 1) и дня с повышенной геомагнитной активностью 22.12.2014 (кривая 2) для 3 ч по UT (б).

понижение обуславливается влиянием близости магнитосферно-ионосферных источников естественного электромагнитного поля и ограниченностью применения импедансного подхода в высоких широтах для высокоомных горных пород при определении геоэлектрических параметров земной коры.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

По результатам выполненных исследований можно сделать следующие выводы. Возможность применения геофизических электромагнитных методов, основанных на импедансном подходе, в высокоширотных районах Арктики, в частности, на Кольском полуострове, вблизи от магнитосферно-ионосферных источников естественного электромагнитного поля существенно зависит от удельного сопротивления земной коры. Проведенные модельные расчеты показали, что использование метода МТЗ, базирующегося на вычислениях импеданса, при электромагнитном зондировании низкоомного осадочного чехла вполне целесообразно. Искажений в определении геоэлектрических параметров среды практически не наблюдается. Однако при экспериментальных работах в пределах высокоомного кристаллического Балтийского щита близость магнитосферно-ионосферных источников естественного электромагнитного поля может оказывать значительное влияние на результаты интерпретации измерений в случае малых горизонтальных расстояний r от источника (менее 85 км) и в случае низких частот электромагнитного поля f (менее 1 Гц).

Проведенный совместный анализ данных индукционного магнитометра, расположенного на территории геофизической обсерватории ПГИ “Ловозеро”, в пределах кристаллического Балтийского щита, и спутниковых геомагнитных данных, полученных в рамках проекта AMPERE, выявил на примерах возможность существенного влияния

магнитосферно-ионосферных источников естественного электромагнитного поля, находящихся в высокоширотной ионосфере над Кольским полуостровом, на результаты интерпретации импедансных измерений при определении геоэлектрических параметров земной коры.

Авторы благодарят сотрудников Сектора оптических методов Полярного геофизического института (ПГИ) и геофизической обсерватории ПГИ “Ловозеро” за предоставленные данные индукционного магнитометра, а также представителей геофизического сообщества за возможность использовать в работе данные с сайтов, упомянутых в статье.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бердичевский М.Н., Дмитриев В.И. Модели и методы магнитотеллурики. М.: Научный мир, 2009. 680 с.
2. Любич В.А. // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 3. С. 378; Ljubchich V.A. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 3. P. 268.
3. Brändlein D., Lühr H., Ritter O. // J. Geophys. Res. 2012. V. 117. No. A11. Art. No. A11314.
4. Le G., Slavin J.A., Strangeway R.J. // J. Geophys. Res. 2010. V. 115. No. A7. Art. No. A07202.
5. Denisenko V.V., Rycroft M.J., Harrison R.G. // Surv. Geophys. 2019. V. 40. No. 1. P. 1.
6. Дмитриев В.И. Электромагнитные поля в неоднородных средах. М.: Изд-во МГУ, 1969. 131 с.
7. Anderson B.J., Angappan R., Barik A. et al. // Geochem. Geophys. Geosyst. 2021. V. 22. No. 8. Art. No. e2020GC009515.
8. Филатов М.В., Пильгаев С.В., Федоренко Ю.В. // ПТЭ. 2011. № 3. С. 73; Filatov M.V., Pil'gaev S.V., Fedorenko Yu.V. // Instrum. Exp. Tech. 2011. V. 54. No. 3. P. 361.

Investigation of the influence of high-latitude ionospheric current systems on the results of impedance measurement in the Arctic on the example of the Kola Peninsula

V. A. Ljubchich^{1,*}, Yu. A. Shapovalova¹

¹Polar Geophysical Institute, Murmansk, 183010 Russia

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

We investigated the influence of high-latitude ionospheric current systems on the results of impedance measurements on the Kola Peninsula. Model calculations and joint analysis of satellite data and ground magnetometer data have shown the possibility of distortions in the interpretation of geophysical data due to the spatial vicinity of current systems in cases where rocks of the Earth's crust have high electrical resistance.

Keywords: impedance, magnetotelluric sounding, ionospheric current system, extremely low frequency range, induction magnetometer, satellite geomagnetic data, crystal shield, sedimentary cover, Arctic

УДК 550.388.2

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЙ ДЖЕТ И ПЛАЗМЕННЫЕ НЕОДНОРОДНОСТИ РАЗЛИЧНОГО МАСШТАБА

© 2024 г. А. А. Синевич^{1,2,*}, А. А. Чернышов¹, Д. В. Чугунин¹, В. Я. Милох³,
М. М. Могилевский¹

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки “Институт космических исследований
Российской академии наук”, Москва, Россия

²Федеральное государственное бюджетное учреждение науки “Институт земного магнетизма, ионосферы
и распространения радиоволн имени Н. В. Пушкова Российской академии наук”, Москва, Россия

³Университет Осло, Осло, Норвегия

*E-mail: sinevich.aa@gmail.com

Поступила в редакцию 24.08.2023

После доработки 13.11.2023

Принята к публикации 30.11.2023

Представлены результаты исследования внутренней мелкомасштабной структуры поляризационного джета с использованием различных спутниковых данных. Подтвержден минимальный размер неоднородностей и типичный внутренний состав стратифицированного поляризационного джета. Обнаружена двухпиковая структура, которая представляет собой две крупных страты поляризационного джета. Показан сдвиг страт концентрации и температуры электронов по широте относительно друг друга.

DOI: 10.31857/S0367676524030139, EDN: QLQLQU

ВВЕДЕНИЕ

Поляризационный джет (ПД) (другое название в научной литературе — SAID — subauroral ion drift) — это узкая (1° – 2° широты) полоса быстрого дрейфа на запад ионов ионосферной плазмы в области проекции плазмапаузы, возникающая в субавроральной ионосфере на высотах F-слоя. Впервые ПД был зарегистрирован на советском спутнике “Космос-184” в 1973 г. [1]. В результате дальнейших исследований с использованием различных спутниковых миссий и наземных наблюдений определено, что ПД возникает от 18 MLT (Magnetic Local Time — местное магнитное время) до 02 MLT экваториальнее границы авроральной зоны [2, 3]. Во время геомагнитной активности происходят изменения магнитосферно-ионосферных связей и всей токовой системы, приводящие к возникновению различных явлений, таких как авроральные сияния, радиоаврора, геомагнитно-индуцированные токи, широкополосная низкочастотная турбулентность, авроральное километровое радиоизлучение, ионосферные возмущения, которые вызывают радио- и радиолокационные мерцания, а также к появлению поляризационного джета [4–8]. Хорошо известно из литературы, что происходит рост вероятности возникновения ПД с увеличением индексов AE и Kp [2, 3]. Последующие научные исследования с участием

разнообразных космических миссий и данных наземных радаров позволили выявить основные крупномасштабные черты в формировании и развитии ПД, также были предложены различные физические механизмы, объясняющие появление ПД во время геомагнитных возмущений [3, 9–14]. Однако многие спутники не были оснащены необходимыми приборами для более глубокого изучения характеристик ионосферной плазмы внутри ПД или научная аппаратура на борту спутников не позволяла проводить измерения с высоким временным разрешением. Мелкомасштабные процессы внутри ПД мало исследованы, и здесь остается много открытых вопросов.

Ранее с использованием данных спутника NorSat-1 был проведен ряд исследований [15–18] касательно изучения мелкомасштабной структуры ПД. Особенностью спутника NorSat-1 является высокая частота опроса установленного на нем многогольного зонда Ленгмюра — до 1 кГц, позволяющая производить измерения параметров плазмы с высоким временным и пространственным разрешением [19, 20]. Значительно более высокая пространственная частота опроса спутника NorSat-1 позволяет исследовать внутреннюю мелкомасштабную структуру настолько узкого (1° – 2° широты) по широте ионосферного явления. Исследования показали наличие как мелкомасштабных (десятки—сотни метров), так и крупномасштабных (десятки

километров) неоднородностей параметров плазмы внутри ПД [15, 16]. Кроме того, был впервые обнаружен новый тип ПД — стратифицированный поляризационный джет (СПД), представляющий собой ПД, состоящий из нескольких страт [18]. Определено типичное количество страт СПД, пространственные размеры страт, а также поведение неоднородностей параметров плазмы внутри них с развитием геомагнитной активности [17, 18].

В рамках настоящей работы для исследования ПД и плазменных неоднородностей различного масштаба используются данные измерений спутника NorSat-1. Также для явного подтверждения того, что обнаруженное по данным NorSat-1 явление представляет собой ПД, используются спутниковые наблюдения DMSP F-16, который оборудован прибором для измерения скоростей дрейфа ионов. Цель данной работы — исследовать мелко-масштабную структуру ПД по данным с высоким пространственным разрешением, используя новые случаи обнаружения ПД и новые методы анализа результатов измерений с учетом ранее полученных результатов.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ И ИХ АНАЛИЗ

В данном исследовании мы рассматриваем геомагнитное событие 14.03.2021. На рис. 1 показана эволюция индексов SME и Dst, характеризующих геомагнитную обстановку, с 18 UT 13.03.2021 до

04 UT 14.03.2021. Моменты времени пересечения ПД спутниками DMSP F-16 (в 02:02 UT) и NorSat-1 (в 02:40 UT) отмечены синей и красной звездочкой соответственно. Индекс SME, характеризующий авроральный электроджет, составляет 600—700 нТл в 02 UT, что свидетельствует об умеренно высокой геомагнитной активности в авроральных и субавроральных широтах. Во время данного геомагнитного события магнитная компонента B_z межпланетного магнитного поля была отрицательной, также в это время регистрировался быстрый солнечный ветер ($V_x \sim -550$ км/с). Отметим, что наблюдалось постепенное падение геомагнитного индекса Dst на протяжении достаточно длительного времени, а в момент обнаружения ПД имело место локальное снижение Dst с ~02:00 UT 14.03.2018 (см. рис. 1).

На рис. 2 представлены результаты измерений спутника DMSP F-16 во время геомагнитного события 14.03.2021. Как видно из верхней панели рисунка, на участке геомагнитных широт от -62.6° до -60.4° в секторе 19 MLT расположен провал электронной концентрации. Ближе к экваториальной стенке провала на геомагнитной широте -61.3° находится пик горизонтальной скорости дрейфа ионов (~ 600 м/с), пространственно совпадающий с пиком вертикальной скорости дрейфа ионов (~ 100 м/с). На нижней панели рисунка на широтах от -62.6° до -61.3° наблюдается рост температуры ионов до ~ 0.3 эВ и электронов до ~ 0.4 эВ.

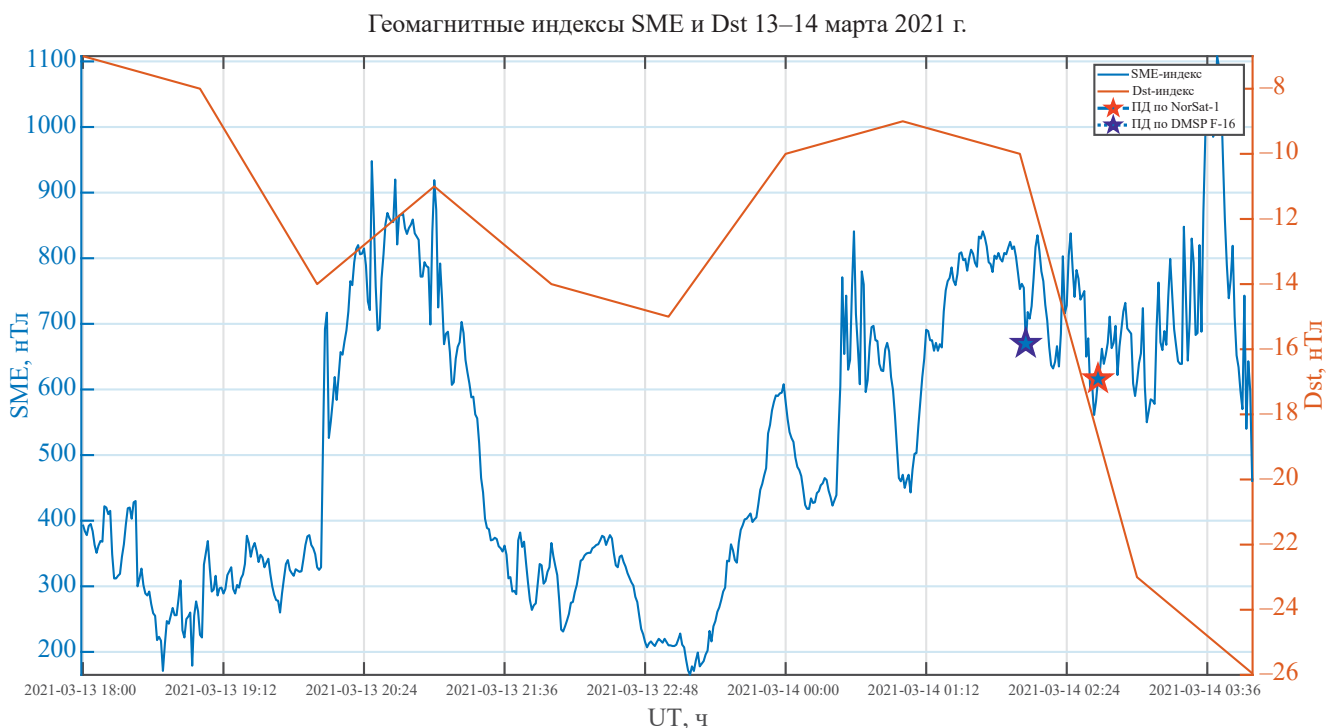


Рис. 1. Развитие индексов геомагнитной активности SME (синяя линия) и Dst (красная линия) от времени UT во время рассматриваемого геомагнитного события с 18 UT 13.03.2021 до 04 UT 14.03.2021. Синей и красной звездочками отмечены моменты пересечения ПД спутниками DMSP F-16 (в 02:02 UT) и NorSat-1 (в 02:40 UT) соответственно.

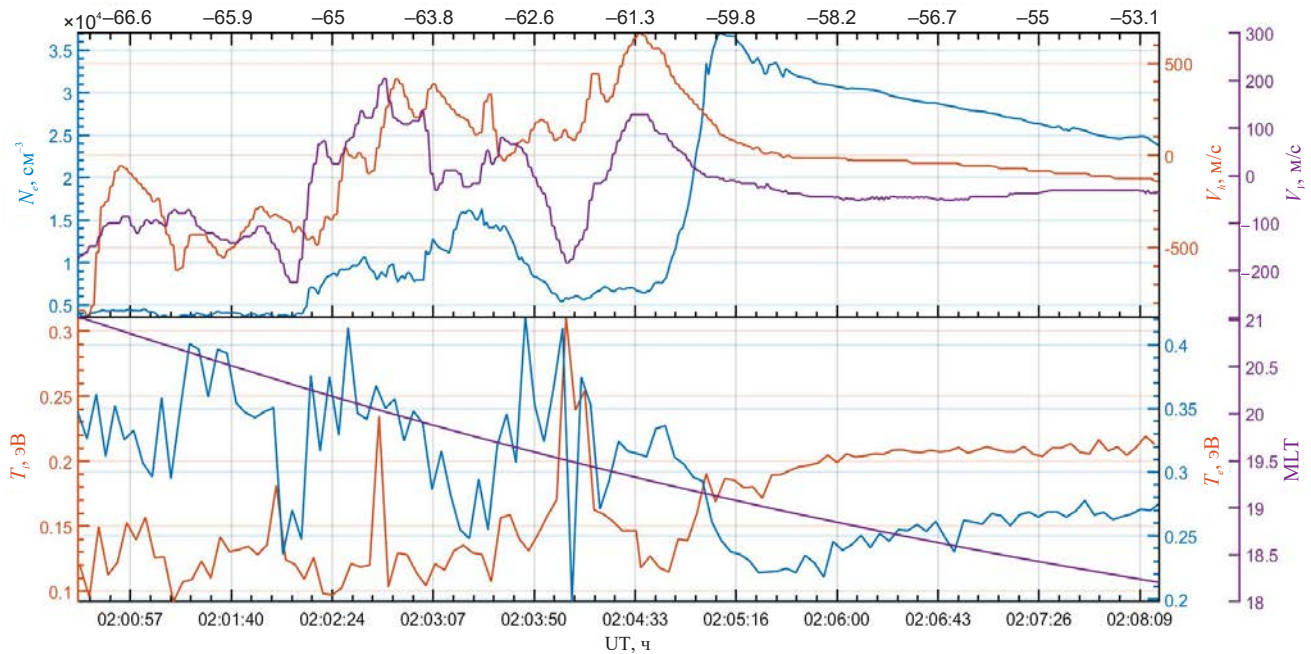


Рис. 2. Верхняя панель — изменение концентрации электронов (синяя линия), горизонтальной скорости дрейфа ионов (красная линия) и вертикальной скорости дрейфа ионов (фиолетовая линия) от геомагнитной широты (в координатах AACGM — Altitude Adjusted Corrected Geomagnetic) (верхняя ось абсцисс) и времени UT (нижняя ось абсцисс) по данным спутника DMSP F-16 на высоте ~850 км во время геомагнитного события 14.03.2021 в 02 UT; нижняя панель — изменение MLT (фиолетовая линия), температуры электронов (синяя линия) и температуры ионов (красная линия) по данным спутника DMSP F16.

Интересен тот факт, что рост температуры электронов и ионов пространственно не совпадает с пиком вертикальной и горизонтальной скоростей дрейфа и расположен на $\sim 0.6^\circ$ широты южнее. Это может быть связано со значительно более низкой пространственной частотой измерений температур ионов и электронов (~ 0.25 Гц), чем пространственная частота измерений скоростей дрейфа (2 Гц) на спутнике серии DMSP.

Скорость дрейфа ионов на запад в полосе ПД у разных авторов составляет либо 500 м/с и выше [2], либо 1000 м/с и выше [21]. Таким образом, горизонтальная скорость дрейфа ионов, равная 600 м/с, удовлетворяет критерию возникновения ПД из статьи [2]. Кроме того, о присутствии ПД на рассматриваемых широтах говорит пространственное совпадение провала электронной концентрации с пиком горизонтальных скоростей дрейфа ионов [2, 21] и вертикальных скоростей дрейфа ионов [22]. Кроме того, пространственное совпадающее положение пика дрейфов ионов и пика ионных и электронных температур также свойственно ПД [21]. Поскольку ПД не является локальным явлением по долготе и растянут вдоль широты с 18 до 02 ч MLT [2], присутствие ПД на 19 MLT подтверждает присутствие ПД на 00 MLT — долготе солнечно-синхронной орбиты спутника NorSat-1 во время геомагнитного события 14.04.2021. Кроме того, согласно работам [3,

23], средняя геомагнитная широта ПД уменьшается с увеличением MLT. Следует отметить, что по данным DMSP F-16 ПД расположен в южном полушарии. Как известно из исследований на основе спутниковых данных и данных наземных радаров [10, 24, 25], если ПД присутствует в одном полушарии, то он также одновременно наблюдается в другом полушарии на магнитно-сопряженных широтах.

На рис. 3 показаны результаты измерений спутника NorSat-1 во время геомагнитной активности 14.03.2021 в 02 UT. На участке геомагнитных широт 59.9° — 58.3° концентрация электронов ниже фонового уровня в 2.5 раза, и внутри данного провала также заметен подъем температуры электронов, что позволяет утверждать, что на данном участке располагается ПД в субавроральной ионосфере. По температуре внутри ПД наблюдается два отдельных пика. Схожие пики температуры электронов по данным NorSat-1 ранее были обнаружены во время геомагнитного события 20.04.2018 [15, 16] и в дальнейшем интерпретированы как крупные страты стратифицированного поляризационного джета (СПД) [18]. Далее в настоящем исследовании ПД, обнаруженный во время рассматриваемой геомагнитной активности, интерпретируется как СПД.

На средней панели рис. 3 показана спектрограмма мощности Фурье-преобразования

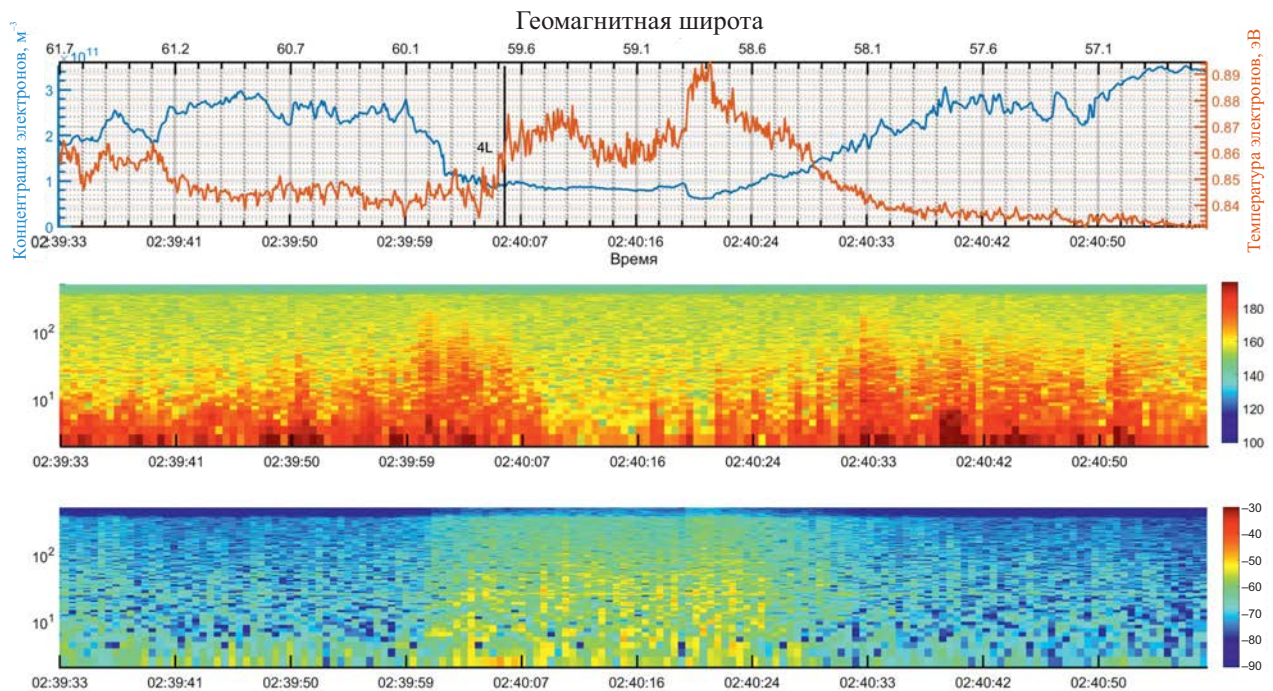


Рис. 3. Верхняя панель — изменение концентрации (синяя линия) и температуры (красная линия) электронов от геомагнитной широты (дипольная модель, 110 км) (верхняя ось абсцисс) и времени UT (нижняя ось абсцисс) по данным спутника NorSat-1 на высоте ~600 км во время геомагнитного события 14.03.2021 в 02 UT; средняя панель — спектрограмма мощности Фурье-преобразования электронной концентрации; нижняя панель — спектрограмма мощности Фурье-преобразования электронной температуры.

концентрации электронов. По спектрограмме заметно, что минимальный масштаб неоднородностей концентрации электронов внутри СПД больше (~150 м), чем в полярной и экваториальной от СПД областях (менее 100 м). По спектрограмме электронной температуры (нижняя панель рис. 3) заметно обратное — размер неоднородностей температуры электронов внутри СПД меньше, чем за его пределами. Минимальный размер неоднородностей температуры электронов внутри СПД составляет несколько десятков метров. Ранее на основании данных NorSat-1 во время геомагнитного события 20.04.2018 был определен минимальный размер неоднородностей концентрации и температуры электронов внутри ПД — десятки-сотни метров [15, 17].

Для исследования внутренней структуры ПД мы разработали и применили метод обработки спутниковых данных, который позволяет обнаруживать неоднородности параметров плазмы и определять пространственные размеры этих неоднородностей на основе нахождения $\Delta N/N$ и $\Delta T/T$:

$$\frac{\Delta N}{N} = \frac{N - SMA(N)}{SMA(N)};$$

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{T - SMA(T)}{SMA(T)},$$

где SMA — простое скользящее среднее с окном Δ . Параметр $\Delta N/N(\Delta T/T)$ показывает отклонение концентрации (температуры) электронов от среднего значения на различных масштабах — от 0.01° до 1° с шагом в 0.01° широты. Другими словами, рассчитывается отклонение значения концентрации (температуры) электронов от скользящего среднего с пространственным окном 0.01° , 0.02° и так далее до 1° . В результате получается трехмерный массив данных (широта, размер окна, отклонение от среднего) и в итоге строится двумерное изображение, где по оси абсцисс отложена широта (время UT), по оси ординат — размер окна, а цветовой шкалой показано относительное отклонение от скользящего среднего. Таким образом, данный параметр позволяет обнаружить неоднородности плазменных характеристик плазмы внутри ПД и затем определить их пространственные размеры.

На рис. 4 показано изменение параметров $\Delta N/N$ и $\Delta T/T$ во время геомагнитного события 14.03.2021 в 02 UT. На верхней панели рисунка по изменению параметра $\Delta N/N$ внутри СПД на широтах ~58.7° и ~57.6° видны две крупные страты ПД электронной концентрации размером в ~0.3°, а также несколько мелких страт ПД размером менее 0.1° широты. Согласно [18] СПД состоит из 2—4 крупных страт размером 0.2—0.3° широты и от нескольких единиц до нескольких десятков мелких страт размером менее 0.1°. Рассматриваемый в текущей работе СПД

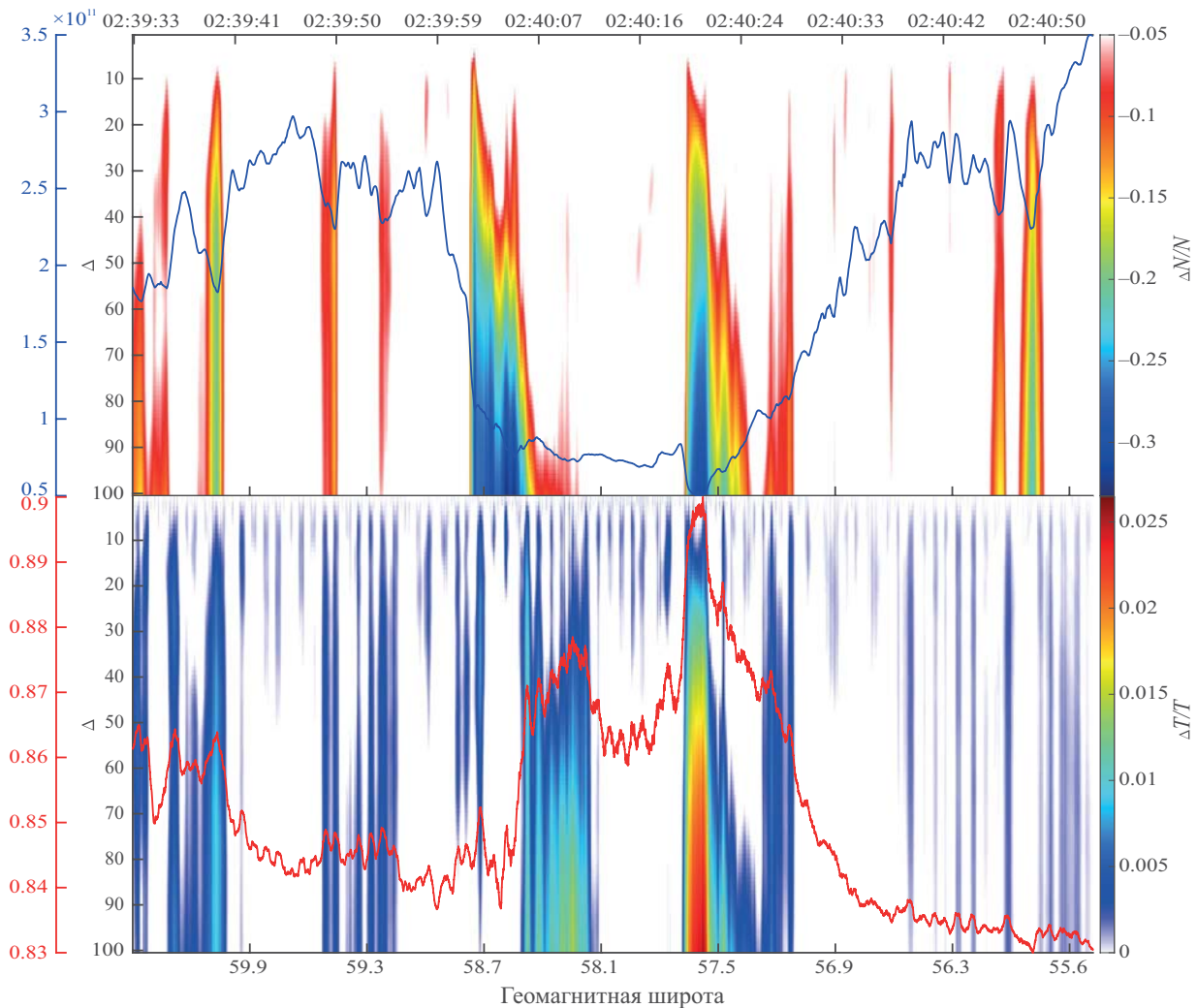


Рис. 4. Верхняя панель — изменение электронной концентрации (синяя линия) и параметра $\Delta N/N$ (цветовая шкала) от геомагнитной широты (дипольная модель, 110 км) (нижняя ось абсцисс) и времени UT (верхняя ось абсцисс) по данным спутника NorSat-1 на высоте ~600 км во время геомагнитного события 14.03.2021 в 02 UT; нижняя панель — изменение электронной температуры (красная линия) и параметра $\Delta T/T$ (цветовая шкала) по данным спутника NorSat-1.

удовлетворяет указанным критериям. На нижней панели рисунка по изменению параметра $\Delta T/T$ внутри СПД видно, что страты ПД электронной температуры пространственно соответствуют стратам ПД электронной концентрации, кроме крупной страты, расположенной у полярной стенки ПД. Полярная страта электронной температуры сдвинута по широте в сторону экватора на $\sim 0.3^\circ$ относительно страты электронной концентрации. Это может быть объяснено задержкой по времени между снижением концентрации электронов в полосу дрейфа и разогревом в ней заряженных частиц, поскольку с течением времени расположение экваториальной границы авроральной области, а как следствие и ПД, сдвигается в сторону полюса или экватора в зависимости от развития геомагнитной активности. Согласно графику Dst на рис. 1 в момент обнаружения ПД геомагнитная активность

снижалась, в результате чего расположение экваториальной границы аврорального овала сдвинулось в сторону полюса. Таким образом, в сторону полюса сдвинулась полярная граница ПД. Сдвиг полосы дрейфа к полюсу отразился на положении провала электронной концентрации (см. рис. 4).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Во время геомагнитной активности 13.03.2021 по данным спутников DMSP F-16 и NorSat-1 обнаружен СПД. С использованием данных высокой пространственной частоты измерений (до 1 кГц) на спутнике NorSat-1 исследована внутренняя мелко-масштабная структура СПД и получены следующие результаты: на примере рассмотренного случая подтверждены ранее найденные особенности внутренней мелко-масштабной структуры ПД, такие

как минимальный масштаб неоднородностей параметров плазмы и типичный внутренний состав СПД; обнаружена двухпиковая структура ПД, которая представляет собой две крупных страты электронной концентрации и температуры, составляющих СПД; показано, что минимальный масштаб неоднородностей концентрации электронов внутри рассмотренного СПД составляет ~150 м, а температуры электронов — несколько десятков метров; показано, что страта электронной температуры в рассматриваемом случае пространственно не совпадает со стратой электронной концентрации и сдвинута по широте.

Мы благодарим Мировой центр данных по геомагнетизму в Киото [<http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp>] и организации и национальные агентства, входящие в SuperMAG [<http://supermag.jhuapl.edu/info>], за предоставление данных по индексам геомагнитной активности. Данные NorSat-1 доступны на сайте [<http://tid.uio.no/plasma/norsat>]. Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 23-22-00133).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Galperin Y.I., Ponomarev V.N., Zosimova A.G. // *Ann. Geophys.* 1974. V. 30. No. 1. P. 1.
2. Spiro R.W., Heelis R.A., Hanson W.B. // *Geophys. Res. Lett.* 1979. V. 6. No. 8. P. 657.
3. Karlsson E., Marklund G., Blomberg L., Malkki A. // *J. Geophys. Res.* 1998. V. 103. P. 4327.
4. Чернышов А.А., Могилевский М.М., Чугунин Д.В., Колпак В.И. // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2022. Т. 86. № 3. С. 370; Chernyshov A.A., Mogilevsky M.M., Chugunin D.V., Kolpak V.I. // *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* 2022. V. 86. No. 3. P. 295.
5. Селиванов В.Н., Сахаров Я.А. // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2021. Т. 85. № 3. С. 416; Selivanov V.N., Sakharov Ya.A. // *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* 2021. V. 85. No. 3. P. 303.
6. Козелов Б.В., Ролдугин А.В. // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2021. Т. 85. № 3. С. 366; Kozelov B.V., Roldugin A.V. // *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* 2021. V. 85. No. 3. P. 256.
7. Чернышов А.А., Чугунин Д.В., Могилевский М.М. // *Письма в ЖЭТФ.* 2022. Т. 115. № 1. С. 28.
8. Белаховский В.Б., Джин Я., Милош В. // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2022. Т. 86. № 3. С. 428; Belakhovsky V. B., Jin Y., Miloch V. // *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* 2022. V. 86. No. 3. P. 348.
9. He F., Zhang X., Chen B. et al. // *Sci. China Technol. Sci.* 2012. V. 55. P. 1287.
10. Mishin E.V. // *J. Geophys. Res. Space.* 2013. V. 118. No. 9. P. 5782.
11. Mishin E.V., Nishimura Y., Foster J. // *J. Geophys. Res. Space.* 2017. V. 122. No. 8. P. 8516.
12. Mishin E.V., Streltsov A.V. // *Geophys. Res. Lett.* 2023. V. 50. Art. No. e2023GL102956.
13. Степанов А.Е., Халипов В.Л., Голиков И.А., Бондарь Е.Д. Поляризационный джет: узкие и быстрые дрейфы субавроральной ионосферной плазмы. Якутск: Изд. дом СВФУ, 2017. 72 с.
14. Бондарь Е.Д., Халипов В.Л. // *Солн.-земн. физ.* 2005. № 8. С. 143.
15. Синевич А.А., Чернышов А.А., Чугунин Д.В. и др. // *Солн.-земн. физ.* 2021. Т. 7. № 1. С. 21.
16. Синевич А.А., Чернышов А.А., Чугунин Д.В. и др. // *Косм. иссл.* 2021. Т. 59. № 6. С. 489.
17. Sinevich A.A., Chernyshov A.A., Chugunin D.V. et al. // *Geophys. Res. Lett.* 2022. V. 49. No. 8. Art. No. e2021GL097107.
18. Sinevich A.A., Chernyshov A.A., Chugunin D.V. et al. // *J. Geophys. Res. Space.* 2023. V. 128. No. 3. Art. No. e2022JA031109.
19. Hoang H., Clausen L.B.N., Roed K. et al. // *Space Sci. Rev.* 2018. V. 214. No. 4. P. 75.
20. Chernyshov A.A., Chugunin D.V., Frolov V.L. et al. // *Geophys. Res. Lett.* 2020. V. 47. No. 13. Art. No. e2020GL088462.
21. Anderson P.C., Heelis R.A., Hans W.B. // *J. Geophys. Res.* 1991. V. 96. No. A4. P. 5785.
22. Халипов В.Л., Степанов А.Е., Котова Г.А. и др. // *Геомагн. и аэроном.* 2016. Т. 56. № 5. С. 568; Khalipov V.L., Stepanov A.E., Kotova G.A. et al. // *Geomagn. Aeronomy.* 2016. V. 56. No. 5. P. 535.
23. Foster J.C., Vo H.B. // *J. Geophys. Res.* 2002. V. 107. No. A12. P. 1475.
24. Kunduri B.S.R., Baker J.B.H., Ruohoniemi J.M. et al. // *J. Geophys. Res.* 2012. V. 117. No. A8. Art. No. A08225.
25. Puhl-Quinn P.A., Matsui H., Mishin E.V. et al. // *J. Geophys. Res.* 2007. V. 112. No. A5. Art. No. A05219.

Polarization jet/SAID and plasma irregularities of various scales

A. A. Sinevich^{1, 2, *}, A. A. Chernyshov¹, D. V. Chugunin¹, W. J. Miloch³, M. M. Mogilevsky¹

¹*Space Research Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 117997 Russia*

²*Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 108840 Russia*

³*University of Oslo, Oslo, 0313 Norway*

**e-mail: sinevich.aa@gmail.com*

The results of a study of the internal small-scale structure of a polarization jet/SAID using high-frequency data from various satellites are presented. The minimum size of irregularities and the typical internal composition of a stratified subauroral ion drift (SSAID) are confirmed. A two-peak structure has been found, which represents two large strata of the polarization jet/SAID. The shift of strata of electron density and temperature in latitude relative to each other is shown.

Keywords: subauroral ionosphere, polarization jet/SAID, small-scale structure

УДК 551.510.537

ИЗМЕНЕНИЕ СПЕКТРА АВРОРАЛЬНОГО КИЛОМЕТРОВОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ В НЕОДНОРОДНОЙ КОСМИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЕ

© 2024 г. В. И. Колпак^{1, 2, *}, М. М. Могилевский¹, Д. В. Чугунин¹, А. А. Чернышов¹, И. Л. Моисеенко¹

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки “Институт космических исследований Российской академии наук”, Москва, Россия

²Федеральное государственное бюджетное учреждение науки “Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн имени Н. В. Пушкова Российской академии наук”, Москва, Россия

Поступила в редакцию 24.08.2023

После доработки 13.11.2023

Принята к публикации 30.11.2023

Проанализированы характеристики электрической компоненты аврорального километрового радиоизлучения (АКР), измеренного на двух спутниках — во внутренней магнитосфере Земли (спутник ERG) и в солнечном ветре (спутник WIND). Показано, что при распространении АКР в плазменных каналах происходит изменение спектра излучения — подавляются высокие частоты. Приведены результаты вычислений по модели, которые подтверждают эти измерения.

DOI: 10.31857/S0367676524030143, EDN: QLPYQZ

ВВЕДЕНИЕ

Развитие циклотронной мазерной неустойчивости в авроральной области магнитосферы Земли приводит к генерации аврорального километрового радиоизлучения (АКР) — одного из наиболее интенсивных естественных излучений в магнитосфере Земли [1–4]. Это излучение генерируется на высотах $2\text{--}3 R_E$ (R_E — радиус Земли) на локальной гирочастоте электронов и уходит от Земли. Согласно теоретическим оценкам [5, 6] и результатам прямых измерений на космических аппаратах [7] конус излучения составляет $25^\circ\text{--}35^\circ$ относительно направления магнитного поля в источнике. Отсюда следует, что излучение от источников АКР в авроральных областях не должно попадать на дневную сторону магнитосферы вблизи плоскости эклиптики.

При наличии в плазме неоднородностей, вытянутых вдоль магнитного поля, АКР может захватываться в каналы, сформированные этими неоднородностями, и распространяться по ним. Впервые такой перенос излучения был зарегистрирован на спутнике ISEE-1 [8]. В работе [9] было показано, что при распространении АКР по плазменным каналам происходит трансформация спектра излучения. В этой работе мы приводим результаты расчетов, которые показывают, что трансформация спектра вызвана зависимостью показателя преломления волны от частоты.

В работе использованы одновременные измерения двух спутников: ERG и WIND. Спутник ERG [10, 11] был запущен во внутреннюю магнитосферу 20 декабря 2016 г. для изучения процессов в радиационных поясах. Для регистрации электрической компоненты используются датчики, расположенные на концах четырех штанг. Орбитальный период спутника ERG составляет 8 ч, а наклонение орбиты к плоскости эклиптики $\varphi = \pm 30^\circ$. Для анализа направления распространения АКР в данной работе используются измерения электрической составляющей поля, зарегистрированной в эксперименте PWE/HFA [12, 13]. Этот эксперимент предназначен для измерения в диапазоне частот от 2 кГц до 10 МГц электрического поля [13], что позволяет изучать свойства АКР [14, 15].

Спутник WIND был запущен 1 ноября 1994 г. в окрестность точки либрации L1 для измерения параметров солнечного ветра. Он вращается вокруг этой точки с $r \approx 70 R_E$ (где r — радиус орбиты спутника WIND) и проводит непрерывные измерения параметров плазмы, а также электромагнитного поля в диапазоне частот от 20 до 1040 кГц [16].

АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

На рис. 1 приведен пример одновременной регистрации интенсивности излучения на двух спутниках: верхний график — изменение средних

значений интенсивности излучений, зарегистрированных на спутниках WIND, на нижнем графике — аналогичные измерения на спутнике ERG. Для анализа был выбран интервал времени 09:36:00—13:26:24 UT 2 мая 2019 г. Во время этих измерений спутник WIND находился заведомо вне конуса излучения АКР, в точке с координатами $X_{gsm} = 204.7 R_E$; $Y_{gsm} = 70.6 R_E$; $Z_{gsm} = -9.86 R_E$ (т.е. был удален от Земли в сторону Солнца на 204.7 радиусов). Спутник ERG также был на дневной стороне магнитосферы ($MLT = 9.3-13.2$), вблизи плазмопаузы и тоже вне конуса излучения АКР (рис. 2а и 2б). Изменения интенсивности на двух спутниках подобны: два всплеска интенсивности наблюдаются синхронно на обоих спутниках в 11:35—12:03 UT (WIND) и в 11:40—12:06 UT (ERG). Точность измерений не позволяет определить задержку, связанную с распространением сигнала от спутника ERG до спутника WIND ($204.7 R_E \approx 1.3 \times 10^6$ км). Последовательность интенсивных импульсов

начиная с 12:00 — бортовая калибровка на спутнике ERG. Таким образом, измерения на двух спутниках показывают, что АКР наблюдается вне конуса излучения и на значительных расстояниях от источника.

На рис. 2а представлено взаимное расположение спутников относительно источника АКР. Спутник WIND находился в солнечном ветре, вращался вокруг точки либрации L1 ($256.4 R_E$) на расстоянии $\sim 70 R_E$. Спутник ERG находился в вечернем секторе внутренней магнитосферы ($MLT = 18.8$) на расстоянии $3.3 R_E$. Отсюда следует, что излучение от источника, расположенного в авральной области ночной магнитосферы, не могло напрямую прийти к спутникам WIND и ERG. На рис. 2б показан процесс захвата излучения в плазменный канал. Мы предполагаем, что $\varphi_1 = \varphi_2 = \varphi_3$. Излучения на частотах $f \leq f_1$ не попадают в канал, поскольку торец канала находится вне конуса излучения на этих частотах. В диапазоне частот от f_1 до f_3 суммарная мощность

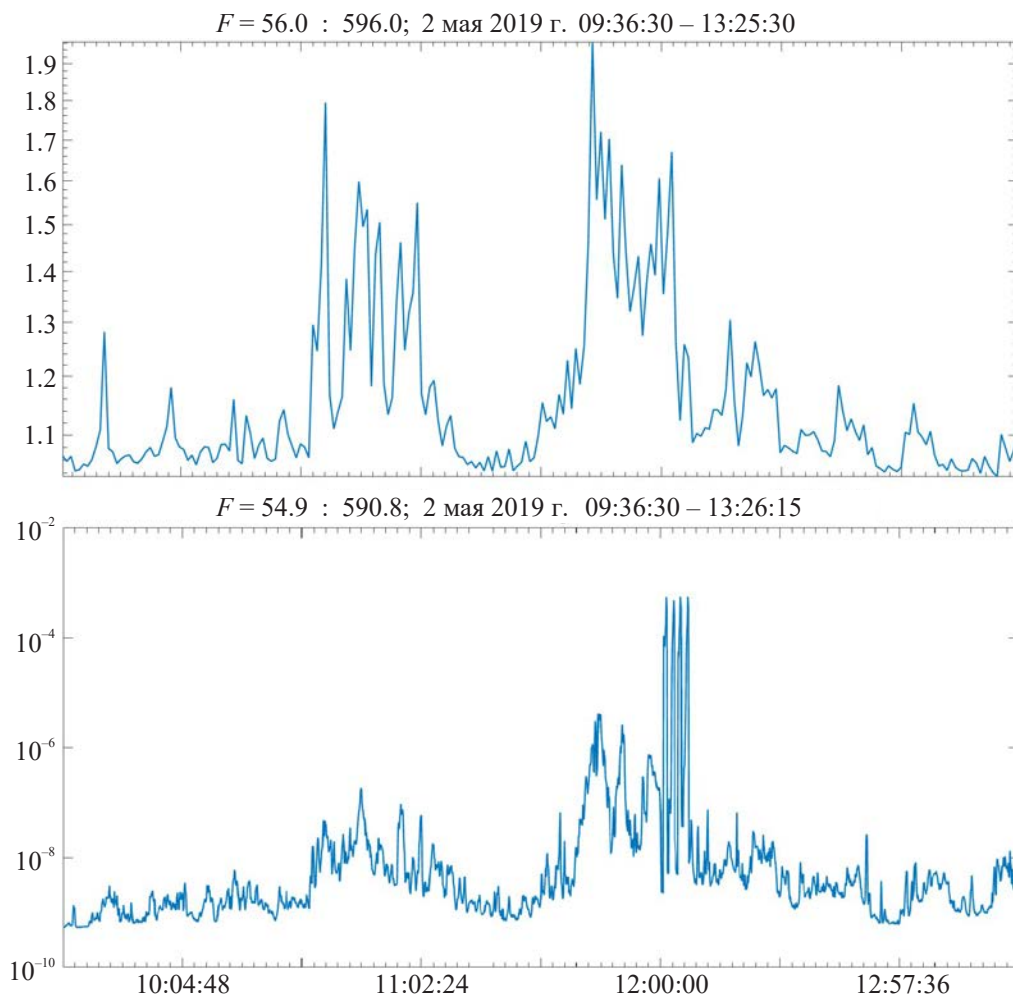


Рис. 1. Одновременные измерения средней мощности излучения (усреднение по частотам F): от 56 до 596 кГц для WIND с шагом 60 с, от 54.9 до 596 кГц для ERG с шагом 8 с. Измерения выполнены 02.05.2019 на двух спутниках: с 9:36 до 13:26, на борту спутника WIND (верхняя панель) и на борту спутника ERG (нижняя панель).

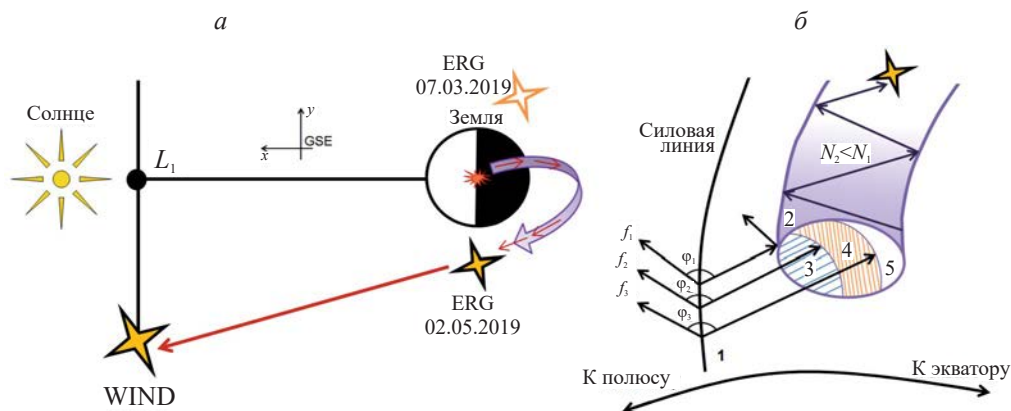


Рис. 2. Схема взаимного расположения источника АКР и спутников ERG и WIND во время измерений 07.03.2019 и 02.05.2019 (а). Представлен вид на плоскость эклиптики со стороны ($-Z_{\text{GSE}}$). 07.03.2019 координаты для спутника ERG: $X = -0.6$; $Y = 3.3$; $Z = 0.4$; для спутника WIND: $X = 256$; $Y = -42$; $Z = 8.8$ (в системе GSE, в единицах R_E). 02.05.2019 координаты для спутника ERG: $X = -3.3$; $Y = -1.7$; $Z = 0.6$; для спутника WIND: $X = 205$; $Y = -71$; $Z = 1.5$. Схема захвата излучения в плазменный канал (б): 1 — силовая линия, на которой расположен источник АКР; 2 — канал плазмы, вытянутый вдоль силовой линии магнитного поля; 3 — область засветки торца канала для частот $f_1 \leq f \leq f_2$; 4 — область засветки для частот $f_2 \leq f \leq f_3$; 5 — область засветки для частот более f_3 ; f_1, f_2, f_3 — частоты АКР, где $f_1 > f_2 > f_3$; ϕ — растров конуса излучения АКР; N_1 — плотность плазмы вне канала; N_2 — плотность плазмы в канале. Стрелками показано распространение излучения из источника и в канале.

излучения, попадающая в канал, изменяется в зависимости от частоты: по мере увеличения частоты излучения высота источника понижается и все большая площадь торца канала попадает в конус излучения этого источника. На частотах $f \geq f_3$ торец канала всегда попадает в конус излучения и суммарная мощность на этих частотах не зависит от частоты.

На рис. 3 представлены спектры АКР, зарегистрированные одновременно на двух спутниках 07.03.2019 в 17:00:30 UT. Оба спектра подобны: быстрое нарастание спектральных составляющих на низких частотах, затем максимум и относительно медленное уменьшение интенсивности с повышением частоты. Наряду с подобием спектров наблюдается и их отличие: частота максимума на спектре, зарегистрированном на спутнике WIND, составляет 230 кГц, а на спутнике ERG — 200 кГц. Однако на высоких частотах интенсивность излучения спадает примерно по одинаковому закону на обоих спутниках (WIND и ERG). Заметим, что при изменении частоты от 200 до 400 кГц амплитуда спектральных составляющих уменьшается, приблизительно, на два порядка.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Измерения на спутнике показывают, что размеры плазменного канала много больше, чем длина волны захваченного излучения [9]. Это дает возможность проводить вычисления в приближении геометрической оптики. Были проведены расчеты распространения необыкновенной электромагнитной волны в плазменном канале, вытянутом вдоль магнитного поля. Результаты расчетов коэффициентов отражения, характеризующих

сохранение мощности излучения в канале, приведены на рис. 4. Расчеты проводились для трех углов (75° , 80° и 85°) для канала с пониженной плотностью ($(N_1 - N_2) / N_1 = 0.67$, где N_1 — плотность фоновой плазмы, N_2 — плотность плазмы внутри канала), что соответствует результатам измерений. Просачивание излучения за пределы канала (Т) связано с коэффициентом отражения (К) следующим образом [17]:

$$K + T = 1,$$

где K — коэффициент отражения; T — коэффициент пропускания.

Коэффициент отражения

$$K = \left(\frac{n_2 \cos \theta_2 - n_1 \cos \theta_1}{n_2 \cos \theta_2 + n_1 \cos \theta_1} \right)^2.$$

Здесь n_1 и n_2 — показатели преломления вне и внутри канала соответственно; θ_1 и θ_2 — углы преломления и падения соответственно.

Показатель преломления для необыкновенной электромагнитной волны в квазипродольном приближении [18]

$$n_{1,2}^2 = 1 - \frac{\omega_{\text{pe},1,2}^2}{(\omega - \omega_{\text{He}} \cos \theta_{1,2}) \omega}$$

при условии, когда $\omega_{\text{He}} < \omega_{\text{pe}}$. Здесь $\omega_{\text{He}} = \frac{eH}{mc}$; $\omega_{\text{pe},1,2} = \frac{4\pi e^2 N_{1,2}}{m}$.

Приведенные на рис. 4 результаты расчетов показывают, что для угла падения излучения на

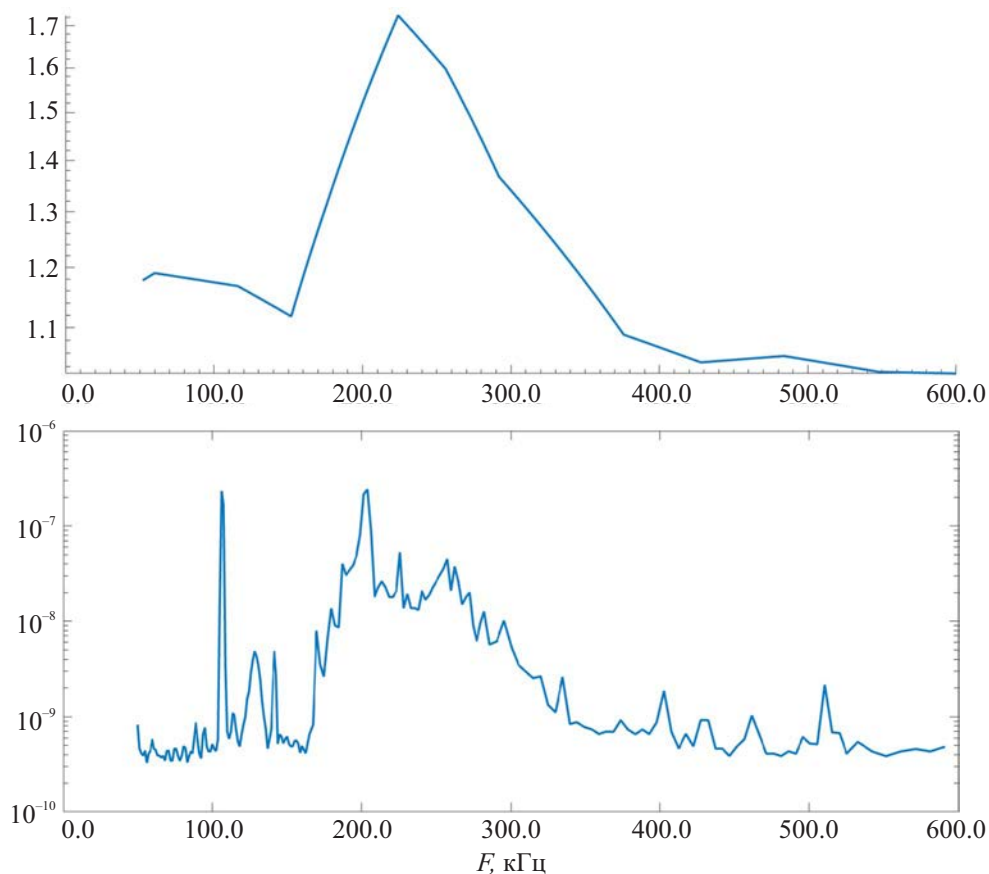


Рис. 3. Спектры АКР, зарегистрированные 07.03.2019 в 17:00:30 на спутниках WIND (верхняя панель) и ERG (нижняя панель).

стенку канала 80° в интервале частот от 200 до 400 кГц амплитуда сигнала изменяется на два порядка, что соответствует измерениям, приведенным на рис. 3. Таким образом, результаты расчета находятся в хорошем согласии с экспериментальными измерениями.

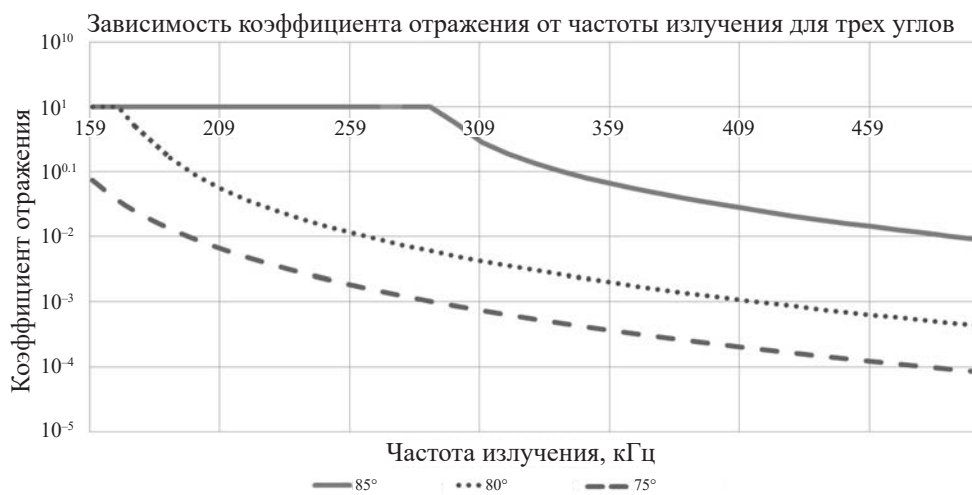


Рис. 4. Результаты расчета коэффициентов отражения от стенки канала (для случая $(N_1 - N_2) / N_1 = 0.67$) для трех углов: 85° (сплошная линия), 80° (точечная линия), 75° (пунктирная линия).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Измерения АКР на двух спутниках: ERG, находившегося во внутренней магнитосфере Земли, и WIND — в солнечном ветре, перед магнитосферой Земли подтвердили результат, полученный в работе [8] с использованием данных спутника ISEE-1 о возможности захвата АКР в плазменные каналы — неоднородности плотности, вытянутые вдоль магнитного поля. Показано, что распространение АКР по каналам приводит к переносу излучения в области, которые были недоступны для этого излучения — оно не попадает в эти области при отсутствии плазменных каналов. Установлено, что при распространении излучения в каналах происходит трансформация спектра — уровень высокочастотных составляющих спектра уменьшается, поскольку часть энергии на этих частотах уходит из канала — просачивается через стенки.

Данные спутника ERG (Arase), а также описание и характеристики научных приборов, полученные от научного центра ERG под управлением ISAS/JAXA и ISEE/Университет Нагоя на сайте <https://ergsc.isee.nagoya-u.ac.jp/> [10, 11]. В исследовании анализируются данные прибора PWE HFA-L2 v01.01. [12, 13]. Данные спутника WIND доступны по адресу <https://cdaweb.gsfc.nasa.gov/pub/data/wind/>. Исследования В. И. Колпак и А. А. Чернышова поддержаны Фондом развития теоретической физики и математики “БАЗИС”. Авторы благодарны А. Г. Демехову за полезные замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бенедиктов Е.А., Гетманцев Г.Г., Митяков Н.А. и др. // В кн: Исследования космического пространства. М.: Наука, 1965.
2. Gurnett D.A. // J. Geophys. Res. 1974. V. 79. No. 28. P. 4227.
3. Wu C.S., Lee L.C. // Astrophys. J. 1979. V. 230. P. 621.
4. Baumjohann W., Treumann R.A. // Front. Astron. Space Sci. 2022. V. 9. Art. No. 1053303.
5. Louarn P., Le Quéau D. // Planet. Space Sci. 1996. V. 44. No. 3. P. 211.
6. Буринская Т.М., Рош Ж.Л. // Физика плазмы. 2007. Т. 33. № 1. С. 28.
7. Могилевский М.М., Романцова Т.В., Ханаш Я. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2007. Т. 86. № 11. С. 819; Mogilevsky M.M., Romantsova T.V., Hanasz J. et al. // JETP Lett. 2007. V. 86. No. 11. P. 819.
8. Calvert W. // Geophys. Res. Lett. 1982. V. 9. No. 1. P. 56.
9. Могилевский М.М., Чугунин Д.В., Чернышов А.А. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2022. Т. 115. № 10. С. 636; Mogilevsky M.M., Chugunin D.V., Chernyshov A.A. // JETP Lett. 2022. V. 115. No. 10. P. 636.
10. Miyoshi Y., Shinohara I., Takashima T. et al. // Earth Planets Space. 2018. V. 70. No. 1. Art. No. 101.
11. Miyoshi Y., Hori T., Shoji M. et al. // Earth Planets Space. 2018. V. 70. No. 1. Art. No. 96.
12. Kumamoto A., Tsuchiya F., Kasahara Y. et al. // Earth Planets Space. 2018. V. 70. No. 1. Art. No. 82.
13. Kasahara Y., Kasaba Y., Kojima H. et al. // Earth Planets Space. 2018. V. 70. No. 1. Art. No. 86.
14. Колпак В.И., Могилевский М.М., Чугунин Д.В. и др. // Солн.-земн. физ. 2021. Т. 7. № 1. С. 13; Kolpak V.I., Mogilevsky M.M., Chugunin D.V. et al. // Solar-Terr. Phys. 2021. V. 7. No. 1. P. 11.
15. Чернышов А.А., Могилевский М.М., Чугунин Д.В., Колпак В.И. // Изв. РАН. 2022. Т. 86. № 3. С. 370; Chernyshov A.A., Mogilevsky M.M., Chugunin D.V., Kolpak V.I. // Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. 2022. V. 86. No. 3. P. 295.
16. Bougeret J.L., Kaiser M.L., Kellogg P.J. et al. // Space Sci. Rev. 1995. V. 71. P. 231.
17. Ландсберг Г.С. Оптика. М.: Физматлит, 2003. 848 с.
18. Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Наука, 1967. С. 684.

Modification of auroral kilometric radiation spectra caused propagation in inhomogeneous cosmic plasma

V. I. Kolpak^{1, 2, *}, M. M. Mogilevsky¹, D. V. Chugunin¹, A. A. Chernyshov¹, I. L. Moiseenko¹

¹Space Research Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 117997 Russia

²Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 108840 Russia

**e-mail: lera.kolpak@yandex.ru*

We have analyzed characteristics of electric components of the auroral kilometric radiation (AKR) detected onboard of two satellites, in the Earth's inner magnetosphere (ERG) and in the solar wind (WIND). It is shown that spectra are modified as the result of AKR the propagation in plasma channels — high frequencies are suppressed. The computer simulation confirms experiments.

Keywords: auroral kilometric radiation, plasma inhomogeneities, planetary radio emission, outer plasmasphere

УДК 550.388.2:550.389.3:551.510.535

ЛОКАЛЬНЫЕ ВАРИАЦИИ ОРИЕНТАЦИИ ПОПЕРЕЧНОЙ АНИЗОТРОПИИ И НАПРАВЛЕНИЕ ДРЕЙФА В F-ОБЛАСТИ СРЕДНЕШИРОТНОЙ ИОНОСФЕРЫ

© 2024 г. Н. Ю. Романова^{1, *}, В. А. Телегин², В. А. Панченко², Г. А. Жбанков³

¹Федеральное государственное бюджетное научное учреждение “Полярный геофизический институт”, Мурманск, Россия

²Федеральное государственное бюджетное учреждение науки “Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн имени Н. В. Пушкова Российской академии наук”, Москва, Россия

³Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования “Южный федеральный университет”, Научно-исследовательский институт физики, Ростов-на-Дону, Россия

*E-mail: romanova@pgi.ru

Поступила в редакцию 24.08.2023

После доработки 13.11.2023

Принята к публикации 30.11.2023

Анализ флуктуаций радиосигналов ИСЗ, рассеянных на мелкомасштабных неоднородностях F-области ионосферы и принятых наземным приемником в Москве, показал, что в широтном профиле дисперсии логарифма относительной амплитуды можно наблюдать как единичный максимум, так и два-три максимума. Определена ориентация поперечной анизотропии неоднородностей и сопоставлена с направлением дрейфа, полученным ионозондом DPS-4 с использованием программы LocalDrift.

DOI: 10.31857/S0367676524030159, EDN: QLNTZG

ВВЕДЕНИЕ

Высокочастотные радиосигналы, получаемые с низкоорбитального спутника наземным приемником, часто испытывают флуктуации, называемые также сцинтилляциями [1]. Такие флуктуации происходят потому, что радиосигнал рассеивается в F-области ионосферы анизотропными неоднородностями с масштабами от нескольких сотен метров до нескольких километров, называемых мелкомасштабными. Хотя флуктуации ограничивают связь со спутником, они полезны для изучения неоднородностей. В Полярном геофизическом институте (ПГИ) разработан метод приема радиосигнала и записи его квадратур, а также разработана методика математического анализа его фазы и амплитуды [2–4]. С использованием этого метода применительно к амплитудным флуктуациям в работе [5] была исследована форма анизотропных мелкомасштабных неоднородностей в F-области высокоширотной ионосферы. Были численно определены: вытянутость неоднородностей вдоль геомагнитного поля (продольная анизотропия α) и вытянутость неоднородностей перпендикулярно геомагнитному полю (поперечная анизотропия β), при этом $\alpha > \beta > 1$. Поскольку $\beta > 1$, такие неоднородности называются поперечно-анизотропными, а ориентация оси β относительно направления на

географический север получила термин “ориентация поперечной анизотропии” и буквенное обозначение Ψ_A . Величина Ψ_A измеряется в градусах и отсчитывается от направления на географический север по часовой стрелке. В работе [5] было впервые показано, что ориентация поперечной анизотропии Ψ_A высокоширотных неоднородностей F-области близка к направлению дрейфа ионосферной плазмы по данным радара EISCAT, что подтвердилось в дальнейшем [6, 7] исследованиями ионосферы полярной шапки, где направление дрейфа определялось радаром SuperDARN.

Методом радиопросвечивания в ПГИ были исследованы параметры анизотропии мелкомасштабных неоднородностей в среднеширотной ионосфере. По данным цепочки станций Острожск (50.87° с.ш., 39.06° в.д.) — Ростов-на-Дону (47.21° с.ш., 39.70° в.д.) — Сочи (43.58° с.ш., 39.77° в.д.) было установлено [8], что ориентация поперечной анизотропии Ψ_A находится в хорошем согласии с направлением горизонтального нейтрального ветра, рассчитанного моделью HWM07 [9, 10]. Поскольку в настоящее время стало возможным исследование среднеширотных мелкомасштабных неоднородностей путем привлечения экспериментальных данных о дрейфе с ионозонда DPS-4, установленного в ИЗМИРАН (г. Троицк,

г. Москва), то актуальный научный интерес стали представлять данные радиопросвечивания, полученные в Москве. Радиосигналы ИСЗ системы “Парус” поступали на разработанный в ПГИ двухчастотный приемник, установленный в МГУ имени М. В. Ломоносова и входящий в состав радиотомографической установки ПГИ (РТУ ПГИ) [11]. Были обработаны амплитудные флуктуации сигналов ИСЗ за разные месяцы нескольких лет и проведено сопоставление ориентации поперечной анизотропии Ψ_A с направлением дрейфа среднemasштабных неоднородностей. Сопоставление показало, что различие между ними в большинстве случаев находится в интервале 10° – 20° [12, 13]. Оценивая эту величину как малую, сделан вывод, что направление дрейфа среднemasштабных неоднородностей оказывает влияние на вытянутость мелкомасштабных неоднородностей перпендикулярно геомагнитному полю. В работе [13] также рассмотрен случай, когда в продолжение одного радиосеканса вдоль траектории спутника были обнаружены две локальные области с мелкомасштабными неоднородностями, в одной из которых величина Ψ_A имела одно значение, а во второй — другое, т.е. ориентация поперечной анизотропии изменялась вдоль спутниковой траектории. В графике дисперсии логарифма относительной амплитуды это проявилось в виде двух максимумов, разнесенных вдоль траектории спутника. В этой работе мы подробно рассмотрим примеры других аналогичных случаев — наличие в графике дисперсии двух или трех максимумов, различно удаленных друг от друга, и дадим им интерпретацию путем сопоставления с данными ионозонда DPS-4 о направлении дрейфа среднemasштабных неоднородностей.

НАБЛЮДЕНИЯ

Метод Терещенко и др. [2] изначально был разработан для исследования высокоширотных трехмерно-анизотропных неоднородностей. Базовые математические соотношения связывают дисперсию логарифма относительной амплитуды σ_χ^2 волны, рассеянной на трехмерно-анизотропных неоднородностях, с параметрами α , β и Ψ_A этих неоднородностей. В работе [13] наглядно показано, что базовые математические соотношения хорошо описывают экспериментальные данные среднеширотной ионосферы. Кратко остановимся на теоретических положениях, заложенных при выводе этих соотношений для высокоширотной ионосферы и справедливых для средних широт.

Расчет σ_χ^2 сделан в рамках приближения Рытова [14], применимого только к слабым флуктуациям, когда $\sigma_\chi^2 < 0.3$. В среднеширотной ионосфере их уровень редко превышает данное значение. Расчет σ_χ^2 выполнен для степенной спектра неоднородностей электронной плотности с показателем спектра $0 < p < 4$, определяемого по высокочастотной

асимптоте амплитудного спектра экспериментальных данных. В расчетах спектра учтено, что при приеме волн от ИСЗ ультракороткого волнового диапазона радиус Френеля будет иметь величину, не превышающую 1 км, в то время как внешний масштаб неоднородностей оценивается в несколько десятков километров, т.е. отношение радиуса Френеля к внешнему масштабу является малым параметром. При расчете σ_χ^2 моделью пространственного распределения мелкомасштабных неоднородностей в слабо возмущенной ионосфере является протяженный статистически однородный слой с дисперсией флуктуации электронной плотности $\sigma_N^2 = \text{const}$.

Базовые математические соотношения наглядно представимы в следующем виде [15]:

$$\sigma_\chi^2 \sim \int_{z_u}^{z_d} \sigma_N^2(z) f\{R_F(z), \Theta(z), \alpha, \beta, \Psi_A, p\} dz, \quad (1)$$

где z_u и z_d — нижняя и верхняя границы неоднородного слоя вдоль оси z в направлении от приемника к спутнику (в данной работе границами интегрирования являлись действующие высоты ионозонда DPS-4: от 210 км до 435 км); σ_N^2 — дисперсия флуктуации плотности; R_F — радиус Френеля; $\Theta(z)$ — угол между направлением “приемник — спутник” и магнитным полем; α , β и Ψ_A — параметры анизотропии; p — показатель степени.

Соотношение (1) показывает, что изменения дисперсии логарифма относительной амплитуды σ_χ^2 могут быть обусловлены тремя факторами:

- 1) пространственными изменениями параметров спектра неоднородностей α , β , Ψ_A , p ;
- 2) пространственными изменениями дисперсии флуктуации электронной плотности σ_N^2 ;
- 3) поведением самой функции f в зависимости от геометрических факторов R_F и $\Theta(z)$.

Эти три фактора могут действовать как по отдельности, так и в разных сочетаниях друг с другом. В простейшем случае, когда дисперсия флуктуации плотности σ_N^2 и параметры спектра неоднородностей α , β и Ψ_A , p не меняются в пространстве и во времени в ограниченном просвечиваемом объеме, тогда изменения дисперсии уровня амплитуды σ_χ^2 определяются только геометрическими изменениями функции f , зависящими главным образом от параметров анизотропии неоднородностей α , β и Ψ_A и взаимного расположения луча зрения и вектора магнитного поля — угла Θ . Изменения радиуса Френеля являются медленно меняющейся функцией, и влияние этих изменений на поведение σ_χ^2 незначительно. Угол Θ можно рассчитать на основе модели магнитного поля. Следовательно, рассчитывая значения Θ и подбирая теоретическую кривую, наилучшим образом согласующуюся с экспериментальной, можно определить параметры анизотропии мелкомасштабных неоднородностей α , β и Ψ_A .

В рамках предположения о равномерном распределении неоднородностей с постоянными параметрами анизотропии по всему протяженному F-слою экспериментальная кривая дисперсии логарифма относительной амплитуды σ_{χ}^2 в своем широтном профиле имеет единственный максимум вблизи локального геомагнитного зенита приемника. Если максимум в несколько раз превышает уровень фона, то он может быть аппроксимирован теоретической кривой — моделью анизотропных мелкомасштабных неоднородностей. Минимизация различия между обеими кривыми позволяет определить параметры анизотропии α , β и Ψ_A . Анализ показывает: при любой геометрии “спутник—приемник” теоретический широтный профиль имеет единственный максимум.

Кратко об отборе данных радиопросвечивания. Были обработаны все радиосеансы периода май 2009 — март 2012 г. Несмотря на продолжительность наблюдательного периода, количество случаев, позволяющих определить параметры анизотропии, сравнительно невелико. Величина Ψ_A была определена в 218 из 621 радиосеансов, записи которых в свою очередь содержали флуктуации радиосигнала. Общее же количество радиосеансов составляло 2019. Под общим количеством подразумеваются радиосеансы с максимальным значением угла места ИСЗ не ниже 75° , согласно требованиям к геометрии эксперимента, о которой будет сказано ниже. В общее количество также не входят радиосеансы, записи которых содержат аппаратный шум, продолжительные потери радиосигнала или записи с низким отношением сигнал-шум. Таким образом, величину Ψ_A можно было определить в $\sim 11\%$ случаев от общего количества. Столь низкий процент обусловлен двумя факторами: во-первых, флуктуации в сигнале ИСЗ наблюдались, преимущественно, в ночное время суток. Во-вторых, даже при наличии флуктуаций их интенсивность не всегда была достаточной для того, чтобы высота максимума в графике дисперсии уровня амплитуды была выше уровня фона.

Возвращаясь к геометрии эксперимента. Максимальное значение угла места ИСЗ не ниже 75° выбрано в качестве пограничного значения, при котором минимальный угол между лучом зрения “приемник — спутник” и магнитным полем $\Theta_{\min}$ не превышает $18\text{--}20^\circ$. Превышение означает, что траектория ИСЗ находится далеко от наблюдателя, из-за чего луч зрения “приемник — спутник” проходит больший путь в ионосфере, что может нарушить условие постоянства дисперсии флуктуации электронной плотности вдоль луча зрения, заложенное при выводе базовых математических соотношений. Исходя из геометрии эксперимента мы также отбраковали случаи, где при соблюдении условия $\Theta_{\min} < 18\text{--}20^\circ$ максимум дисперсии уровня амплитуды находился далеко от локального геомагнитного зенита приемной станции. В этом случае

луч зрения “приемник — спутник” также проходит больший путь в ионосфере.

Итоговое количество сеансов радиопросвечивания, для которых были одновременные данные по дрейфу, составило 68. Приступая к сопоставлению экспериментальных данных отметим, что во всех 68 случаях высота максимума дисперсии уровня амплитуды не превышала 0.3, чему способствовали преимущественно спокойные геомагнитные условия: $Kp \leq 3+$ в 66 случаях, в двух других случаях $Kp = 4$ и $Kp = 5+$.

На рис. 1а и 1б приведены два примера аппроксимации одного максимума, в несколько раз превышающего уровень фона, в широтных профилях дисперсии логарифма относительной амплитуды σ_{χ}^2 . В радиосеансе 15 января 2010 г. при $Kp = 2+$ (см. рис. 1а) флуктуации рассеянного на неоднородностях радиосигнала наблюдались между 54.3° с.ш. и 55.3° с.ш. В радиосеансе 4 марта 2012 г. при $Kp = 2-$ (см. рис. 1б) неоднородности были обнаружены между 53.5° с.ш. и 55.1° с.ш. Согласно модели трехмерно-анизотропных неоднородностей при $2^\circ < \Theta_{\min} < 20^\circ$ ширина теоретического максимума определяется в основном вытянутостью неоднородностей вдоль α и перпендикулярно β к магнитному полю, а широтное положение максимума главным образом зависит от ориентации поперечной анизотропии Ψ_A . Параметры анизотропии α , β и Ψ_A , с которыми достигается наилучшая аппроксимация, приведены в левом верхнем углу каждого рисунка. Эти параметры считаются постоянными в широтно-долготной области, занимаемой максимумом. Пунктиром показан график значений углов между перемещающимся спутником и магнитным полем в точке наблюдения с указанием минимального ($\Theta_{\min}$) и максимального ($\Theta_{\max}$) значений. В работе [13] наглядно показано, что доверительный интервал величины Ψ_A составляет несколько градусов, если спутниковый пролет не является зенитным, т.е. $\Theta_{\min} > 2^\circ$. В рассматриваемых спутниковых сеансах это выполняется, что позволяет численно сопоставить ориентацию поперечной анизотропии Ψ_A с одновременным направлением дрейфа среднемасштабных неоднородностей.

Результаты сопоставления приведены на рис. 1б и 1г. На карте всего неба положение области с мелкомасштабными неоднородностями показано эллипсом, большая ось которого соответствует ориентации поперечной анизотропии Ψ_A . Относительно карты всего неба область, занимаемая максимумом, мала, поэтому ее широтно-долготные размеры показаны условно, т.е. размеры осей эллипса не несут физического смысла. Локальная область с ионосферными отражателями выбрана таким образом, чтобы количество отражателей было одинаковым относительно центра области как в направлении “север — юг”, так и в направлении “запад — восток”.

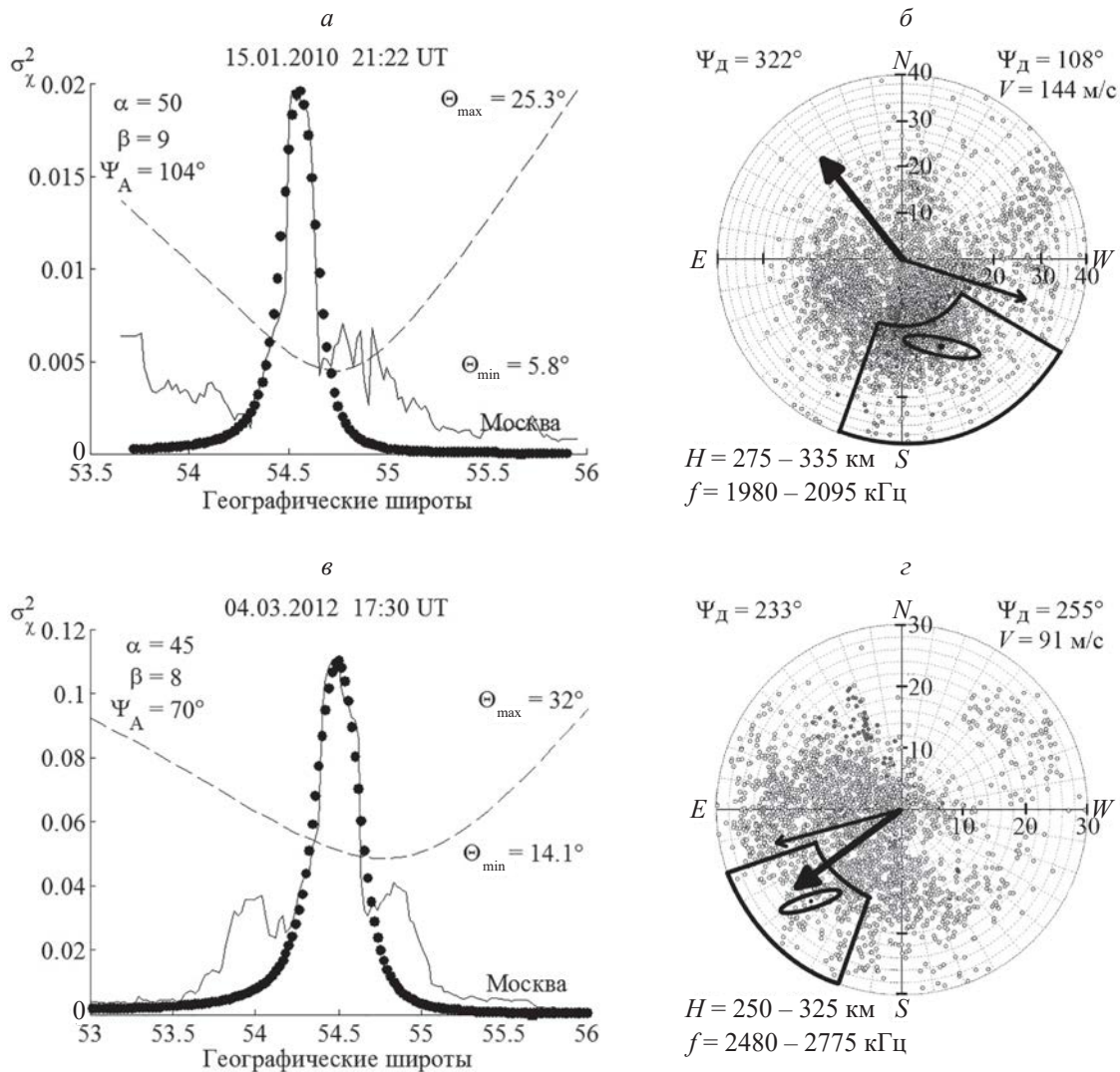


Рис. 1. Примеры определения параметров анизотропии только по одному изолированному максимуму при наличии дополнительных, высота которых близка к фоновому уровню: экспериментальный максимум в графике дисперсии логарифма относительной амплитуды (сплошная кривая) и его аппроксимация теоретической кривой (кружки) (а, в); взаимное расположение на карте неба ионосферных отражателей (серые точки) и ориентации поперечной анизотропии Ψ_A (эллипс) (б, г). Стрелки в центре рисунка — направление дрейфа, рассчитанное по отражателям всей карты неба (толстая стрелка) и по отражателям в локальной области (тонкая стрелка). Границы локальной области обозначены черным цветом.

Основными критериями выбора размеров локальной области с ионосферными отражателями являются наличие в ее пределах достаточного количества отражателей, желательно более 100. Обычно проводится расчет для некоторого числа вариантов, в небольших границах варьируются размеры области. Если при попытке увеличить размеры области (число учитываемых отражателей) начинает существенно меняться определяемое направление дрейфа, то это означает, что нарушается критерий постоянства параметров в исследуемой области, и надо остановиться. Также следует учитывать энергетику отражений и точность определения направления на отражатель. Обычно направление движения в разных вариантах расчетов

отличались мало. Не имея возможности наглядно описать (в силу ограничения по рисункам) влияние изменения размера локальной области, где определялись направления дрейфа в каждом исследуемом случае, рассмотрим два, по сути, крайних случая (см. рис. 1а, 1б и 1в, 1г). Остальные случаи являются промежуточными между этими двумя.

На рис. 1а и 1б на карте неба наблюдается сильная неоднородность поля направления дрейфа в зависимости от полярных углов Θ и ϕ . При ограничении области углами места от $\Theta_{\min} = 15^\circ$ до $\Theta_{\max} = 25^\circ$ и азимутами от $\phi_{\min} = 140^\circ$ до $\phi_{\max} = 170^\circ$ в нее попадут 256 точек (отражателей), а направление дрейфа будет $\Psi_D = 97^\circ$. При расширении области от $\Theta_{\min} = 15^\circ$ до $\Theta_{\max} = 40^\circ$ и азимутами от

$\varphi_{\min} = 120^\circ$ до $\varphi_{\max} = 200^\circ$ в нее попадут 772 точки, а направление дрейфа будет $\Psi_d = 108^\circ$. При увеличении области до $\Theta_{\min} = 15^\circ$, $\Theta_{\max} = 40^\circ$ и $\varphi_{\min} = 100^\circ$, $\varphi_{\max} = 220^\circ$ в нее попадут 959 точек, а направление дрейфа будет $\Psi_d = 128^\circ$. Как видим, направление дрейфа плавно и незначительно меняется, пока учитываются точки вокруг направления на спутник, и лишь при включении в расчет точек вблизи зенита направление резко меняется (на почти перпендикулярное): $\Psi_d = 38^\circ$.

Если взять рис. 1в и 1г, то здесь поле направлений дрейфа довольно однородно и при примерно таких же изменениях размеров области, как в предыдущем случае (вплоть до учета точек вблизи зенита), направление Ψ_d меняется слабо — от 245° до 255° .

Таким образом, даже в неблагоприятных случаях, подобных показанным рис. 1а и 1б, достаточно произвольный разумный выбор размера локальной области не может изменить вывод, лежат ли Ψ_A и Ψ_d близко друг к другу.

Направление и скорость дрейфа, рассчитанные в локальной области программой LocalDrift [16], приведены в правом верхнем углу рисунка. В левом верхнем углу для сравнения приведено направление дрейфа, рассчитанное по отражателям всей карты неба программой DriftExplorer, поставляемой с ионозондом DPS-4. Параметры дрейфа рассчитаны для действующих высот H на частотах f , значения которых приведены в левом нижнем углу рисунка. Стрелки в центре рисунка — направление дрейфа, рассчитанное по отражателям всей карты неба (толстая стрелка) и по отражателям в локальной области (тонкая стрелка). Видно, что направления дрейфа сильно различаются, что было ранее отмечено в [16], поэтому в целях данного исследования мы будем пользоваться программой LocalDrift. Сопоставление пространственно близких экспериментальных данных показало, что в обоих примерах различие $\Delta\Psi$ между Ψ_A и Ψ_d небольшое: в радиосеансе 15 января 2010 г. $\Delta\Psi = -4^\circ$, в радиосеансе 4 марта 2012 г. $\Delta\Psi = -5^\circ$. Можно заключить, что дрейф вытягивает мелкомасштабные неоднородности перпендикулярно магнитному полю. (Заметим: поскольку β — ось, то, при необходимости, к текущему значению Ψ_A можно прибавить 180° , положение теоретического максимума не изменится.)

Очевидно, что предположение о слое, заполненном неоднородностями одинаковой формы с равномерным распределением их внутри слоя, является упрощением и может быть принято в качестве разумного приближения для очень ограниченной области. Если в ионосфере вблизи зенита приемника присутствуют пространственные изменения параметров анизотропии неоднородностей α , β , Ψ_A или пространственные изменения дисперсии флуктуации плотности σ_N^2 (возможно, при одинаковых параметрах анизотропии), то

в поведении дисперсии амплитуды спутникового радиосигнала можно ожидать наличие двух и более максимумов. Анализ амплитудных флуктуаций показал, что за один спутниковый сеанс, действительно, можно наблюдать несколько максимумов. Однако второй и другие максимумы, как правило, были намного меньше, чем основной, и их не принимали во внимание. Пример этого мы рассмотрели на рис. 1а и 1в. В графике дисперсии σ_χ^2 на рис. 1а справа от высокого максимума наблюдается другой максимум с границами между 54.7° с.ш. и 55.3° с.ш. Максимум имеет “изрезанную” форму и близок к фоновому уровню, поэтому его невозможно аппроксимировать. В графике дисперсии σ_χ^2 на рис. 1в справа и слева от высокого максимума наблюдаются два меньших максимума, но их также затруднительно аппроксимировать, поскольку они не являются изолированными. Очевидно, что в обоих примерах амплитудные флуктуации свидетельствуют о более сложной структуре ионосферных неоднородностей, чем ее описывает аппроксимация только одного максимума. В обоих примерах параметры анизотропии дополнительных маленьких максимумов могут быть недостоверными в случае аппроксимации. Поэтому объяснить каждый случай как единое целое можно только с привлечением дополнительных данных о дрейфе и/или данных о пространственном распределении флуктуаций плотности.

Забегая вперед, отметим, что пример 4 марта 2012 г. не является уникальным, ниже мы рассмотрим несколько аналогичных случаев. Рассмотрим подробнее пример 15 января 2010 г. Направление дрейфа 15 января 2010 г. в момент наблюдения мелкомасштабных неоднородностей в 21:22 UT было $\Psi_d = 108^\circ$, а до (в 21:03 UT) и после (в 21:33 UT) оно составляло соответственно $\Psi_d = 150^\circ$ и $\Psi_d = 70^\circ$. Величина скорости при этом изменялась мало. При $\Psi_A = 70^\circ$ теоретический максимум охватывает интервал широт, занимаемый “изрезанным” экспериментальным максимумом, т.е. при большей величине этого максимума его аппроксимация была бы возможна и сопоставление с направлением дрейфа показало бы сходство величин Ψ_A и Ψ_d . Можно предположить, что в данном спутниковом сеансе зафиксировано начало изменения ориентации поперечной анизотропии мелкомасштабных неоднородностей.

Анализ данных радиопросвечивания за период с мая 2009 г. по март 2012 г. показал, что в графике дисперсии логарифма относительной амплитуды σ_χ^2 кроме единственного максимума также наблюдаются два или три изолированных максимума выше уровня фона в несколько раз. Мы сопоставим одновременные данные радиопросвечивания и радиолокации для понимания влияния предположительно неоднородного дрейфа вблизи геомагнитного зенита приемника на ориентацию поперечной анизотропии. Мы также оценим, может ли

информация о наличии нескольких максимумов в широтном профиле быть использована для дополнения данных ионозонда о направлении дрейфа. При определении параметров анизотропии α , β и Ψ_A мы следуем предположению о равномерном распределении неоднородностей с постоянными параметрами в области, занимаемой максимумом. Дополнительные максимумы возникают либо вследствие пространственного изменения параметров анизотропии неоднородностей, либо вследствие пространственного изменения дисперсии флуктуации плотности. Оба эти фактора могут иметь место и одновременно. Каждый максимум будет аппроксимирован индивидуальной теоретической кривой. Представленные ниже примеры убедительно свидетельствуют о том, что в случае с несколькими максимумами в графике дисперсии σ_χ^2 метод Терещенко и др. [2] дает результаты, согласующиеся с результатами, полученными для

графиков дисперсии σ_χ^2 с единственным максимумом, подразумевающими оправданность исходного допущения.

За наблюдательный период было изучено 68 случаев одновременных данных радиолокации и радиопросвечивания, из которых 58 случаев — с одним максимумом в графике дисперсии σ_χ^2 . Случаев с двумя и тремя максимумами было 10, хотя могло быть больше при достаточной высоте дополнительных максимумов, как показано в примерах на рис. 1а и 1в.

На рис. 2а и 2в приведены два примера аппроксимации трех максимумов, каждый из которых в несколько раз превышает уровень фона. В примере радиосеанса 16 июля 2009 г. при $Kp = 1$ — (см. рис. 2а) параметры α и β одинаковы для всех максимумов, их соотношение 5 : 1, означающее, что вдоль траектории нисходящего ИСЗ (с севера на

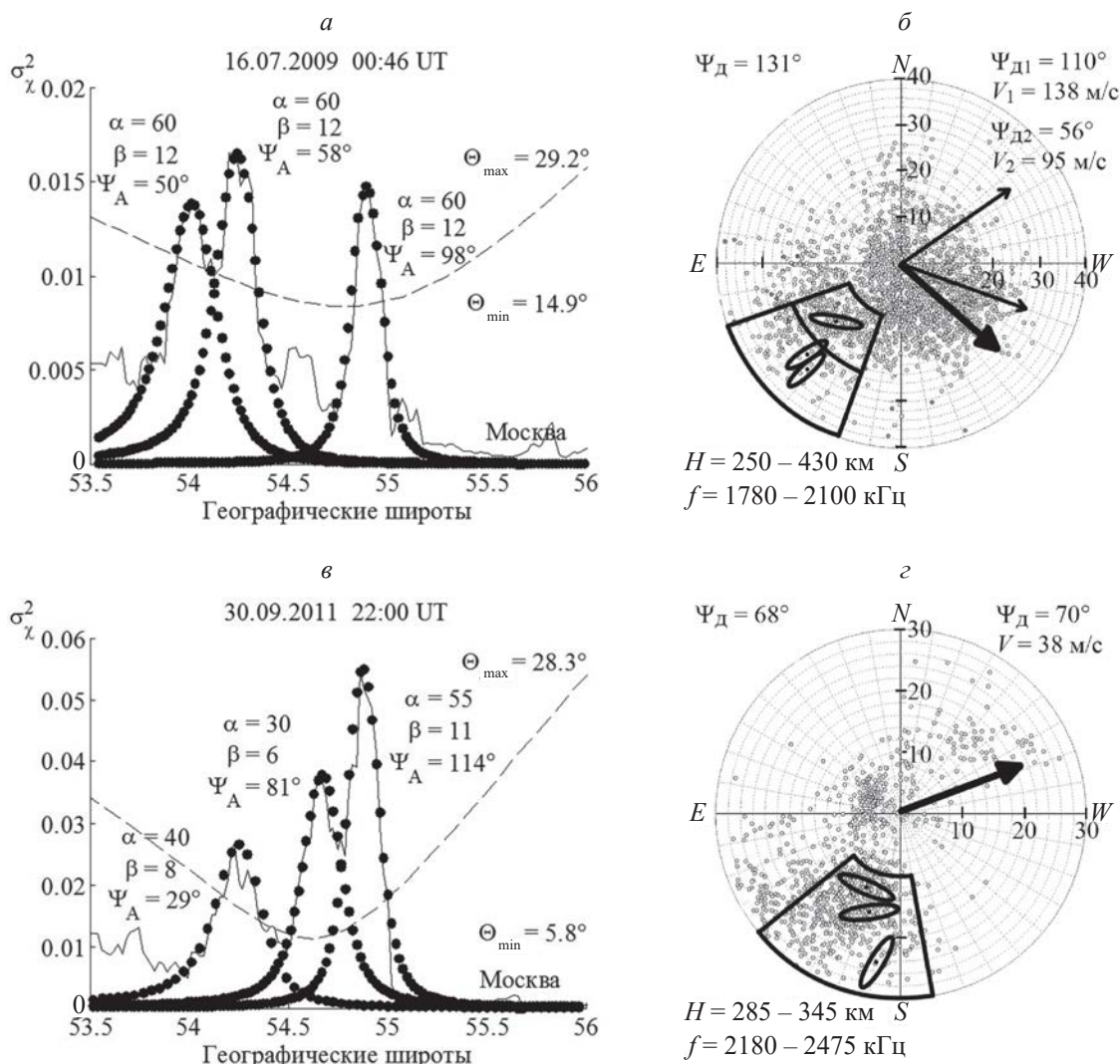


Рис. 2. Примеры определения параметров анизотропии по трем максимумам (а, в) и взаимное расположение на карте неба ионосферных отражателей и Ψ_A в трех областях наблюдения мелкомасштабных неоднородностей (б, з). Условные обозначения те же, что на рис. 1.

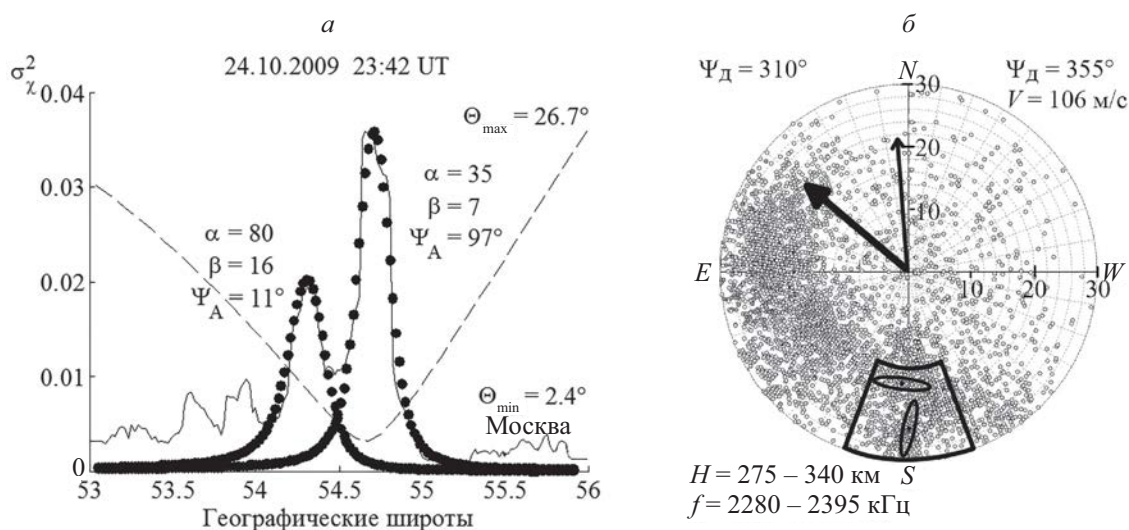


Рис. 3. Пример определения параметров анизотропии по двум максимумам (а) и взаимное расположение на карте неба ионосферных отражателей и Ψ_A в двух областях наблюдения мелкомасштабных неоднородностей (б). Условные обозначения те же, что на рис. 1.

юг) у неоднородностей изменялась только ориентация поперечной анизотропии: $\Psi_{A1} = 98^\circ$, $\Psi_{A2} = 58^\circ$ и $\Psi_{A3} = 50^\circ$. Траектория нисходящего ИСЗ системы “Парус” близка к меридиональной, поэтому расстояние между вершинами максимумов вдоль траектории соответствует расстоянию по координатной сетке. Один максимум находится на удалении от двух совмещенных, поэтому направление дрейфа было рассчитано в разных локальных областях ионосферы (рис. 2б): $\Psi_{D1} = 110^\circ$ и $\Psi_{D2} = 56^\circ$. Размеры локальных областей дрейфа здесь и далее определялись по принципу, описанному выше. Сопоставление показывает, что различие между Ψ_A и Ψ_D небольшое: $\Delta\Psi_1 = -12^\circ$, $\Delta\Psi_2 = 2^\circ$ и $\Delta\Psi_3 = -6^\circ$, что можно объяснить большими скоростями дрейфа. На широте 54.5° есть дополнительный незначительный максимум с высотой ~ 0.006 и по этой причине ориентация анизотропии не может быть определена. В примере радиосеанса 30 сентября 2011 г. при $Kr = 3$ (см. рис. 2в) параметры α , β и Ψ_A разные для всех максимумов, означающие, что вдоль траектории ИСЗ у неоднородностей изменялась как форма (т.е. α и β), так и ориентация поперечной анизотропии: $\Psi_{A1} = 29^\circ$, $\Psi_{A2} = 81^\circ$ и $\Psi_{A3} = 114^\circ$. Заметим, что соотношение $\alpha : \beta$ для всех максимумов сохраняется, составляя 5 : 1. Расчет дрейфа (рис. 2г) в локальной области показал, что его направление везде постоянно $\Psi_D = 70^\circ$ и соответствует направлению, рассчитанному по всей карте неба $\Psi_D = 68^\circ$, поэтому на рисунке эти векторы совпадают. Сопоставление показало, что различие между Ψ_A и Ψ_D небольшое только для центрального максимума: $\Delta\Psi_1 = -41^\circ$, $\Delta\Psi_2 = 11^\circ$ и $\Delta\Psi_3 = 44^\circ$. Анализ широтного профиля дисперсии σ_{χ}^2 может частично устранить противоречие между экспериментальными данными. Во-первых, максимум с вершиной на широте 54.2° находится на периферии карты неба

с малым количеством точек отражения. Это могло привести к увеличению ошибки при расчете дрейфа, поскольку расчет тем точнее, чем больше ионосферных отражателей принято во внимание. Во-вторых, два других максимума можно формально аппроксимировать единой теоретической кривой, предварительно усреднив экспериментальную кривую дисперсии σ_{χ}^2 так, чтобы два совместных максимума слились в один. Новое значение Ψ_A тогда составит $\Psi_A = 98^\circ$, уменьшая отличие от направления дрейфа до величины $\Delta\Psi = 28^\circ$. Однако для усреднения пришлось бы использовать больший временной интервал (16 с) вместо обычного (8–12 с) и сама процедура аппроксимации подразумевает постоянство параметров в области, ограниченной максимумом, а в данном случае форма кривой дисперсии σ_{χ}^2 свидетельствует об обратном. Возможно, большие величины $\Delta\Psi$ связаны с положением мелкомасштабных неоднородностей выше максимума F-слоя, где направление дрейфа не может быть определено ионозондом в силу его технических ограничений. Это предположение мы планируем исследовать в будущем с привлечением дополнительных данных.

На рис. 3а приведен пример аппроксимации двух максимумов, а на рис. 3б показано их сопоставление с дрейфом 24 октября 2009 г. при $Kr = 3$. Этот случай показывает, что не всегда ориентация поперечной анизотропии соответствовала направлению дрейфа. Расчет дрейфа в локальной области показал, что его направление меняется слабо в разных участках этой области при расчетах дрейфа для каждого максимума. Величина скорости дрейфа сохраняется большой, также велико количество ионосферных отражателей, что позволяет доверять полученному результату. Однако

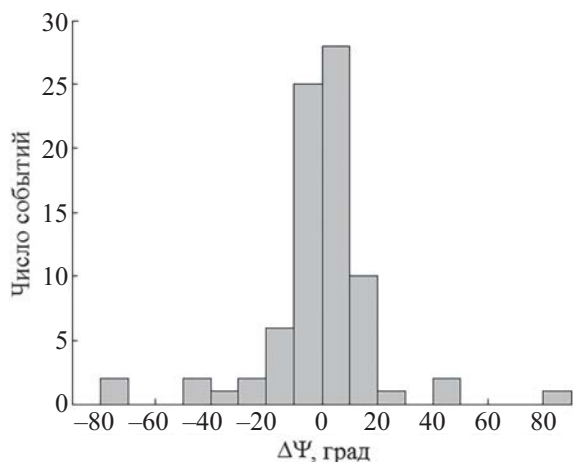


Рис. 4. Гистограмма различий между ориентацией поперечной анизотропии Ψ_A и направлением дрейфа Ψ_d для 80 случаев сопоставления этих экспериментальных данных.

несмотря на имеющееся согласие с дрейфом для меньшего максимума ($\Delta\Psi_1 = 16^\circ$) наблюдается полная противоположность дрейфу ($\Delta\Psi_2 = -78^\circ$) для большего максимума. Этот случай мы планируем исследовать в будущем.

После того как была достигнута уверенность в том, что наблюдаемые два или три максимума в широтном профиле дисперсии σ_χ^2 отражают изменение направления дрейфа среднемасштабных неоднородностей в F-области, различия $\Delta\Psi$ были систематизированы за весь период наблюдений. Результат приведен на рис. 4. Общее количество максимумов дисперсии уровня амплитуды, сопоставленных с данными по дрейфу, составило 80. Это количество состоит из 58 случаев с одним максимумом, 8 случаев с двумя максимумами и 2 случаев с тремя максимумами. Гистограмма показывает различие $\Delta\Psi$ между ориентацией поперечной анизотропии Ψ_A и направлением дрейфа Ψ_d в каждом конкретном случае. Значения $\Delta\Psi$ сгруппированы по интервалам с шагом 10° . Ось абсцисс — величина $\Delta\Psi$, ось ординат — количество случаев, значения $\Delta\Psi$ которых находятся в данном интервале. Положительные значения гистограммы показывают, что величина Ψ_A больше величины Ψ_d . Отрицательные значения показывают обратное. Очевидно, что для наибольшего числа событий величина $\Delta\Psi$ имеет значения, не превышающие 20° . Единая гистограмма для всех случаев сопоставления экспериментальных данных сделана не только с целью показать их сходство в большинстве случаев, но и наглядно систематизировать случаи большего различия между данными с целью проанализировать их в будущем. Например, исследовать влияние ветра, как это было сделано в [17].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Методом радиопросвечивания исследована ориентация поперечной анизотропии мелкомасштабных неоднородностей в F-области среднеширотной ионосферы в период с мая 2009 г. по март 2012 г. Обнаружено, что за один радиосеанс в широтном профиле дисперсии логарифма относительной амплитуды радиосигнала ИСЗ, принятого станцией “Москва”, можно наблюдать как единственный максимум, так и два или три максимума. Следовательно, за один радиосеанс было определено как единичное значение ориентации поперечной анизотропии, так и два или три в различных участках ионосферы (вдоль траектории ИСЗ), занимаемых максимумами. Детальный анализ направления дрейфа среднемасштабных неоднородностей показал, что максимумы дисперсии расположены в областях с различным направлением дрейфа. Скорость и направление дрейфа рассчитывались программой LocalDrift по данным ионозонда DPS-4. В результате 80 численных сопоставлений между ориентацией поперечной анизотропии и направлением дрейфа было обнаружено, что различие между ними невелико, в основном в пределах $[-20; +20]$. Сопоставление проводилось в преимущественно спокойных геомагнитных условиях ($K_p \leq 3+$). Наблюдаемое сходство между экспериментальными данными позволяет заключить, что дрейф в F-области среднеширотной ионосферы оказывает влияние на поперечную анизотропию мелкомасштабных неоднородностей.

Исследование Г. А. Жбанкова проводилось при финансовой поддержке от Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (государственное задание ГЗ0110/23-10-ИФ).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Aarons J. // Proc. IEEE. 1982. V. 70. P. 360.
2. Tereshchenko E.D., Khudukon B.Z., Kozlova M.O., Nygren T. // Ann. Geophys. 1999. V. 17. No. 4. P. 508.
3. Kunitsyn V.E., Tereshchenko E.D. Ionospheric tomography. Springer, 2003. 260 p.
4. Куницын В.Е., Терещенко Е.Д., Андреева Е.С. Радиотомография ионосферы. М.: Физматлит, 2007. 336 с.
5. Tereshchenko E.D., Khudukon B.Z., Kozlova M.O. et al. // Ann. Geophys. 2000. V. 18. No. 8. P. 918.
6. Терещенко Е.Д., Романова Н.Ю., Кустов А.В. // Геомагн. и аэронаом. 2004. Т. 44. № 4. С. 487; Tereshchenko E.D., Romanova N.Yu., Kustov A.V. // Geomagn. Aeronomy. 2004. V. 44. No. 4. P. 447.
7. Tereshchenko E.D., Romanova N.Yu., Koustov A.V. // Ann. Geophys. 2008. V. 26. P. 1725.

8. Романова Н.Ю. // Геомагн. и аэроном. 2017. Т. 57. № 4. С. 463; *Romanova N.Yu.* // Geomagn. Aeronomy. 2017. V. 57. No. 4. P. 426.
9. Drob D.P., Emmert J.T., Crowley G. et al. // J. Geophys. Res. Space Phys. 2008. V. 113. No. A12. Art. No. A013668.
10. Emmert J.T., Drob D.P., Shepherd G.G. et al. // J. Geophys. Res. Space Phys. 2008. V. 113. Art. No. A013541.
11. Терещенко Е.Д., Юрик Р.Ю., Григорьев В.Ф., Романова Н.Ю. // Гелиогеофизические исследования в Арктике. 2016. С. 129.
12. Романова Н.Ю., Телегин В.А., Панченко В.А., Жбанков Г.А. // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 3. С. 393; *Romanova N.Yu., Telegin V.A., Panchenko V.A., Zhbakov G.A.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. No. 3. P. 316.
13. Романова Н.Ю., Телегин В.А., Панченко В.А., Жбанков Г.А. // Геомагн. и аэроном. 2022. Т. 62. № 2. С. 211; *Romanova N.Yu., Telegin V.A., Panchenko V.A., Zhbakov G.A.* // Geomagn. Aeronomy. 2022. V. 62. No. 1-2. P. 239.
14. Рытов С.М., Кравцов Ю.А., Татарский В.И. Введение в статистическую радиофизику. Ч. 2. Случайные поля. М.: Наука, 1978. 464 с.
15. Tereshchenko E.D., Kozlova M.O., Kunitsyn V.E., Andreeva E.S. // Radio Sci. 2004. V. 39. Art. No. RS1S35.
16. Zhbakov G.A., Telegin V.A., Panchenko V.A., Maltseva O.A. // Proc. RSEMW-2021 (Divnomorskoe, 2021). P. 337.
17. Романова Н.Ю. // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 3. С. 410; *Romanova N.Y.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 3. P. 298.

Local variations of the cross-field transversal anisotropy orientation and drift direction in the F-region of the mid-latitude ionosphere

N. Yu. Romanova^{1,*}, V. A. Telegin², V. A. Panchenko², G. A. Zhbakov³

¹*Polar Geophysical Institute, Murmansk, 183010 Russia*

²*Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 108840 Russia*

³*Institute for Physics Southern Federal University, Rostov-on-Don, 344090 Russia*

*e-mail: romanova@pgi.ru

Analysis of fluctuations of the satellite radio-signals scattered on small-scale irregularities in F-region of the ionosphere and obtained recorded by a terrestrial ground-based receiver in Moscow showed has shown that often two or three maxima are present in the latitudinal profile of amplitude dispersion variance. The orientation of the cross-field transverse or transversal anisotropy of the irregularities was determined and compared with the drift direction obtained by the ionosonde DPS-4 using the LocalDrift program.

Keywords: mid-latitude ionosphere, ionosonde, drift, small-scale irregularities, transversal anisotropy orientation

УДК 533.9.08:533.95

ДИАГНОСТИКА ВЫСОКОШИРОТНОЙ ИОНОСФЕРЫ И ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННАЯ ДИНАМИКА АВРОРАЛЬНЫХ ВЫСЫПАНИЙ

© 2024 г. Б. В. Козелов¹*, В. Г. Воробьев¹, Е. Е. Титова¹, Т. А. Попова¹

¹Федеральное государственное бюджетное научное учреждение “Полярный геофизический институт”,
Апатиты, Россия

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

Поступила в редакцию 24.08.2023

После доработки 13.11.2023

Принята к публикации 30.11.2023

По данным высокоширотных наблюдений Полярного геофизического института изучено развитие типичной авроральной суббури 13 сентября 2013 г. Событие по спутниковым данным привязано к параметрам солнечного ветра, физическим магнитосферным доменам и границам. Определены характеристики пространственной структуры полярных сияний (показатели скейлинга, анизотропия) для типичных авроральных форм (спокойные и лучистые дуги, брейкап, пульсирующие полосы, омега-формы).

DOI: 10.31857/S0367676524030162, EDN: QLKLCAC

ВВЕДЕНИЕ

Диагностика состояния высокоширотной ионосферы имеет большое значение для решения значительного круга научных и практических задач. В ночное время определяющим для этого состояния являются высыпания энергичных авроральных частиц [1]. Исследования пространственно-временной динамики авроральных высыпаний и построение ее модели затрагивают многие вопросы физики магнитосферы, околоземной плазмы, солнечного ветра, солнечно-земных связей [2]. Типичным состоянием возмущенной околоземной плазмы является турбулентность в широком смысле [3, 4]. Это наглядно можно видеть с Земли в структурах полярных сияний и может использоваться для диагностики ионосферы [5] и прикладных вопросах [6]. Методы фрактальной геометрии применяются для описания столь неоднородных, нерегулярных структур [7]. Как показано в работах [7, 8], фрактальная структура авроральных высыпаний, вероятно, связана с поддержанием на пороге протекания (перколяции) ионосферно-магнитосферной токовой системы.

В работе по данным высокоширотных наблюдений Полярного геофизического института проанализирована типичная авроральная суббуря, во время которой полярные сияния долгое время находились в поле зрения камер в г. Апатиты и были хорошие условия для наблюдений. Использованы данные авроральных камер в г. Апатиты и магнитные измерения обсерватории “Ловозеро”. Событие

привязано к параметрам солнечного ветра, физическим магнитосферным доменам и границам, фазе магнитосферного возмущения. В работе ставится задача описать пространственную структуру аврорального свечения, используя фрактальные характеристики (показатели скейлинга a). Имея в виду явную выделенность одного направления (вдоль овала сияний), рассмотрены показатели скейлинга вдоль и поперек структуры ($\max(a)$ и $\min(a)$), а также показатель изотропности $\min(a)/\max(a)$. Определены характеристики пространственной структуры полярных сияний в типичных авроральных формах (спокойные и лучистые дуги, брейкап, пульсирующие полосы, омега-формы).

НАБЛЮДЕНИЯ

Рассмотрим случай с 12.09.2013 19:00 UT до 13.09.2013 01:00 UT. На рис. 1 приведена авроральная кеограмма, т. е. развитие во времени аврорального свечения атмосферы в сечении с севера на юг поля зрения камеры в Апатитах ($67^{\circ}34'$ с.ш., $33^{\circ}16'$ в.д.), и полные изображения всего неба в отдельные моменты. Описание камеры в составе системы MAIN приведено в работе [9].

Наземные магнитометрические наблюдения в обсерватории “Ловозеро” Полярного геофизического института приведены на рис. 2. Бухта H -компоненты магнитного поля началась ~ 20:30 UT и продолжалась до 01:30 UT, в начале бухты наблюдались три вспышки магнитных

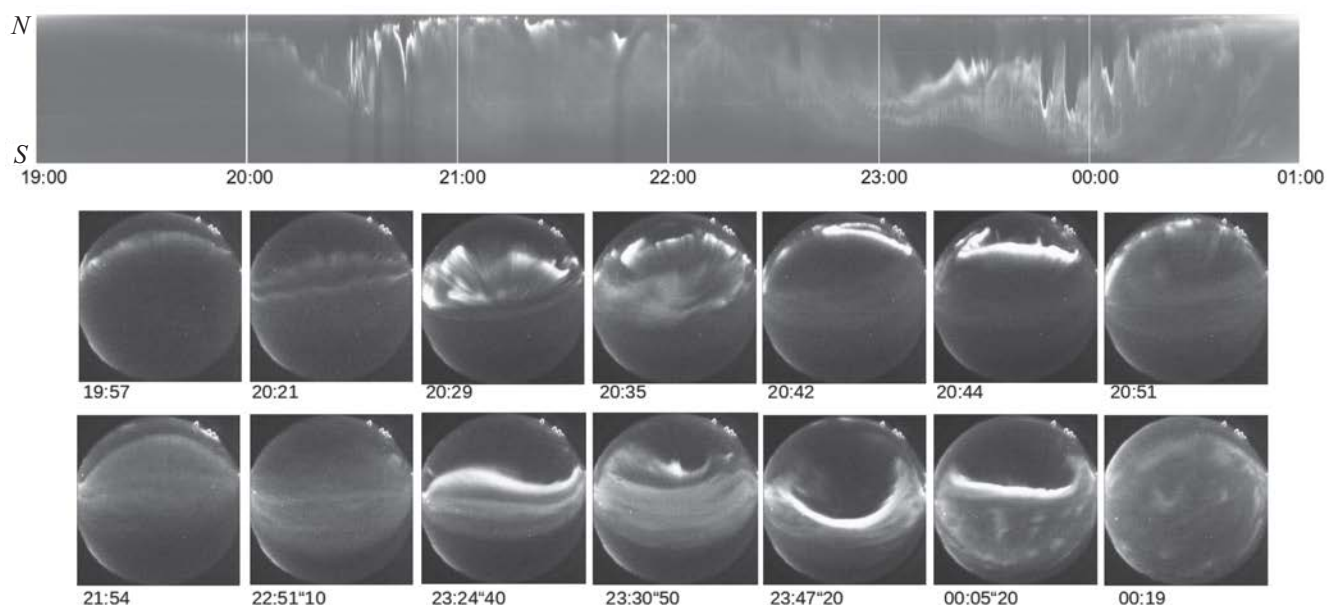


Рис. 1. Наблюдения полярных сияний камерой всего неба в г. Апатиты 12—13.09.2013: сверху — авроральная кеограмма за весь интервал; ниже — изображения всего неба в определенные моменты времени. Время — UT (Universal Time).

пульсаций — в 20:30 UT, 20:37 UT и 20:47 UT. По наземным проявлениям в рассмотренном случае наблюдалась типичная авроральная суббура: появление на севере спокойной дуги, ее дрейф к югу, расщепление дуги, быстрое увеличение яркости и расширение области свечения к северу и к югу (брейкап). Брейкап и расширение сияний к полюсу начался в 20:30 UT, после этого к югу от ярких

дискретных сияний осталась широкая зона диффузных пульсирующих сияний, формируются несколько омега-структур (23:47 UT, 23:54 UT, 00:07 UT, 00:12 UT). После этого активность уменьшается, пульсирующие сияния смещаются к северу.

По данным OMNI, дополненным данными со спутника ACE в солнечном ветре, можно сказать, что предварительная фаза суббуры началась

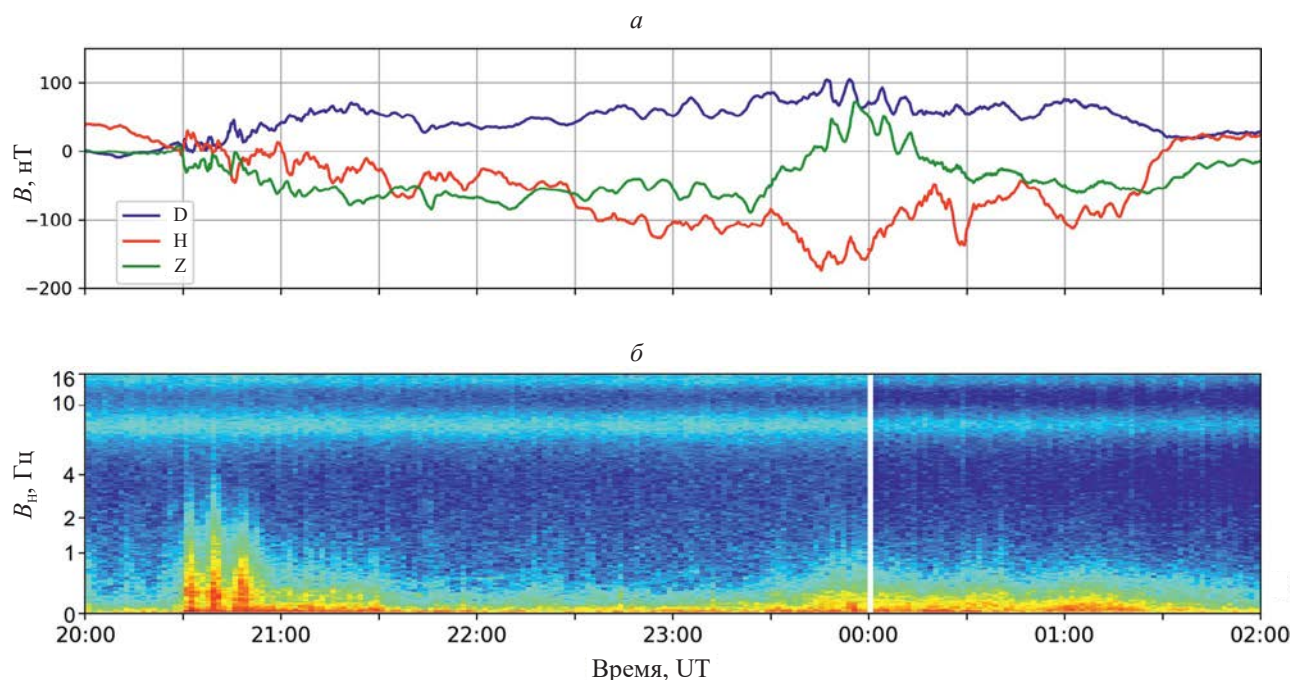


Рис. 2. Магнитные измерения 12—13.09.2013 в обсерватории ПГИ “Ловозеро”: три компоненты магнитного поля (а); КНЧ-пульсации в H -компоненте магнитного поля (б).

с поворота B_z межпланетного магнитного поля (ММП) в отрицательные значения (“к югу”), зарегистрированного на спутнике в ~18:10 UT. В данных OMNI в подсолнечной точке в это время пробел, однако можно предполагать, что это возмущение дошло до магнитосферы не более, чем на 50–55 мин позже. Еще ~20 мин возмущение проходило из магнитосферы в ионосферу, в сияниях ~19:20 UT мы видим появление дуги полярных сияний на севере ее медленное движение на юг. Процедура заполнения пробела в данных OMNI B_z по исходным данным со спутника ACE проиллюстрирована на рис. 3.

Кратковременное повышение и возвращение B_z к нулю (начиная с ~19:50 UT, рис. 3в) привело

к росту авроральной активности с 20:10 UT и ускорению движения дуг с севера на юг. Индекс AE в это время увеличивается до ~150 нТл (рис. 3г), SYM/H начинает уменьшение (рис. 3д). По данным Metop-01 (не показаны), изотропная граница 40 кэВ электронов в 20:15 UT в этом секторе аврорального овала находилась на 65.5° с.ш. Примерно в 20:20 дуга расщепляется и в 20:28 UT начинается взрывная фаза суббури. Таким образом, можно сделать вывод, что в данном случае взрывная фаза суббури, вероятно, стимулирована положительной вариацией B_z ММП на фоне длительного интервала отрицательных значений B_z ММП [10].

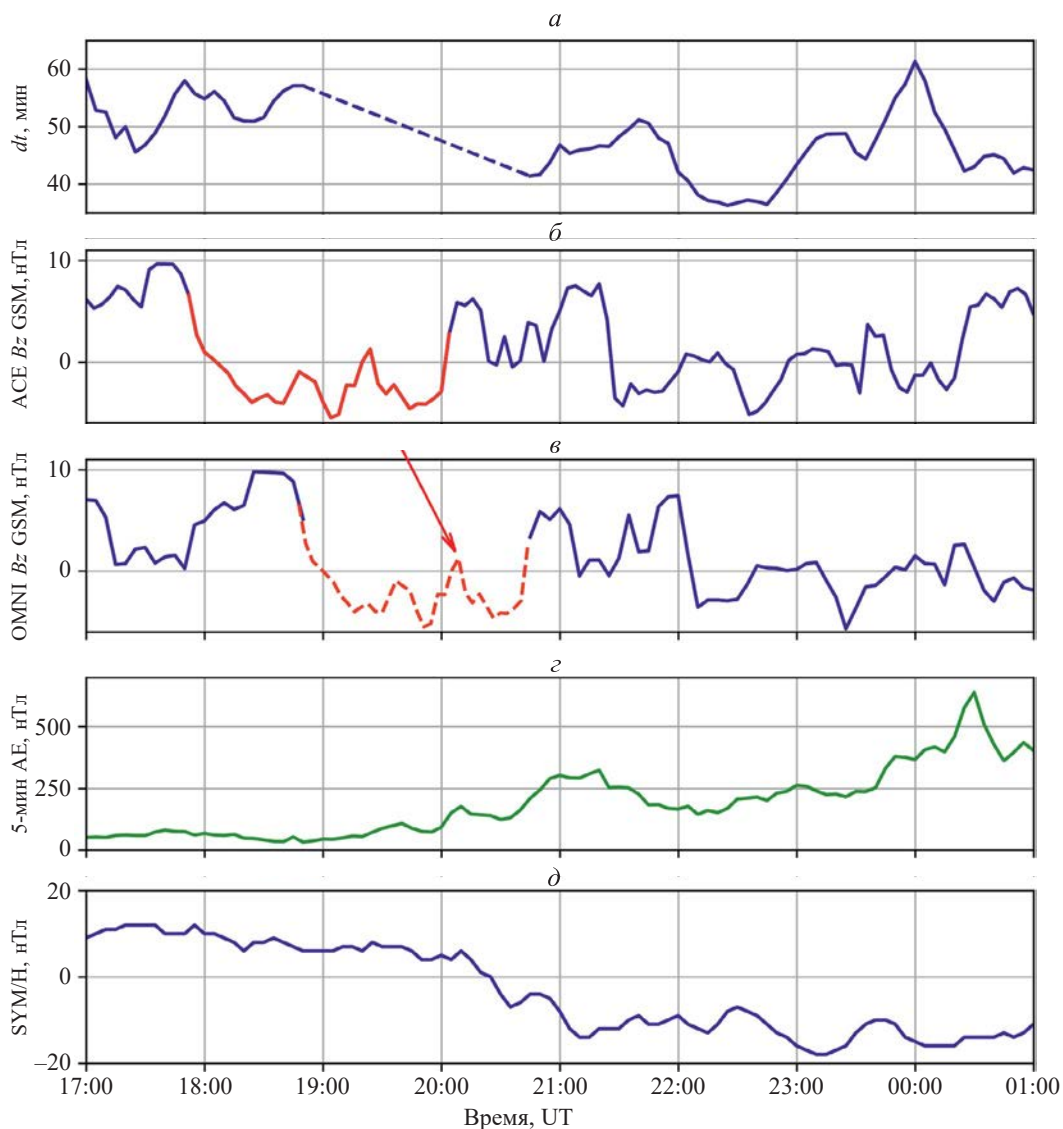


Рис. 3. Данные по межпланетному полю и индексы активности для 12–13.09.2013: задержка в данных со спутника ACE до подсолнечной точки магнитосферы (данные OMNI) (а); z -компонента межпланетного магнитного поля B в GSM-координатах, красным выделен участок пробела в данных OMNI (б); z -компонента межпланетного магнитного поля B в GSM-координатах в подсолнечной точке по данным OMNI, красным пунктиром показан участок, взятый из данных ACE (в); 5-минутный AE-индекс (г); SYM/H-индекс (д).

МЕТОДИКА И РЕЗУЛЬТАТЫ ОБРАБОТКИ

Каждый кадр в течение данного события обрабатывался следующим образом методом, основанном на методе [11]:

1. Выделена прямоугольная область от зенита в азимутальном направлении φ (рис. 4а).
2. Флуктуации светимости в этой области в направлении длинной стороны “склеены” в единый массив, и для данного массива получено его дискретное вейвлет-разложение. Использовались вейвлеты Добеши 5-го порядка.
3. По зависимости логарифма дисперсии детализирующих коэффициентов от логарифма масштаба определялся спектральный индекс a — наклон в диапазоне масштабов 1.5—50 км (рис. 4б).
4. Процедура повторялась для другой ориентации φ прямоугольной области с поворотом φ по азимуту от 0 до 360° с шагом 5°.
5. Пример полученных значений спектрального индекса a от φ для данного кадра приведен на рис. 4в в полярных координатах. Полученные значения показывают, в какой части неба наблюдаются флуктуации свечения.
6. По зависимости $a(\varphi)$ для данного кадра определены $\min(a)$, $\max(a)$ и параметр анизотропии $\min(a)/\max(a)$. Полученные величины показывают, насколько флуктуации свечения изотропны.

Результаты обработки для двух одночасовых интервалов, в качестве примеров, приведены на рис. 5 и 6. Некоторые моменты на рисунках обозначены цифрами. На рис. 5 интервал 20:00—21:00 UT соответствует переходу от однородной спокойной дуги (точка 1) к активизации и удвоению дуги (точка 2) и далее к брейкапу (точка 3). Для спокойной дуги $\max(a) \sim 1$, что соответствует линейному объекту. Значение $\min(a) \sim 0.2$ —0.25 соответствует несвязанным точкам в сечении поперек дуги и в основном определяется шумом на изображении.

Возмущение в виде лучей дает увеличение $\max(a) \sim 1.5$ —2.0, так как на изображении такая дуга имеет вид 2-мерного объекта с пробелами. В поперечном направлении $\min(a)$ немного увеличивается. В случае дуг диапазон изменения интенсивностей на изображениях небольшой, поэтому использованный метод дает размерности, примерно соответствующие размерности объектов на плоскости.

После брейкапа (точка 3) яркости полярных сияний резко возрастает, значения $\max(a)$ и $\min(a)$ увеличиваются примерно на 1, т.е. становится ясно, что светится область в 3-мерном пространстве, $\max(a) \sim 2.5$ и $\min(a) \sim 1.5$. Возрастает индекс изотропности $\min(a)/\max(a)$ до ~ 0.5 —0.7.

После 20:36 UT $\min(a)$ уменьшается до значений менее 1, но $\max(a)$ значительно не меняется. Полярные сияния вытягиваются в одном направлении, на небе широкая полоса из мультиплетных дуг. Активизация северной дуги (точка 4) несколько повышает $\max(a)$.

Затем (точка 5) на небе остается широкая область пульсирующих пятен, $\max(a) \sim 1.5$ и $\min(a) \sim 0.5$. Далее в течение 2 ч все небо занимают пульсирующие сияния, в которых к 23:00 UT появляются крупные пятна, что повышает характеристики до $\max(a) \sim 2.0$ и $\min(a) \sim 0.7$, при этом $\min(a)/\max(a) \sim 0.3$ практически не изменяется (см. рис. 6, точка 6).

Затем северный край полосы полярных сияний становится ярче, $\max(a) > 2.5$, а пульсации к югу увеличивают вариации $\min(a)$ до диапазона 0.6—1.2 (см. рис. 6, точка 7). Однако $\min(a)/\max(a)$ выше 0.5 не растет.

Значительный рост $\min(a)/\max(a)$ до 0.7—0.8 происходит в моменты, отмеченные точками 8 и 9, когда поле зрения проходят омега-формы. При этом $\max(a) \sim 2.5$ и происходит рост $\min(a)$ до значений 1.7—1.9.

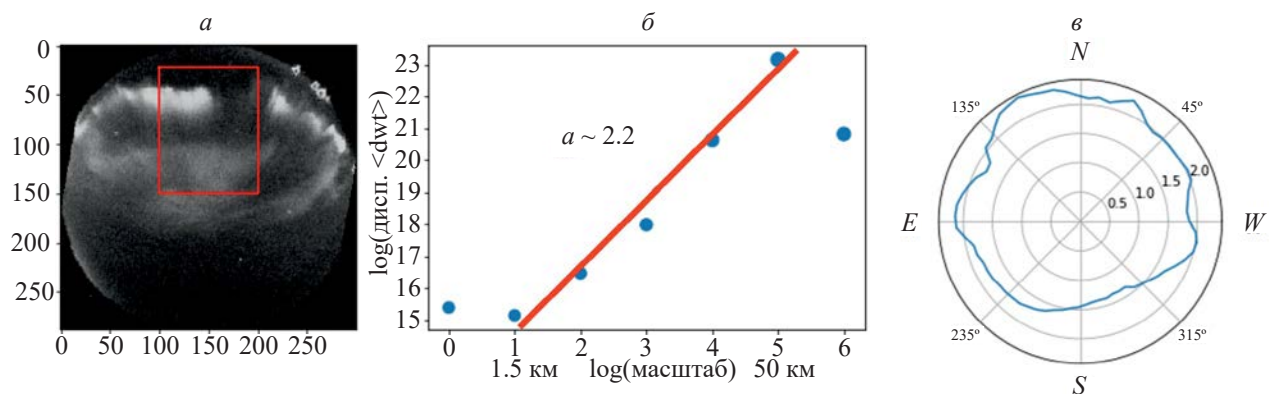


Рис. 4. Обработка изображения: кадр с камеры всего неба (а), красная рамка — выделение области на изображении с учетом ориентации; определение наклона (спектрального индекса) по логарифмическому графику дисперсии детализирующих коэффициентов от масштаба для выбранной области по методу из [11] в диапазоне масштабов 1.5—50 км (б); зависимость спектрального индекса от азимутального направления (ориентации маски) (в).

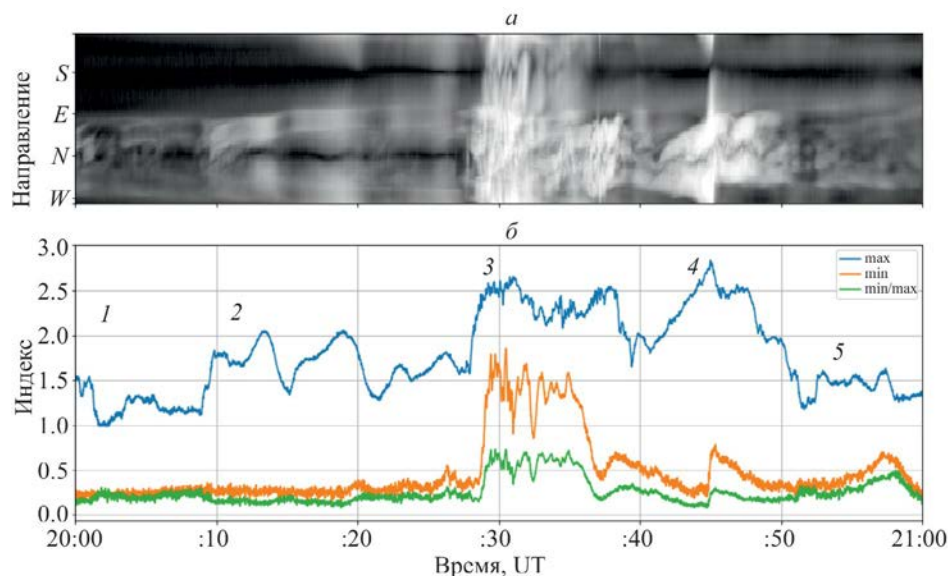


Рис. 5. Результаты обработки оптических данных для интервала 20:00—21:00 UT, 12.09.2013: зависимость спектрального индекса a в координатах “время — направление”, стороны света показаны на оси направления (a); зависимости $\max(a)$, $\min(a)$ и $\min(a)/\max(a)$ от времени (b). Отдельные моменты отмечены точками 1—5, которые обсуждаются в тексте.

ОБСУЖДЕНИЕ

Ранее, в работе [12], была исследована эволюция скейлингового индекса, характеризующего флуктуации аврорального свечения в начале взрывной фазы суббури. По изображениям UVI со спутника Polar показано, что этот индекс обычно изменяется от значений менее единицы до 1.5, увеличиваясь по мере развития аврорального брейкапа. Фактически, в терминах данной работы, определялся индекс $\min(a)$ поперек аврорального овала на масштабах 50—400 км, что хорошо

согласуется со значениями рис. 5б, 20:29—20:35 UT, полученными для меньших масштабов. Сравнение с фрактальным броуновским движением дает $\min(a)/2 = H$, где H — показатель Херста. То есть при такой интерпретации скейлингового индекса во время брейкапа мы имеем переход от зашумленного антиперсистентного ($H < 0.5$) сигнала к более сглаженному персистентному ($H > 0.5$) сигналу, что согласуется с аналогичным результатом работы [14], полученным на основе анализа показателя шероховатости распределения аврорального свечения во время суббури. В общем

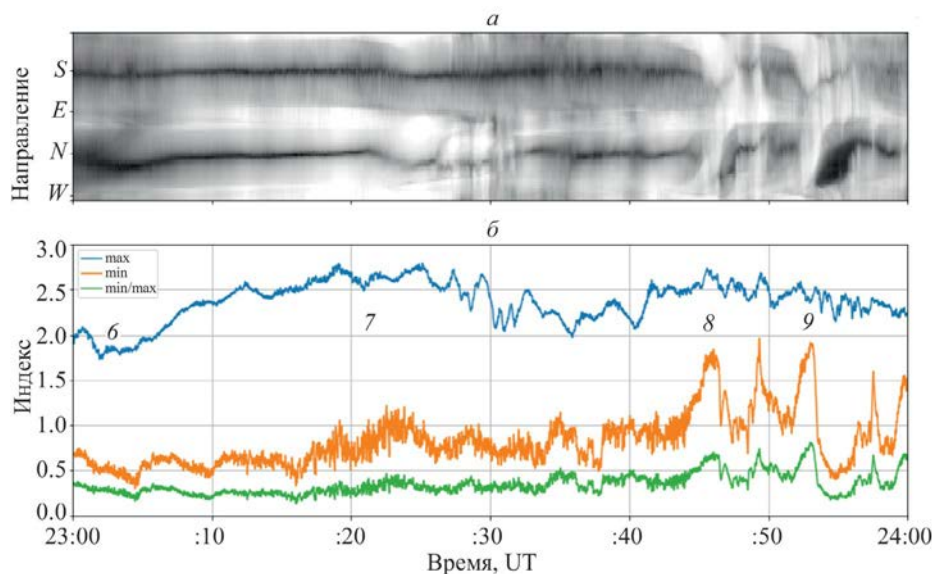


Рис. 6. То же, что на рис. 5, но для 23:00–24:00 UT, 12.09.2013. Отдельные моменты отмечены точками 6—9.

Таблица 1. Значения спектральных индексов, характеризующих пространственные неоднородности аврорального свечения для типичных авроральных структур

Структура	Параметр		
	max	min	min/max
Спокойная дуга	1.0	Менее 0.25	Менее 0.25
Дуги с лучами	1.5—2.0	Менее 0.25	Менее 0.25
Брейкап	Более 2.5	Более 1.5	0.8
Пульсирующие полосы	1.5—2.0	0.5—1.0	0.25—0.5
Омега-структуры	2.0—2.5	1.5—2.0	0.7

виде скейлинговый индекс $a = 2H + 1$ для сигнала, который является кривой обобщенного (или фрактального) броуновского движения, однако в нашем случае значение меньше на 1 из-за другой нормировки вейвлетов. В процедуре разложения вейвлеты для нормировки L_2 дополнительно делятся на квадратный корень из масштаба.

В работах [2, 7] приведены примеры расчетов $\min(a)$ и $\max(a)$ по данным камеры с диагональным полем зрения 67 (камерой 4 в зеленом канале, см. табл. 1 в [9]). Использовался такой же метод, как в данной работе, однако из-за отмеченной выше нормировки вейвлетов, индексы тоже отличаются на 1. В работах учтены поправки на искажения, обсуждавшиеся в [13]. Такие данные имеются и для интервала, рассмотренного в данной работе. Диапазон масштабов для этой камеры составляет 0.5—20 км. С учетом более редкого попадания структур в меньшее поле зрения камеры спектральные индексы мало отличаются от представленных для камеры всего неба.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

По данным камеры всего неба в Апатитах методом вейвлет-разложения по пространственным масштабам флуктуаций интенсивности свечения для типичной авроральной суббури получены спектральные индексы, характеризующие пространственные неоднородности аврорального свечения для типичных авроральных структур в диапазоне масштабов 1.5—50 км, приведенных в табл. 1. Для флуктуаций вблизи магнитного зенита (в поле зрения $\sim 67^\circ$ авроральной камеры Guppy-C системы MAIN) в диапазоне масштабов 0.5—20 км спектральные индексы такие же, с учетом попадания структур в поле зрения. Найденные в работе спектральные индексы могут быть использованы при построении модели возмущенной высокоширотной ионосферы.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда и Министерства образования и науки Мурманской области

(проект № 22-12-20017 “Пространственно-временные структуры в околоземном космическом пространстве Арктики: от полярных сияний через особенности самоорганизации плазмы к прохождению радиоволн”). Авторы благодарят Дж. Х. Кинг и Н. Папаташвилли (J. H. King, N. Papatashvilli) (AdnetSystems, NASA GSFC) за данные базы OMNI и Н. Несс (N. Ness) (Bartol Research Institute) за данные спутника ACE, а также сервис CDAWeb.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Akasofu S.-I. // Planet. Space Sci. 1964. V. 12. P. 273.
2. Козелов Б.В. // Косм. иссл. 2023. Т. 61. № 3. С. 179; Kozelov B.V. // Cosmic Res. 2023. V. 61. No. 3. P. 185.
3. Frisch U. Turbulence: the legacy of A. N. Kolmogorov. Cambridge University Press, 1995.
4. Головчанская И.В., Козелов Б.В. // Косм. иссл. 2016. Т. 54. № 1. С. 52; Golovchanskaya I. V., Kozelov B.V. // Cosmic Res. 2016. V. 54. No. 1. P. 47.
5. Козелов Б.В., Ролдугин А.В. // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 3. С. 366; Kozelov B.V., Roldugin A.V. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 3. P. 256.
6. Сахаров Я.А., Мингалева И.В., Козелов Б.В. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 3. С. 386; Sakharov Ya.A., Mingaleva I.V., Kozelov B.V. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. No. 3. P. 310.
7. Chernyshov A.A., Kozelov B.V., Mogilevsky M.M. // J. Atm. Solar.-Terr. Phys. 2017. V. 161. P. 127.
8. Chernyshov A.A., Mogilevsky M.M., Kozelov B.V. // J. Geophys. Res. 2013. V. 118. No. 7. P. 4108.
9. Kozelov B.V., Pilgaev S.V., Borovkov L.P., Yurov V.E. // Geosci. Instrum. Meth. Data Syst. 2012. V. 1. P. 1.
10. Козелова Т.В., Пудовкин М.И., Лазутин Л.Л. // Геомагн. и аэронаом. 1989. Т. 29. № 6. С. 910; Kozelova T.V., Pudovkin M.I., Lazutin L.L. // Geomagn. Aeronomy. 1989. V. 29. No. 6. P. 910.
11. 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. N. J.: Wiley-Interscience, Hoboken, 2000. P. 39.
12. Kozelov B.V., Golovchanskaya I.V., Mingalev O.V. // Ann. Geophys. 2011. V. 29. P. 1349.
13. Kozelov B.V., Golovchanskaya I.V. // J. Geophys. Res. 2010. V. 115. Art. No. A02204.
14. Uritsky V.M., Klimas A.J., Vassiliadis D. // Adv. Space Res. 2006. V. 37. P. 539.

Diagnosis of the high-latitude ionosphere and spatio-temporal dynamics of auroral precipitation

B. V. Kozelov¹, *, V. G. Vorobjev¹, E. E. Titova¹, T. A. Popova¹

¹*Polar Geophysical Institute, Apatity, 184209 Russia*

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

Using high-latitude observations by the Polar Geophysical Institute, the development of a typical auroral substorm on September 13, 2013, is traced. The event, according to satellite data, is linked to solar wind parameters, physical magnetospheric domains, and boundaries. The characteristics of the spatial structure of polar auroras (scaling indices, anisotropy) have been determined for typical auroral structures (quiet and rayed arcs, breakup, pulsating bands, omega structures).

УДК 537.877

ИНТЕНСИВНОСТИ НОЧНОГО СВЕЧЕНИЯ АТМОСФЕРНЫХ ПОЛОС МОЛЕКУЛЯРНОГО КИСЛОРОДА

© 2024 г. О. В. Антоненко¹, *, А. С. Кириллов¹

¹Федеральное государственное бюджетное научное учреждение “Полярный геофизический институт”,
Апатиты, Россия

*E-mail: antonenko@pgia.ru

Поступила в редакцию 24.08.2023

После доработки 13.11.2023

Принята к публикации 30.11.2023

Выполнены расчеты интенсивности ночного свечения Атмосферных полос молекулярного кислорода $I_{\nu\nu'}$ ($\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$) в атмосфере Земли для различных сезонов в средних широтах и в области экватора и северных тропиков с учетом экспериментальных данных профилей концентраций атомарного кислорода на различных широтах. Рассчитанные интегральные интенсивности свечения Атмосферных полос сравниваются с экспериментальными данными, полученными с космического шаттла (транспортной системы STS), а также с телескопа Keck I. Показано, что наблюдается хорошее согласие результатов теоретических расчетов с экспериментальными данными, но лучшее согласие достигается с данными, полученными с телескопа Keck I.

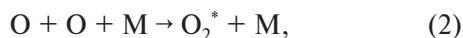
DOI: 10.31857/S0367676524030179, EDN: QLGZDS

ВВЕДЕНИЕ

Поглощаемая атмосферными газами энергия Солнца создает определенный тепловой режим в каждой области атмосферы Земли, а также влияет на химический состав на различных высотах атмосферы. Процесс фотодиссоциации молекул O_2 солнечным УФ-излучением

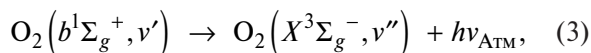


происходит на дневной стороне планеты и приводит к образованию повышенных концентраций атомарного кислорода. Затем, в результате тройных столкновений



где М — частица доминирующих в атмосфере газов, образуется молекула электронно-возбужденного кислорода O_2^* , которая излучает свет в различных полосах в результате спонтанных излучательных переходов на более низкие по энергии электронные состояния, регистрация которых происходит на ночной стороне Земли из-за отсутствия интенсивного дневного свечения.

В настоящей работе рассматривается интенсивность излучения Атмосферной системы полос (Атм)



где ν' — колебательные уровни $b^1\Sigma_g^+$ состояния; ν'' — колебательные уровни основного $X^3\Sigma_g^-$ состояния. Данная система полос регистрируется в инфракрасных спектрах свечения ночного неба в атмосфере Земли [1]. Необходимо подчеркнуть, что ночное и даже сумеречное ее излучение обладает весьма малой интенсивностью по сравнению с привычным окружающим дневным освещением. Это ставит достаточно высокие требования к выбору спектральной аппаратуры и необходимой ее чувствительности [1].

Высокое спектральное разрешение аппаратуры дает возможность с поверхности Земли наблюдать молекулярные полосы и измерять их интенсивность. Однако наземным наблюдениям присущи определенные ограничения из-за возможного поглощения и рассеяния излучения атмосферными газами. Поэтому спектрометрические измерения с космических аппаратов имеют большое значение для подобных исследований. Поддерживать эксперименты, сопоставимые и с наземными, и со спутниковыми, способна единственная космическая платформа — космический шаттл, или космическая транспортная система (STS) [2].

Цель данной работы — сравнение теоретических расчетов интенсивностей свечения Атмосферных полос молекулярного кислорода O_2^* в ночном небе Земли с экспериментальными данными, полученными как во время запуска

космического шаттла, так и с телескопа Кекс I (обсерватория Кека, пик Мауна-Кеа, Гавайи).

ПРОЦЕССЫ ВОЗНИКНОВЕНИЯ СОБСТВЕННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ АТМОСФЕРЫ

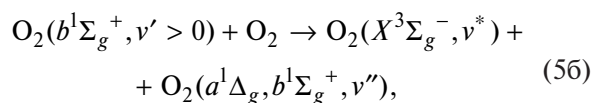
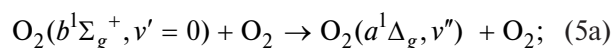
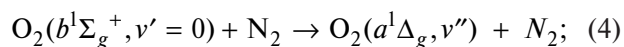
Возникновение видимого, ультрафиолетового и инфракрасного излучения в газовой среде атмосферы обусловлено различными фотохимическими процессами, которые приводят к образованию электронно-возбужденных молекул, а в случае инфракрасного излучения — и колебательно-возбужденных молекул. Одним из главных факторов, влияющих на интенсивность излучения, является вероятность радиационного перехода в нижележащее состояние, характеризующая коэффициентом Эйнштейна A . Величина A определяет радиационное время ($\tau = 1 / A$) жизни возбужденного состояния, в течение которого возбужденный компонент (в рассматриваемом случае кислород) переходит в другое состояние с излучением фотона.

При выпадении в атмосферу высокоэнергичных частиц (электронов и протонов) большую часть энергии частиц поглощает молекулярный азот N_2 . Образующийся в результате излучательных процессов и неупругих столкновений метастабильный азот $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ при взаимодействии с молекулами кислорода O_2 отдает часть своей энергии, тем самым увеличивая образование в атмосфере электронно-возбужденного молекулярного кислорода. В работах [3, 4] было проведено исследование кинетики состояний Герцберга $c^1\Sigma_u^-$, $A^3\Delta_u$, $A^3\Sigma_u^+$, а также синглетных состояний $a^1\Delta_g$, $b^1\Sigma_g^+$ молекулярного кислорода на высотах верхней и средней атмосферы Земли во время выпадения в атмосферу высокоэнергичных частиц. Авторами [3, 4] была показана важная роль межмолекулярных процессов переноса энергии электронного возбуждения в кинетике молекулярного кислорода и образовании различных состояний электронно-возбужденных молекул O_2 .

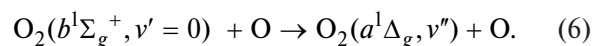
В случае тройных столкновений (2) у электронно-возбужденной молекулы кислорода также образуются несколько метастабильных состояний. Переходы с состояний Герцберга $A^3\Sigma_u^+$, $A^3\Delta_u$, приводящие к излучению в ультрафиолетовом диапазоне спектра, рассматривались в работах [5, 6]. Измерения ультрафиолетового свечения молекулярного кислорода в атмосфере Земли проводились в ходе эксперимента Arizona Airglow (GLO). Эксперимент GLO-1 космического корабля “Дискавери” проводился на протяжении его миссии STS-53 в 1992 г. (см. рис. 3 в [2]). В настоящей работе рассматриваются излучательные переходы с состояния $b^1\Sigma_g^+$ на $X^3\Sigma_g^-$, которые приводят к свечению Атмосферных полос O_2 , располагающихся в инфракрасном диапазоне. Поэтому в настоящей работе используются измерения инфракрасного свечения

молекулярного кислорода в атмосфере Земли, выполненные в ходе эксперимента Arizona Airglow (GLO) космического корабля “Индевор” на протяжении его 12-дневной миссии STS-69 в 1995 г. [2].

Время жизни молекул O_2 в этом метастабильном состоянии, так же как и в приведенных двух других состояниях Герцберга, определяется как коэффициентами Эйнштейна спонтанного излучения для процесса (3) [1], так и скоростями k_4 , k_{5a} , k_{5b} , k_6 неупругих столкновений с молекулами N_2 и O_2 :



а также атомами кислорода O:



Интенсивности полос Атмосферной системы различаются более чем на порядок между собой, причем наиболее интенсивной является полоса (0—0) 762 нм (переход $v' = 0 \rightarrow v'' = 0$). Полную интенсивность свечения данной полосы невозможно измерить с поверхности Земли по причине резонансного поглощения атмосферным молекулярным кислородом. Однако наблюдение без сильного поглощения возможно во время полета шаттла. Эта полоса в 22 раза ярче полосы (0—1) (865 нм), являющейся второй по значимости, которая регулярно измеряется наземными наблюдателями. Полоса (0—1) является характерной полосой Атмосферной системы O_2 в регистрируемом спектре ночного свечения [1, 2]. Другие полосы в излучении Атмосферной системы наблюдаются слабо и интенсивности их малы [7]. Исследование излучения полос этой системы в верхней атмосфере показало, что область высот свечения полос Атмосферной системы — порядка 90—100 км с максимумом излучения около 95 км [1].

РАСЧЕТЫ ИНТЕНСИВНОСТЕЙ СВЕЧЕНИЯ АТМОСФЕРНЫХ ПОЛОС И СРАВНЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ ДАННЫМИ

Расчет концентраций электронно-возбужденного кислорода для рассматриваемого состояния $O_2(b^1\Sigma_g^+, v')$ производился согласно формуле

$$[O_2^*] = \alpha q_v k_2 \times [O]^2 \times ([N_2] + [O_2]) / (A_v + k_4 \times [N_2] + (k_{5a} + k_{5b}) \times [O_2] + k_6 \times [O]), \quad (7)$$

где α — квантовый выход $b^1\Sigma_g^+$ состояния молекулы при тройных столкновениях (2) (для $O_2(b^1\Sigma_g^+)$ мы полагаем $\alpha = 0.1$ согласно представленным в [8], табл. 2) значениям $\alpha = 0.08$ — 0.15); $q_{v'}$ — квантовые выходы колебательных уровней v' этого состояния ($q_0 = 0.1$, $q_1 = 0.78$, $q_2 = 0.12$). Значения квантовых выходов $q_{v'}$ для $b^1\Sigma_g^+$ подобраны таким образом, чтобы согласие теоретических расчетов с экспериментальными данными было наилучшим. При этом общая сумма значений квантовых выходов для указанного состояния должна быть равна 1 (единице); k_2 ($\text{см}^6\text{с}^{-1}$) — константа скорости реакции рекомбинации двух атомов кислорода при тройных столкновениях с частицами атмосферных составляющих; $k_4 = 2 \times 10^{-15} \text{ см}^3\text{с}^{-1}$, $k_{5a} = 4 \times 10^{-17} \text{ см}^3\text{с}^{-1}$, $k_{56}(v' = 1) = 8 \times 10^{-12} \text{ см}^3\text{с}^{-1}$, $k_{56}(v' = 2) = 5 \times 10^{-13} \text{ см}^3\text{с}^{-1}$ — константы скоростей реакций гашения электронно-возбужденного кислорода при неупругих столкновениях (4), (5a), (5б)

электронно-возбужденного молекулярного кислорода с атмосферными составляющими N_2 и O_2 , которые рассчитываются согласно [9, 10] для температуры $T = 195 \text{ K}$; $k_6 = 8 \times 10^{-14} \text{ см}^3\text{с}^{-1}$, согласно [1]; $A_{v'}$ — сумма коэффициентов Эйнштейна для всех спонтанных излучательных переходов с колебательных уровней v' молекулы $O_2(b^1\Sigma_g^+)$ согласно [1].

С использованием формулы (7) проведен расчет профилей высотного распределения концентраций электронно-возбужденного молекулярного кислорода $O_2(b^1\Sigma_g^+)$ в верхней атмосфере Земли. При выполнении расчетов было учтено влияние атомарного кислорода на процессы гашения $O_2(b^1\Sigma_g^+)$. Для профилей концентраций N_2 , O_2 и температуры использовалась модель MSIS-90.

На рис. 1a представлен фрагмент усредненного спектра свечения ночного неба в диапазоне 620—900 нм, измеренного спектрографом с космического шаттла “Индевор” (миссия STS-69). Значения

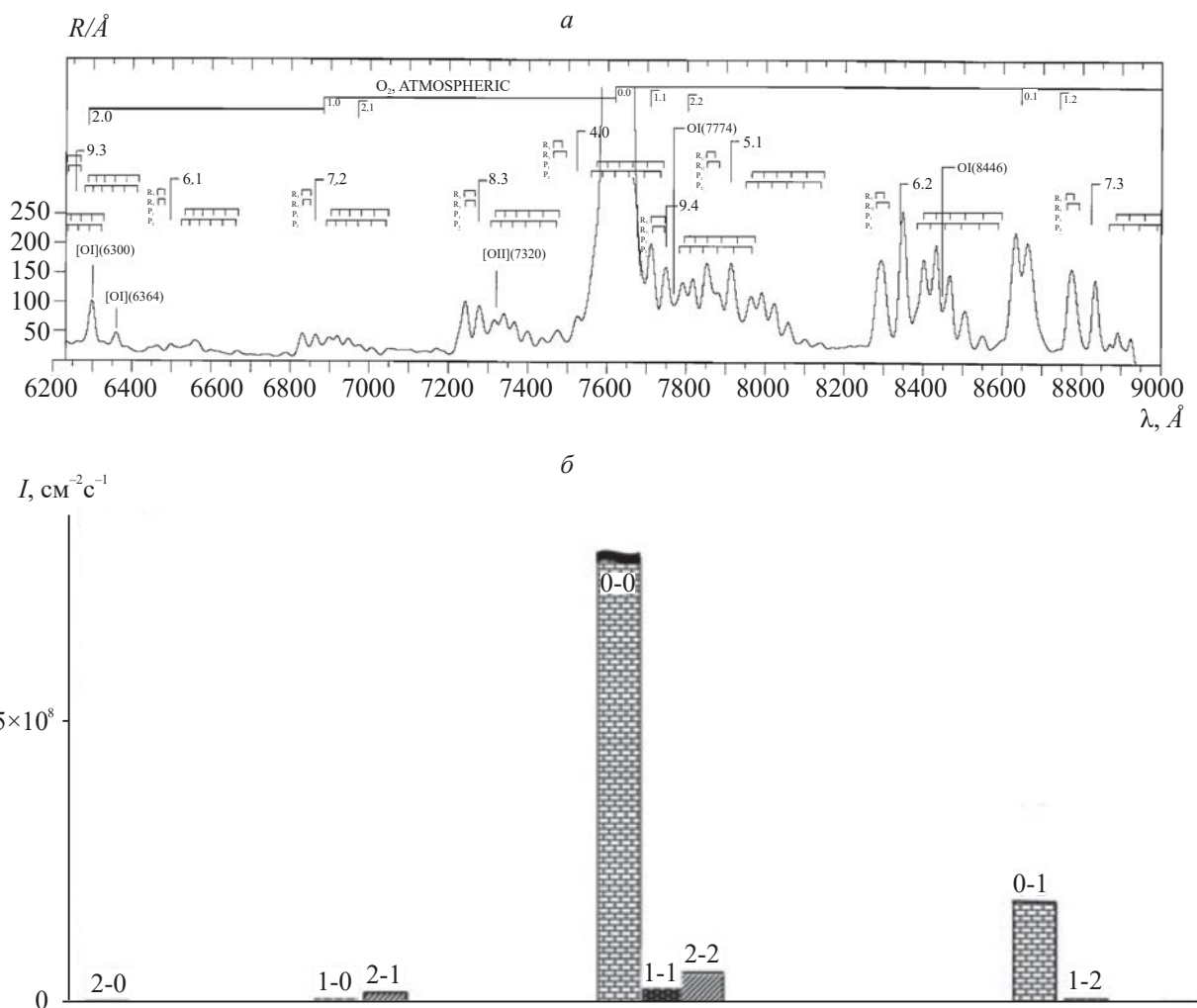


Рис. 1. Спектр свечения ночного неба в диапазоне 620—900 нм: данные с космического шаттла “Индевор” (STS-69) (a), рассчитанные значения интенсивности излучения O_2^* в Атмосферных полосах (гистограммы) в этом же диапазоне (б). Цифры над пиками — значения колебательных уровней ($v'-v''$) при излучательном переходе (3).

интенсивности излучения $I_{\nu\nu''}$ ($\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$) (гистограммы) для Атмосферных полос, обусловленных переходом (3), были рассчитаны и представлены на рис. 1б для этого диапазона длин волн для средних широт. При расчетах использовались модельные значения профилей концентраций атомарного кислорода [1, 11], полученные для полуночных условий на основе высотных профилей излучения $\text{O}(^1\text{S})$ 557.7 нм, приведенных к средней солнечной активности ($F_{10.7} = 130$) и невозмущенной геомагнитной активности ($K_p = 0$).

На рис. 2а рассчитанные значения интенсивности излучения $I_{\nu\nu''}$ ($\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$) (гистограммы) для Атмосферной системы полос для средних широт для октября месяца сравниваются с аналогичными данными измерений, выполненных спектрографом высокого разрешения (HIRES) на телескопе Кеск I (обсерватория Кека, пик Мауна-Кеа, Гавайи, США, 19° с.ш.) [7]. На рис. 2б представлены интенсивности свечения с колебательных уровней $\nu' = 0-2$, полученные в [7]. Авторы [7] отмечают, что с того времени, как вышеуказанный крупнейший оптический телескоп впервые увидел свет в 1993 г., началась новая эра в исследованиях Атмосферной системы полос молекулярного кислорода O_2 . Очевидно, что измерения с помощью этого телескопа ведутся с 1993 г., более точного периода представленных на рисунке измерений не указано, однако, автор описывает наблюдения, ссылаясь на труды 1994 г. [12] и 1996 г. [13], в то время как фрагмент усредненного спектра с космического шаттла, представленного [2], был выполнен в 1995 г. Следовательно, прослеживается некоторое соответствие периодов измерений.

Кроме того, в настоящей работе рассчитаны значения общей интегральной светимости $I_{\nu\nu''}$ ($\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$) Атмосферных полос в диапазоне 620–900 нм для экваториальной зоны и северных тропиков. В расчетах используются экспериментальные данные о характерных концентрациях $[\text{O}]$ в области экватора и северных тропиков Земли, полученные с помощью зондирования атмосферы на спутнике термосферно-ионосферно-мезосферной энергетики и динамики (TIMED) с использованием оптического спектрографа инфракрасной микроскопической системы OSIRIS [14]. На рис. 2в приведены гистограммы рассчитанных интенсивностей полос, обусловленных спонтанными излучательными переходами с колебательных уровней $\nu' = 0-2$, для экваториальной зоны и северных тропиков.

Гистограммы интенсивностей свечения всей системы Атмосферных полос на средних широтах (январь, апрель, июль, октябрь) представлены на рис. 3а. Аналогичные результаты для экваториальной зоны и северных тропиков (осень, зима, апрель, август) приведены на рис. 3б. Расчеты показали, что на средних широтах максимальные значения общей интегральной светимости получаются для октября, тогда как максимальные значения концентраций атомарного кислорода — на высоте 95 км в июле. Значительно ниже, на высоте 80–85 км, максимальные значения концентраций атомарного кислорода — именно в октябре. Для экваториальной зоны (включая северные тропики) максимальные значения общей интегральной светимости на высоте 95 км — в апреле, что соответствует повышенным значениям концентраций атомарного кислорода в этот период.

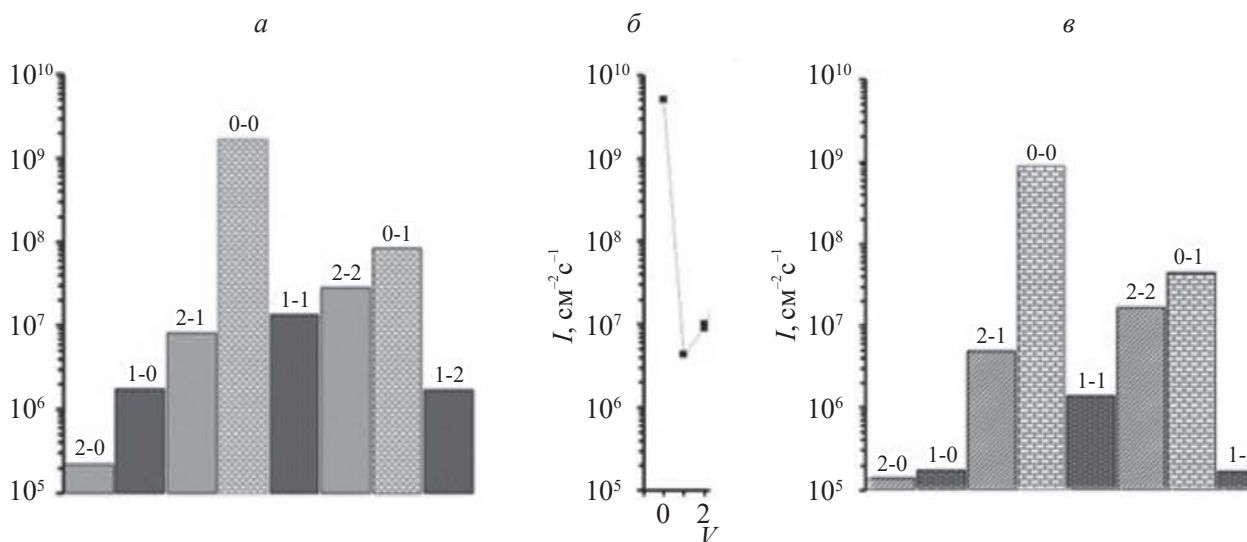


Рис. 2. Спектр свечения ночного неба в диапазоне 620–900 нм: рассчитанные значения интенсивности излучения O_2^* в Атмосферных полосах (гистограммы) для средних широт Земли (а), данные с телескопа Кеск I (б), результаты расчетов для экваториальной зоны, включая северные тропики (гистограммы) (в).

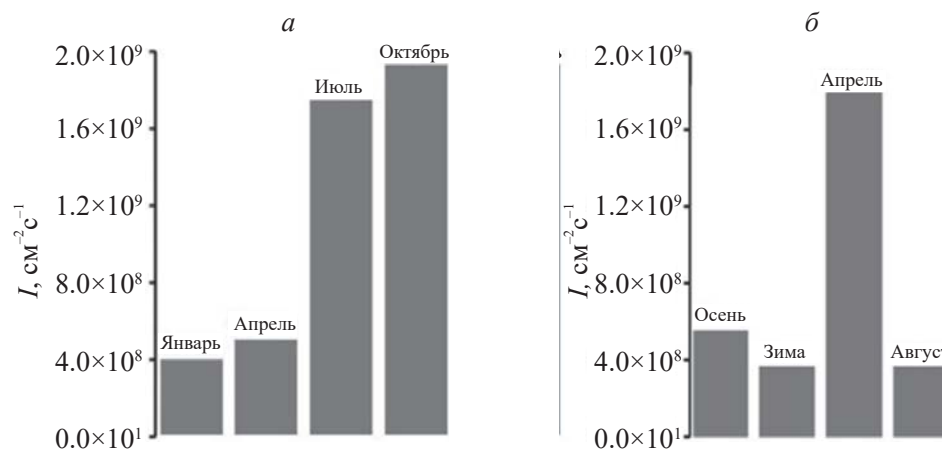


Рис. 3. Значения общей интегральной светимости I , $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$, всей системы Атмосферных полос: для средних широт Земли (а), для экваториальной зоны, включая северные тропики (б).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнено сравнение рассчитанных значений интенсивностей свечения Атмосферных полос молекулярного кислорода в условиях низкой солнечной активности с данными, полученными в диапазоне длин волн 620—900 нм спектрографом на борту космического шаттла “Индевор” (STS-69) [2] и с помощью телескопа Кеск I [7]. При этом учтены излучательные переходы с $b^1\Sigma_g^+$, $v' = 0$, что позволило идентифицировать полосы 762 и 865 нм, измеренные как на борту космического шаттла, так и с помощью телескопа. Показано, что результаты расчетов хорошо согласуются с данными, полученными с космического шаттла, но лучшее согласие достигается экспериментальными данными, полученными с телескопа Кеск I [7].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Шефов Н.Н., Семенов А.И., Хомич В.Ю. Излучение верхней атмосферы — индикатор ее структуры и динамики. М.: ГЕОС, 2006. 741 с.; Khomich V.Yu., Semenov A.I., Shefov N.N. Airglow as an indicator of upper atmospheric structure and dynamics. Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag, 2008. 739 p.
2. Broadfoot A.L., Bellaire P.J. // J. Geophys. Res. 1999. V. 104. No. A8. P. 17127.
3. Кириллов А.С., Вернер Р., Гинева В. // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 3. С. 361; Kirillov A.S., Werner R., Guineva V. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 3. P. 252.
4. Kirillov A.S., Belakhovsky V.B. // J. Geophys. Res. Atmos. 2021. V. 126. No. 5. Art. No. e2020JD033177.
5. Антоненко О.В., Кириллов А.С. // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 3. С. 310; Antonenko O.V., Kirillov A.S. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 3. P. 219.
6. Антоненко О.В., Кириллов А.С. // Геомагн. и аэроном. 2022. Т. 62. № 5. С. 661; Antonenko O.V., Kirillov A.S. // Geomagn. Aeronomy. 2022. V. 62. No. 5. P. 461.
7. Slanger T.G., Cosby P.C., Huestis D.L., Osterbrock D.E. // J. Geophys. Res. 2000. V. 105. No. D16. P. 20557.
8. Yankovsky V. // Adv. Space Res. 2023. V. 67. No. 3. P. 921.
9. Кириллов А.С. // Квант. электрон. 2012. Т. 42. № 7. С. 653; Kirillov A.S. // Quant. Electron. 2012. V. 42. No. 7. P. 653.
10. Kirillov A.S. // Chem. Phys. 2013. V. 410. P. 103.
11. Перминов В.И., Семенов А.И., Шефов Н.Н. // Геомагн. и аэроном. 1998. Т. 38. № 6. С. 642; Perminov V.I., Semenov A.I., Shefov N.N. // Geomagn. Aeron. 1998. V. 38. No. 6. P. 642.
12. Vogt S.S. // Opt. Engin. 1994. V. 2198. P. 362.
13. Osterbrock D.E., Fulbright J.P., Martel A.R. et al. // Publ. Astron. Soc. Pac. 1996. V. 108. P. 277.
14. Sheese P.E., McDade I.C., Gattinger R.L., Llewellyn E.J. // J. Geophys. Res. 2011. V. 116. Art. No. D01303.

Intensities of Atmospheric bands of molecular oxygen in the nightglow

O. V. Antonenko^{1, *}, A. S. Kirillov¹

¹*Polar Geophysical Institute, Apatity, 184209 Russia*

**e-mail: antonenko@pgia.ru*

The intensities of the Atmospheric bands of molecular oxygen $I_{\nu, \nu''}$ ($\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$) in the nightglow of the Earth's atmosphere are calculated for different latitudes and seasons. The calculations were performed using experimental data on the profiles of atomic oxygen concentrations for different seasons. The calculated integral intensities of Atmospheric bands are compared with experimental data obtained from the space shuttle (STS transport system), as well as from the Keck I telescope. It is shown that there is good agreement between theoretical calculations and experimental data for the considered latitudes, but better agreement is received with data obtained from Keck I telescope.

УДК 551.513:551.515.2

ВОЗМУЩЕНИЯ ЦИРКУЛЯЦИИ НИЖНЕЙ И СРЕДНЕЙ АТМОСФЕРЫ, КОТОРЫЕ МОГУТ БЫТЬ ВЫЗВАНЫ ИЗОЛИРОВАННЫМ ГОРНЫМ МАССИВОМ

© 2024 г. И. В. Мингалёв¹, К. Г. Орлов¹, В. С. Мингалёв¹, *

¹Федеральное государственное бюджетное научное учреждение Полярный геофизический институт, Апатиты, Россия

*E-mail: mingalev@pgia.ru

Поступила в редакцию 24.08.2023

После доработки 13.11.2023

Принята к публикации 30.11.2023

Представлены результаты численного моделирования, направленные на исследование влияния земного рельефа на циркуляцию нижней и средней атмосферы. Основное внимание сконцентрировано на влиянии изолированного горного массива на циркуляцию нижних и средних слоев атмосферы в окрестностях этого массива. Горы и утесы, покрывающие архипелаг Кергелен, выбраны в качестве изолированного горного массива.

DOI: 10.31857/S0367676524030184, EDN: QLCUYU

ВВЕДЕНИЕ

В последние годы для исследования динамики атмосферы стал успешно применяться метод математического моделирования наряду с теорией и экспериментом. В течение последних четырех десятилетий несколько математических моделей общей циркуляции земной атмосферы было разработано в разных странах, например [1–8]. В начале 2000-х гг. в Полярном геофизическом институте также была разработана математическая модель общей циркуляции земной атмосферы, которая неоднократно усовершенствовалась и использовалась для исследования системы горизонтального и вертикального ветров в нижней и средней атмосфере Земли [9–19]. Эта математическая модель используется и в настоящей работе, в которой приводятся и анализируются результаты расчетов системы горизонтального и вертикального ветров в земной атмосфере в январских условиях, а также исследуется влияние земного рельефа на циркуляцию нижней и средней атмосферы. Основное внимание сконцентрировано на влиянии изолированного горного массива на циркуляцию нижних и средних слоев атмосферы в окрестностях этого изолированного горного массива, в качестве которого выбраны горы и утесы, покрывающие архипелаг Кергелен, лежащий в Индийском океане.

КРАТКОЕ ОПИСАНИЕ МАТЕМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ

Разработанная в Полярном геофизическом институте и применяемая в настоящей работе математическая модель общей циркуляции земной атмосферы основывается на решении системы нестационарных трехмерных уравнений переноса. Эта система включает в себя уравнения Навье—Стокса для сжимаемого вязкого газа, а также уравнения неразрывности и теплопроводности для него. Модель позволяет рассчитывать трехмерные глобальные распределения зональной, меридиональной и вертикальной компонент скорости ветра атмосферного газа, его температуры и плотности на уровнях нижней и средней атмосферы Земли. Вертикальная скорость газа, рассчитываемая в модели, находится не из условия гидростатического равновесия, как это делается в большинстве моделей атмосферной циркуляции, а путем численного решения полного уравнения движения для вертикальной составляющей скорости без пренебрежения какими-либо членами. Следовательно, применяемая численная модель является негидростатической, что позволяет получать с ее помощью более точные результаты, чем с использованием аналогичных гидростатических моделей.

В используемом варианте математической модели температура воздуха находится путем решения уравнения теплопроводности для него. При вычислении входящей в это уравнение удельной

мощности нагрева-охлаждения атмосферного газа за счет поглощения-испускания электромагнитного излучения использовано релаксационное приближение, в котором эта удельная мощность считается пропорциональной разности между рассчитываемой температурой и так называемой релаксационной температурой, которая задается. В качестве релаксационной температуры берется глобальное распределение температуры, определяемое по эмпирической модели NRLMSISE-00 [20].

Метод конечных разностей применяется для численного решения моделирующих уравнений. При этом используется нерегулярная треугольная сетка в пространстве географических координат широта—долгота. Выходными параметрами математической модели являются зависящие от времени трехмерные распределения газодинамических параметров атмосферы в слое, окружающем Землю глобально и простирающемся от ее поверхности до сферы, проходящей через уровень 75 км над поверхностью океана на экваторе. Считается, что Земля имеет форму сплюснутого с полюсов эллипсоида вращения. Граничные условия задаются таким образом, чтобы выполнялся закон сохранения массы в области расчетов. Подробное описание применяемой математической модели можно найти в [17, 18].

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Для исследования влияния земного рельефа на циркуляцию нижней и средней атмосферы нами была применена описанная выше математическая модель. В настоящей работе представляются и обсуждаются результаты расчетов системы ветров в земной атмосфере, полученные с помощью двух вариантов модели. В первом варианте модели вся без исключений поверхность Земли считается гладкой и находящейся на уровне океана, а во втором варианте модели учитывается рельеф земной поверхности на всех материках и островах без исключений.

Используемый в модели рельеф земной поверхности показан на карте, приведенной на рис. 1. Можно отметить, что отрицательные значения на этом рисунке не учитываются в расчетах, поскольку атмосфера находится выше уровня океана.

Расчеты по двум используемым вариантам математической модели были выполнены при одинаковых входных параметрах модели, а также начальных и граничных условиях, и было проведено сравнение полученных результатов. Расчеты проводились для январских условий, когда в Северном полушарии зима, а в Южном полушарии — лето.

Расчеты показали, что полученные по двум используемым вариантам математической модели

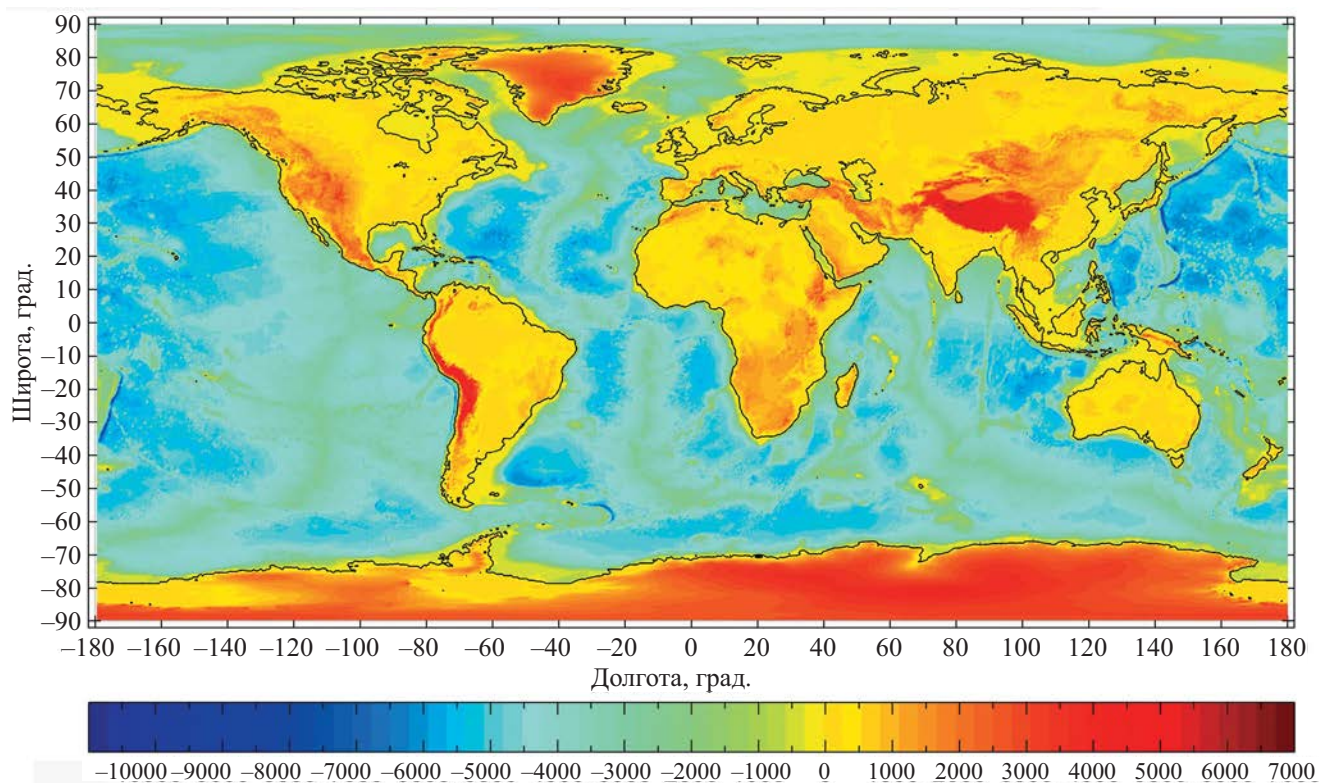


Рис. 1. Используемый в модели рельеф Земли. Цвет указывает отклонение от уровня поверхности океана в метрах.

результаты обладают рядом общих свойств. Так, в обоих случаях после начала расчетов пространственные распределения вычисляемых параметров начинают резко отходить от своих первоначальных значений, которые были заданы начальными условиями. В ходе дальнейших расчетов их изменения постепенно принимают квазипериодический характер, отражающий их суточные колебания. По истечении примерно 1000 ч физического времени результаты расчетов начинают хорошо воспроизводить суточную вариацию атмосферных параметров, которая обусловлена вращением Земли вокруг своей оси.

После выхода решения на квазипериодический режим в процессе вычислений для момента 20.00 UT мы рассчитали и построили на разных высотных уровнях пространственные распределения скорости горизонтального и вертикального ветра, полученные по двум вариантам математической модели.

Поскольку в настоящей работе основное внимание сконцентрировано на влиянии изолированного горного массива на атмосферную циркуляцию, а в качестве горного массива выступают горы и утесы, покрывающие архипелаг Кергелен, лежащий в Индийском океане, то мы будем приводить результаты расчетов для Южного полушария, в котором и лежит архипелаг Кергелен. Такие пространственные распределения скоростей ветра для высоты 20 км приведены на рис. 2, а для высоты 50 км они приведены на рис. 3, причем результаты расчетов представлены в той же системе координат, которая использовалась на рис. 1.

Оказалось, что полученные по двум используемым вариантам математической модели скорости горизонтального ветра являются сильно изменяющимися функциями широты, долготы и высоты. Существуют ограниченные по размерам горизонтальные области, в которых значения горизонтальной скорости имеют резкие градиенты. Оказалось, что горизонтальная скорость ветра может иметь сильно отличающиеся направления в точках, отстоящих друг от друга на не очень большие расстояния. Вертикальная скорость атмосферного газа может иметь противоположные направления в имеющих различную форму горизонтальных областях.

В высокоширотной области Южного полушария на уровнях стратосферы горизонтальная скорость атмосферного газа имеет преимущественное направление на восток (см. рис. 2). Причем такое движение воздушных масс получилось в модельных расчетах, выполненных как с учетом рельефа, так и в приближении гладкой земной поверхности. Такое движение воздушных масс формирует так называемый летний циркумполярный антициклон, о существовании которого в антарктической атмосфере в летний период известно из

многолетних наблюдений [21–23]. Тот факт, что в модельных расчетах воспроизводится летний циркумполярный антициклон, является одним из свидетельств адекватности применяемой математической модели.

Видно, что результаты расчетов горизонтальной циркуляции атмосферы Южного полушария, полученные как с учетом рельефа, так и в приближении гладкой земной поверхности, на разных высотных уровнях нижней и средней атмосферы оказываются качественно похожими. Однако между ними обнаруживаются и определенные различия. Эти различия хорошо видны при сравнении панелей *a* и *b* на рис. 2 и 3.

Так, на высотах нижней и средней атмосферы Южного полушария существуют горизонтальные области, в которых величины горизонтальной компоненты скорости воздушных масс, рассчитанные с учетом рельефа земной поверхности, имеют более высокие значения, чем величины этой компоненты скорости воздуха, рассчитанные в приближении гладкой земной поверхности. Различия в величинах горизонтальных скоростей в этих областях может достигать нескольких десятков метров в секунду (см. рис. 2 и 3). Оказывается, что некоторые из этих областей находятся непосредственно над расположенными на земле горными массивами.

Ярким примером описанной ситуации является присутствующая на рис. 2 область, лежащая неподалеку от точки с координатами 50° ю.ш. и 70° в.д. В этой области величины горизонтальной компоненты скорости воздушных масс, рассчитанные с учетом рельефа земной поверхности, имеют более высокие значения, чем величины этой компоненты скорости воздуха, рассчитанные в приближении гладкой земной поверхности; превышение достигает 40 м/с. Обсудим возможные причины этой особенности.

Оказывается, что точку с координатами 50° ю.ш. и 70° в.д. окружает архипелаг Кергелен (см. рис. 1). Этот архипелаг возвышается над поверхностью находящегося вокруг него Индийского океана. Этот архипелаг покрыт горами с наивысшей вершиной 1850 м. Протяженность этого архипелага в горизонтальных направлениях, не достигающая 200 км, оказывается многократно меньшей его расстояний до окружающих Индийский океан материков, от которых он изолирован огромными водными пространствами. Покрывающий этот архипелаг горный массив, по-видимому, и является причиной обсуждаемой особенности.

Если обратиться к рис. 3, то можно увидеть, что на высоте 50 км над архипелагом Кергелен величины горизонтальной компоненты скорости воздушных масс, рассчитанные с учетом рельефа земной поверхности, имеют более высокие значения, чем величины этой компоненты скорости воздуха,

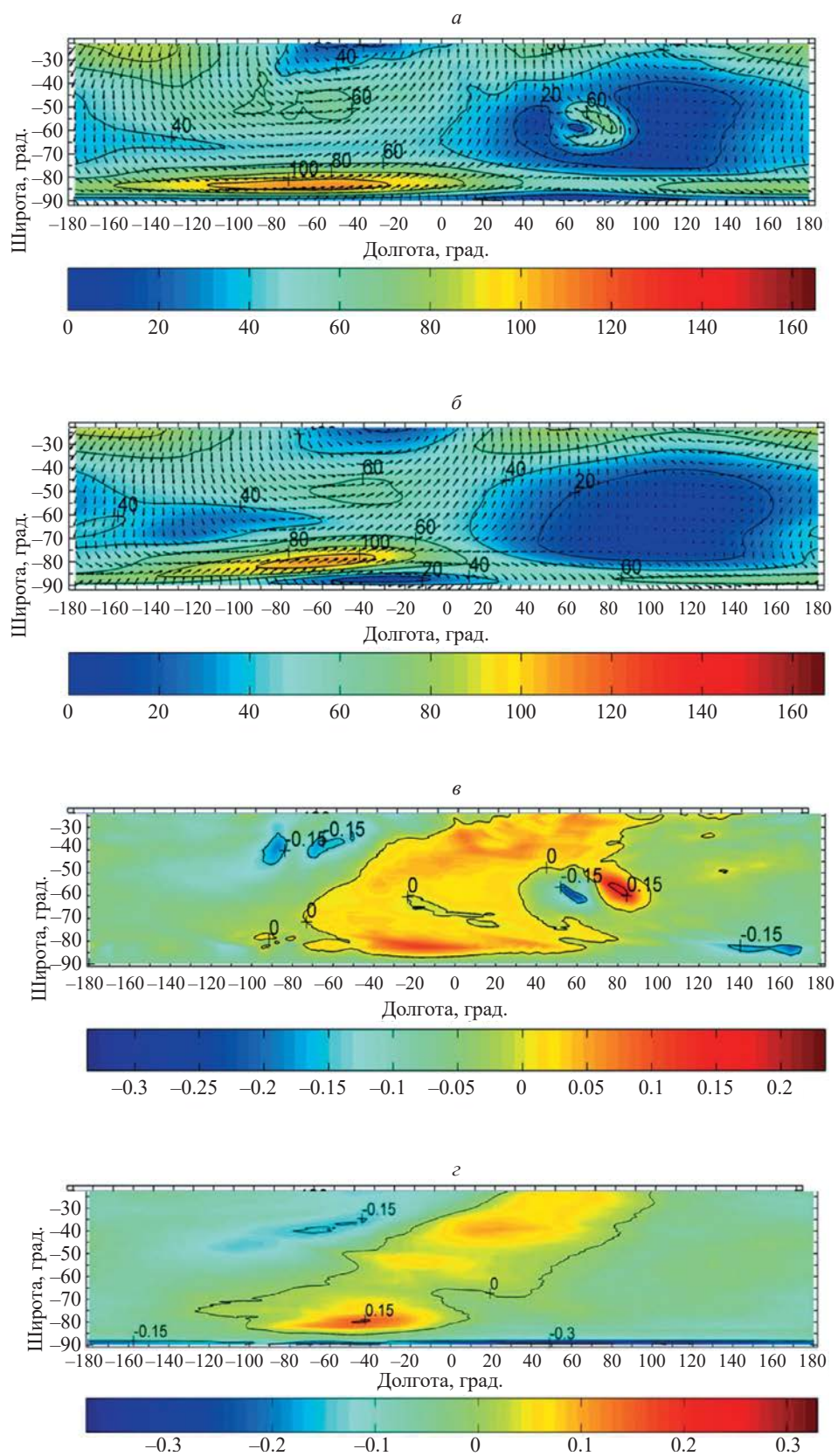


Рис. 2. Рассчитанные на высоте 20 км горизонтальные (*а*, *б*) и вертикальные (*в*, *г*) составляющие скорости атмосферного газа в Южном полушарии, полученные с учетом рельефа (*а*, *в*) и в приближении гладкой земной поверхности (*б*, *г*). Стрелки указывают направление, а цвет фона — величину скорости ветра, м/с; положительной считается направленная вверх вертикальная скорость.

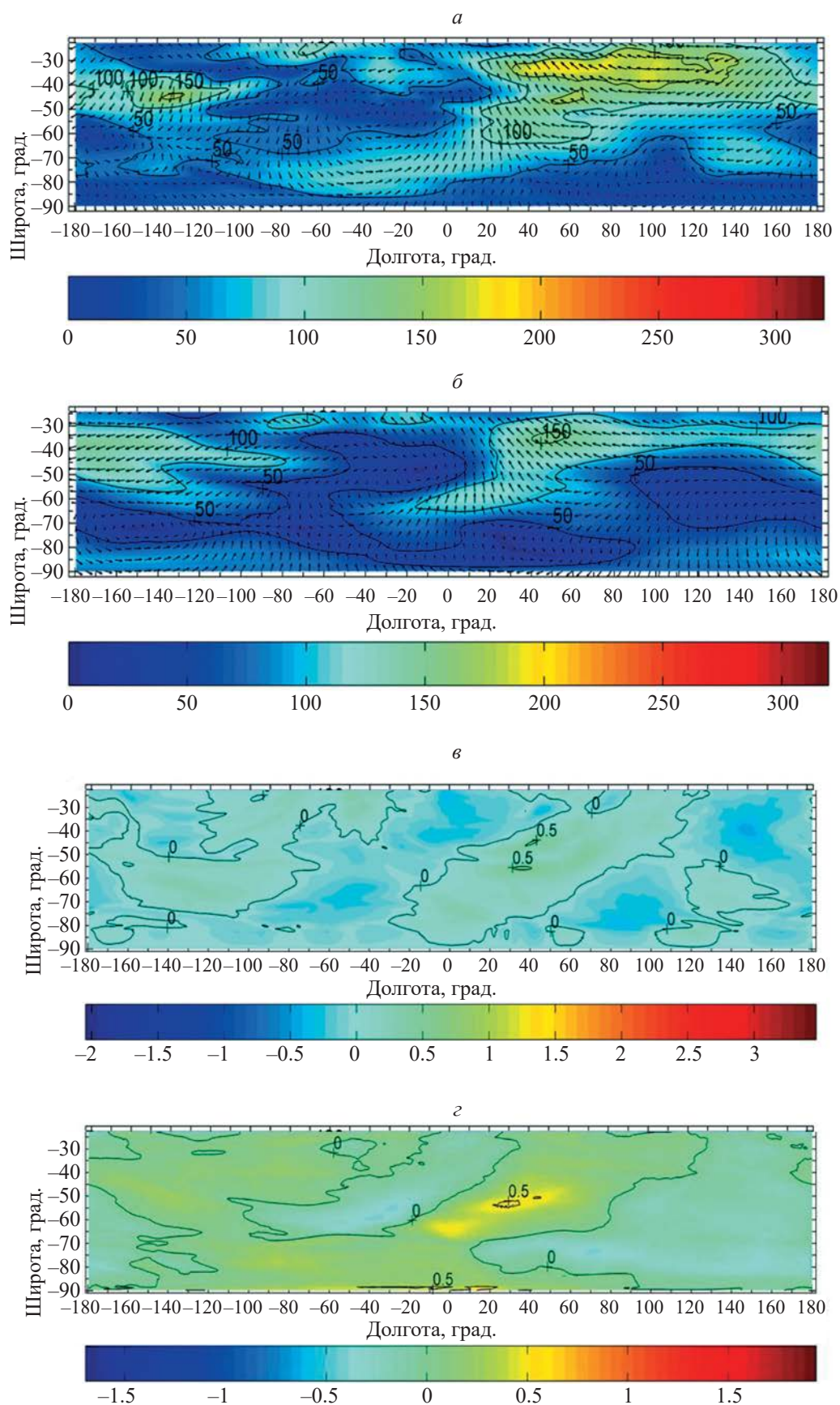


Рис. 3. То же, что на рис. 2, для высоты 50 км.

рассчитанные в приближении гладкой земной поверхности; превышение достигает 50 м/с.

Рассмотрим теперь различия рассчитанных вертикальных составляющих скорости атмосферного газа. Из рис. 2 видно, что на высоте 20 км в Южном полушарии рассчитанные с учетом рельефа земной поверхности и в приближении гладкой земной поверхности вертикальные составляющие скорости атмосферного газа могут различаться в одних и тех же точках пространства, а величины различий могут достигать 0.15 м/с. На указанной высоте такая ситуация имеет место в окрестностях архипелага Кергелен.

На более высоких уровнях различия в величинах вертикальных скоростей, рассчитанных с учетом и без учета рельефа земной поверхности, могут достигать заметно больших значений. Из рис. 3, например, видно, что на высоте 50 км в Южном полушарии в величинах вертикальных скоростей, рассчитанных с учетом и без учета рельефа земной поверхности, могут превышать 0.5 м/с в некоторых зонах.

Расчеты показали, что различия горизонтально-го и вертикального ветра, обусловленные влиянием земного рельефа, оказываются различными на разных высотах. Причем эти различия возрастают с повышением высоты. Этот факт кажется удивительным, так как при этом увеличивается расстояние от самих гор, являющихся причиной этих различий.

Объяснение этого удивительного факта заключается, по-видимому, в следующем. Набегающие на горные массивы горизонтальные потоки воздуха порождают возмущения в виде вертикальных потоков над горами. Так как плотность атмосферы убывает с высотой, то эти возмущения увеличиваются по амплитуде с возрастанием высоты, поскольку импульс стремится к сохранению. Вследствие этого полученные в модельных расчетах различия в величинах вертикальных скоростей, рассчитанных с учетом и без учета рельефа земной поверхности, оказались возрастающими с повышением высоты. А так как вертикальные скорости существенно влияют на пространственные распределения горизонтальных скоростей, то и последние из упомянутых распределения претерпевают изменения, увеличивающиеся с высотой. Таким образом, благодаря именно вертикальным движениям атмосферного газа осуществляется влияние рельефа земной поверхности на глобальную циркуляцию средней атмосферы.

Заметим, что установление факта ощутимого влияния рельефа планеты на систему ветров в земной атмосфере и объяснение физического механизма, посредством которого это влияние осуществляется, оказалось возможным благодаря тому, что примененная математическая модель циркуляции атмосферы является негидростатической.

Можно вспомнить, что применяемые в настоящей работе два варианта модели, в первом из которых поверхность Земли считается гладкой, а во втором варианте модели учитывается рельеф земной поверхности, использовались ранее, в частности, в работах [24, 25]. В работе [24] были представлены результаты численного моделирования циркуляции нижней и средней арктической атмосферы и влияния на нее горных массивов архипелага Шпицберген. В работе [25] были представлены результаты аналогичного численного моделирования циркуляции нижней и средней антарктической атмосферы и ее зависимости от земного рельефа, в частности, от горных массивов, покрывающих Антарктиду.

Представленные в работах [24, 25] и в настоящей работе результаты, касающиеся влияния горных массивов на циркуляцию нижней и средней атмосферы, обладают как рядом общих закономерностей, так и различиями, обусловленными спецификой крупномасштабных атмосферных течений. Например, общей закономерностью является то, что горные массивы способны увеличивать значения горизонтальной скорости ветра над ними на высотах средней атмосферы на весьма заметные величины (десятки метров в секунду) по сравнению с теми значениями, которые были бы, если бы этих горных массивов не было. Однако относительные увеличения горизонтальной скорости ветра могут быть заметно различающимися в разных регионах Земли над схожими горными массивами. Например, над архипелагом Кергелен и над архипелагом Шпицберген, которые оба покрыты близкими по размерам и высотам горными массивами. Более высокие горизонтальные скорости ветра над архипелагом Шпицберген обусловлены тем, что он лежит в зоне усиленных восточных стратосферных ветров, обусловленных наличием циркумполярного циклона в зимний период в Северном полушарии.

Оказывается, одинаковым в разных регионах Земли является физический механизм, посредством которого осуществляется ощутимое влияние отдельного горного массива на систему ветров в земной средней атмосфере над ним. Этот механизм был описан выше в этом разделе данной статьи. Там этот физический механизм был проанализирован на примере воздействия горного массива, покрывающего архипелаг Кергелен. Для иллюстрации действия отдельных элементов этого физического механизма архипелаг Кергелен подходит наилучшим образом благодаря своему уникальному местоположению. А находится он в Индийском океане на большом удалении от материков и других гор, т.е. является хорошо изолированным горным массивом.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, проанализированы результаты численного моделирования крупномасштабной циркуляции нижней и средней атмосферы, моделирование было проведено в целях выявления влияния земного рельефа на эту циркуляцию. Моделирование было выполнено для летнего периода в Южном полушарии (январь). Результаты получены по двум различающимся вариантам одной и той же математической модели, которые были ранее разработаны в Полярном геофизическом институте. В первом варианте земная поверхность считалась гладкой. Во втором варианте рельеф планеты учитывался. Применяемая численная модель является негидростатической, в ней вертикальная скорость газа находится путем численного решения полного уравнения движения без пренебрежения какими-либо членами. При этом условие гидростатического равновесия не применяется.

Результаты численного моделирования показали, что главным фактором, влияющим на формирование горизонтальной циркуляции атмосферы, является пространственная неоднородность распределения температуры атмосферного газа, благодаря которой, в частности, возникает в летний период в Южном полушарии циркуполярный антициклон, воспроизведенный в модельных расчетах.

Также результаты расчетов показали, что рельеф планеты должен оказывать заметное влияние на пространственные распределения скорости горизонтального ветра в атмосфере Земли не только в прилегающем к земной поверхности слое атмосферы, но и на вышележащих уровнях средней атмосферы.

Для выявления физического механизма, посредством которого это влияние осуществляется, мы детально рассмотрели результаты расчетов на разных высотах в окрестностях архипелага Кергелен, на котором располагается изолированный горный массив. Выяснилось, что наличие этого влияния возможно благодаря возмущениям вертикальных движений атмосферного газа, которые возникают в приземном слое в результате взаимодействия набегающих горизонтальных ветров с горными массивами. Возмущения вертикальных движений, возникшие в приземном слое, передаются вверх, причем их амплитуды возрастают с высотой вследствие происходящего при этом уменьшения плотности атмосферы. Возмущенные вертикальные движения атмосферного газа приводят к изменениям горизонтальной циркуляции атмосферы в имеющих ощутимые размеры областях, причем эти изменения увеличиваются с возрастанием высоты.

Расчеты показали, что горные массивы способны изменить значения величин горизонтальной скорости ветра над ними на высотах средней

атмосферы на десятки метров в секунду по сравнению с теми значениями, которые были бы, если бы этих горных массивов не было.

Действие описанного выше физического механизма, посредством которого осуществляется ощутимое влияние отдельного горного массива на систему ветров в земной средней атмосфере над ним, было проанализировано в окрестностях архипелага Кергелен. Этот же физический механизм, как показывают предшествующие работы авторов [24, 25], действует над горными массивами, находящимися и в других регионах Земли.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Manabe S., Hahn D.G.* // Mon. Weather Rev. 1981. V. 109. No. 11. P. 2260.
2. *Марчук Г.И., Дымников В.П., Залесный В.Б.* Математические модели в геофизической гидродинамике и численные методы их реализации. Л.: Гидрометеиздат, 1987. 296 с.
3. *Cariolle D., Lasserre-Bigorri A., Royer J.-F., Geleyn J.-F.* // J. Geophys. Res. 1990. V. 95. No. 2. P. 1883.
4. *Graf H.F., Kirchner I., Sausen R., Schubert S.* // Ann. Geophys. 1992. V. 10. No. 9. P. 698.
5. *Christiansen B., Guldberg A., Hansen A.W., Riishojgaard L.P.* // J. Geophys. Res. 1997. V. 102. No. D11. P. 13051.
6. *Harris M.J., Arnold N.F., Aylward A.D.* // Ann. Geophys. 2002. V. 20. No. 2. P. 225.
7. *Langematz U., Claussnitzer A., Matthes K., Kunze M.* // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. 2005. V. 67. No. 1-2. P. 55.
8. *Smith A.K., Garcia R.R., Marsh D.R., Richter J.H.* // J. Geophys. Res. 2011. V. 116D. No. 20. Art. No. ID D20115.
9. *Mingalev I.V., Mingalev V.S.* // Proc. 24th Ann. Seminar. Phys. Auroral Phenom. (Apatity, 2001). P. 140.
10. *Мингалева И.В., Мингалева В.С.* // Матем. модел. 2005. Т. 17. № 5. С. 24.
11. *Mingalev I.V., Mingalev V.S., Mingaleva G.I.* // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. 2007. V. 69. No. 4/5. P. 552.
12. *Mingalev I.V., Mingalev O.V., Mingalev V.S.* // Adv. Geosci. 2008. V. 15. No. 4. P. 11.
13. *Mingalev I.V., Mingalev V.S., Mingaleva G.I.* // Atmosphere. 2012. V. 3. P. 213.
14. *Mingalev I., Mingalev V.* // Int. J. Geophys. 2012. Art. No. ID 106035.
15. *Mingalev I., Mingaleva G., Mingalev V.* // Atmos. Climate Sci. 2013. V. 3. No. 3A. P. 8.
16. *Mingalev I.V., Orlov K.G., Mingalev V.S.* // Open J. Fluid Dynam. 2014. V. 4. P. 379.
17. *Mingalev I.V., Orlov K.G., Mingalev V.S.* // J. Adv. Phys. 2016. V. 12. No. 4. P. 4451.

18. Четверушкин Б.Н., Мингалев И.В., Орлов К.Г. и др. // Матем. модел. 2017. Т. 29. № 8. С. 59.
19. Мингалев И.В., Орлов К.Г., Федотова Е.А., Мингалев В.С. // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 3. С. 434; Mingalev I.V., Orlov K.G., Fedotova E.A., Mingalev V.S. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. No. 3. P. 353.
20. Picone J.M., Hedin A.E., Drob D.P., Aikin A.C. // J. Geophys. Res. 2002. V. 107A (SIA15). P. 1.
21. Кац А.Л. Циркуляция в стратосфере и мезосфере. Л.: Гидрометеиздат, 1968. 203 с.
22. Погосян Х.П. Общая циркуляция атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1972. 55 с.
23. Кантер Ц.А. Исследование динамических процессов в верхней атмосфере. М.: Гидрометеиздат, 1983. С. 215.
24. Мингалев И.В., Орлов К.Г., Мингалев В.С. // Вестн. Кольск. научн. центра РАН. 2018. № 3 (10). С. 93.
25. Mingalev I.V., Orlov K.G., Mingalev V.S. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2023. V. 87. No. 7. P. 1007.

Disturbances of the circulation of the lower and middle atmosphere, which can be caused by an isolated mountain array

I. V. Mingalev¹, K. G. Orlov¹, V. S. Mingalev^{1, *}

¹Polar Geophysical Institute, Apatity, 184209 Russia

*e-mail: mingalev@pgia.ru

Results of numerical simulation, devoted to the investigation of the influence of the Earth's relief on the circulation of the lower and middle atmosphere, are presented. The main attention is focused on the influence of an isolated mountain array on the circulation of the lower and middle atmosphere in the vicinity of this array. Mountains and rocks, covering the Kerguelen archipelago, are selected to be the isolated mountain array.

УДК 551.51:551.55

ВЛИЯНИЕ МЕТЕОРОЛОГИЧЕСКОГО ШТОРМА В МОСКОВСКОМ РЕГИОНЕ В МАЕ 2017 ГОДА НА ВАРИАЦИИ ПАРАМЕТРОВ ВЕРХНЕЙ АТМОСФЕРЫ

© 2024 г. Ю. А. Курдяева^{1, *}, О. П. Борчевкина¹, Е. В. Голикова², И. В. Карпов¹

¹Калининградский филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки “Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн имени Н. В. Пушкова Российской академии наук”, Калининград, Россия

²Федеральное государственное бюджетное учреждение науки “Институт физики атмосферы имени А. М. Обухова Российской академии наук”, Москва, Россия

*E-mail: yakurdyeva@gmail.com

Поступила в редакцию 24.08.2023

После доработки 13.11.2023

Принята к публикации 30.11.2023

Выполнено численное моделирование распространения атмосферных волн перед сильным скачком давления во время шквала в Москве 29 мая 2017 г. с использованием трехмерной версии нелинейной численной модели высокого разрешения AtmoSym. Метеорологический источник возмущений задавался на основе экспериментальных наблюдений сети из четырех микробарографов, расположенных в Московской области. Проведены оценки волновых возмущений в верхней атмосфере, вызванных генерацией акустических и внутренних гравитационных волн метеорологическим источником.

DOI: 10.31857/S0367676524030191, EDN: QLCDYF

ВВЕДЕНИЕ

Качественный учет вклада акустических и внутренних гравитационных волн, генерируемых метеорологическими тропосферными источниками, в крупномасштабных атмосферных моделях является актуальной и важной задачей [1–4]. В глобальных численных моделях атмосферы влияние атмосферных волн на верхние слои атмосферы часто учитывается путем параметризации волновых эффектов [5–7] или до ограниченных высот [8].

Параметризации атмосферных волн [9–12], генерируемых конвективными источниками, приближенно описывают их распространение и учитывают их вклад. Также описание непосредственно самих конвективных источников может содержать неточности, что влияет на надежность получаемых результатов. Для дальнейшего совершенствования учета эффектов акустических и внутренних гравитационных волн в моделях общей циркуляции атмосферы необходимо детальное исследование особенностей распространения этих волн и разработка новых подходов к их моделированию.

Численное моделирование акустических и внутренних гравитационных волн является сложной задачей, которую качественно решают региональные атмосферные модели [13, 14]. Модель должна

обладать большим разрешением по времени и пространству, чтобы качественно рассчитывать мелко-масштабные волны с периодами менее, чем период акустической отсечки, и пространственными масштабами менее нескольких десятков километров. Пространственные масштабы расчета на этих моделях ограничены вычислительными мощностями. Результаты, полученные с применением таких моделей, позволяют определить волновые характеристики возмущений, которые можно использовать далее в крупномасштабных моделях для комплексного исследования атмосферных процессов.

В работе проведено моделирование волновых процессов в верхней атмосфере перед скачком давления во время шквала в Москве 29 мая 2017 г. Для моделирования была использована трехмерная версия нелинейной численной модели высокого разрешения AtmoSym [15]. Метеорологический источник задавался на основе данных экспериментальных наблюдений вариаций атмосферного давления на поверхности Земли, зарегистрированных на сети из четырех микробарографов, расположенных в Московском регионе, при прохождении атмосферного фронта. Определены характеристики возмущений в верхней атмосфере, вызванных генерацией акустических и внутренних гравитационных волн метеорологическим источником. На

основе полученных результатов моделирования был оценен тепловой эффект, создаваемый волнами в верхней атмосфере, который далее может быть учтен в различных глобальных моделях атмосферы.

ЧИСЛЕННЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ

Для моделирования распространения волн были использованы экспериментальные данные наблюдений вариаций атмосферного давления (рис. 1) на поверхности Земли, зарегистрированные на сети из четырех микробарографов, расположенных в Московском регионе, 29 мая 2017 г. при прохождении атмосферного фронта. Микробарографы устанавливались рядом с инфразвуковыми микрофонами, и оба датчика синхронно регистрировали сигнал. На основе показаний обоих приборов рассчитывались временные коэффициенты, необходимые для пересчета показаний в единицы давления. Для некоторых станций не удалось точно рассчитать временной коэффициент. Например, для станции “Мосрентген” удалось снизить нижнюю границу рабочего диапазона прибора примерно до $3 \cdot 10^{-3}$ Гц, и на меньших частотах он может существенно занижать.

Полученные на сети микробарографов данные о вариациях давления были использованы для решения нелинейной задачи о генерации волн. Вариации давления были использованы в качестве источника возмущений на нижней границе. Такой подход к моделированию атмосферных волн от метеорологических источников, которые обладают сложной пространственной, эволюционирующей во времени структурой, подробно описан в [16, 17] и позволяет качественно воспроизводить волновую картину на больших вертикальных масштабах.

Применяемая трехмерная версия модели AtmoSym использует параллельные вычисления. Модель позволяет решать задачи распространения волн от различных начальных возмущений и источников волн в диапазоне высот 0–500 км над территорией с горизонтальным масштабом от нескольких сотен метров до нескольких тысяч километров. Модель основана на решении системы нелинейных гидродинамических уравнений и адаптирована для решения задач о распространении волн от вариации давления на поверхности Земли [18]. Для модели AtmoSym строго доказана сходимость используемых численных методов и проведено сравнение расчетов с известными

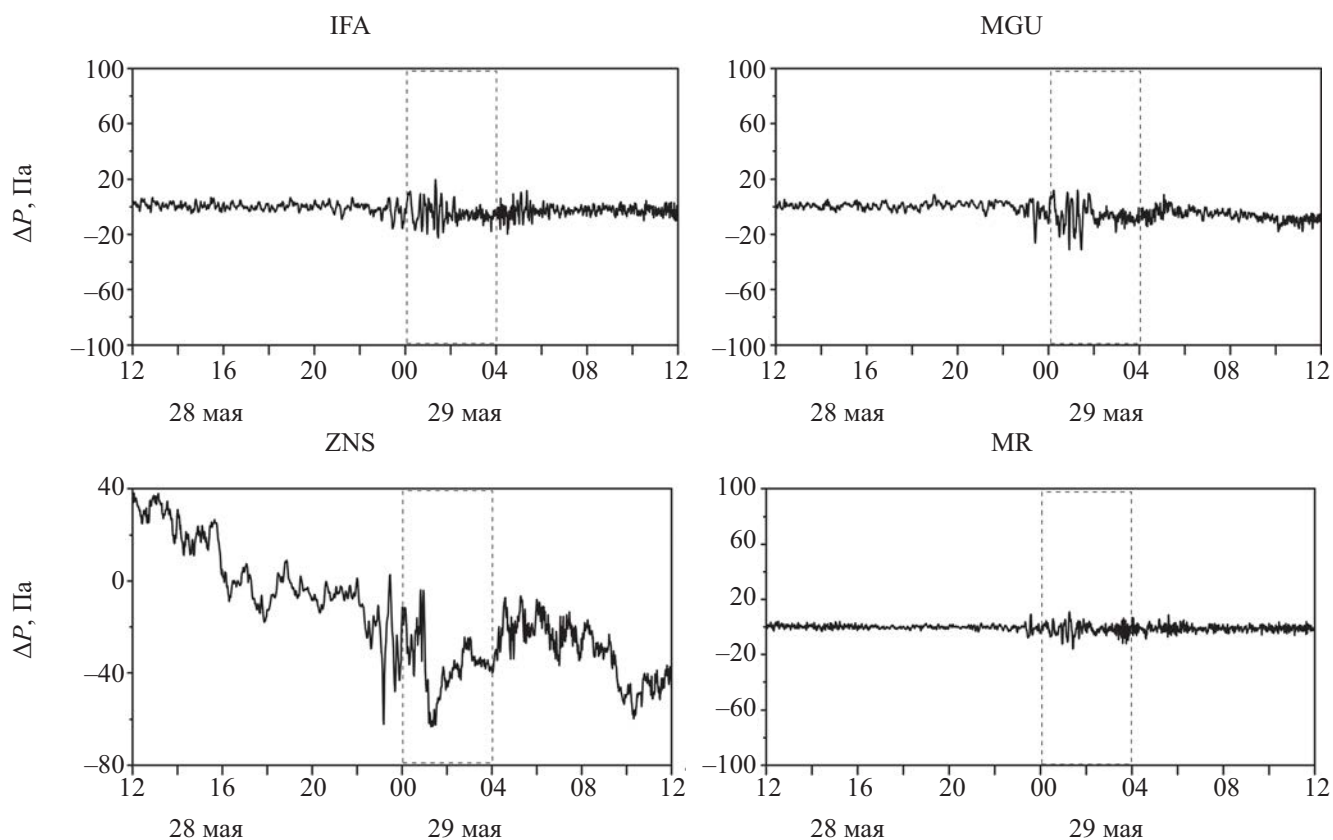


Рис. 1. Вариации атмосферного давления, полученные на сети микробарографов Института физики атмосферы имени А. М. Обухова Российской академии наук во время прохождения метеорологического фронта над Московской областью 29 мая 2017 г.

частными решениями [15, 16, 19–21]. Такие математические исследования обеспечивают реалистичность расчета волновой картины моделью.

Горизонтальные граничные условия в области от нуля до L_x, L_y имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} u(x = L_x, y, z, t) &= u(x = 0, y, z, t), \\ u(x, y = L_y, z, t) &= u(x, y = 0, z, t); \\ v(x = L_x, y, z, t) &= v(x = 0, y, z, t), \\ v(x, y = L_y, z, t) &= v(x, y = 0, z, t); \\ w(x = L_x, y, z, t) &= w(x = 0, y, z, t), \\ w(x, y = L_y, z, t) &= w(x, y = 0, z, t); \\ \rho(x = L_x, y, z, t) &= \rho(x = 0, y, z, t), \\ \rho(x, y = L_y, z, t) &= \rho(x, y = 0, z, t); \\ T(x = L_x, y, z, t) &= T(x = 0, y, z, t), \\ T(x, y = L_y, z, t) &= T(x, y = 0, z, t); \\ P(x = L_x, y, z, t) &= P(x = 0, y, z, t), \\ P(x, y = L_y, z, t) &= P(x, y = 0, z, t). \end{aligned} \quad (1)$$

На верхней границе ($h = 500$ км) используются стандартные граничные условия для задачи распространения волн в термосфере:

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial z}(x, y, z = h, t) &= 0, \quad \frac{\partial u}{\partial z}(x, y, z = h, t) = 0; \\ \frac{\partial v}{\partial z}(x, y, z = h, t) &= 0, \quad w(x, y, z = h, t) = 0. \end{aligned} \quad (2)$$

Условия на нижней границе имеют особый вид:

$$\begin{aligned} u(x, y, z = 0, t) &= 0, \quad v(x, y, z = 0, t) = 0, \\ \frac{\partial w(x, y, z = 0, t)}{\partial z} &= 0, \\ T(x, y, z = 0, t) &= T_0(0), \\ P(x, y, z = 0, t) &= P_0(0) + f_p(x, y, t), \end{aligned} \quad (3)$$

где $f_p(x, y, t)$ — функция, определяемая эмпирически на основе экспериментальных наблюдений и описывающая волновые вариации поля давления; $P_0(0)$ — давление на поверхности Земли.

Источник возмущений на нижней границе аппроксимирован суммой гауссовых функций:

$$f_{p,i}(x, y, t) = \exp\left(-\left(\frac{(x - x_i)^2 + (y - y_i)^2}{\lambda^2}\right)\right) q_i(t), \quad (4)$$

где значения x_i и y_i являются координатами микробарографа с номером i , а каждая функция q_i описывает поведение волновой добавки к фоновому давлению на i -м микробарографе. Параметр λ характеризует эффективную ширину источника на нижней границе $f_p(x, y, t)$ и определяется опытным путем на основе изучения корреляции показаний микробарографов в зависимости от расстояния между ними. Результирующее поле вариаций атмосферного давления получается путем сложения отдельных полей, соответствующих вариациям давления вблизи каждого микробарографа.

Шаг по горизонтали — 4 км, шаг по вертикали адаптивный: увеличивается с высотой с 400 м до 3 км. Горизонтальные масштабы расчетной области — 2000 км, вертикальный масштаб — 500 км. Источники располагаются в центре, расстояние между ними задано в соответствии с реальным расположением.

ВОЛНОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВОЗМУЩЕНИЙ

Трехмерный численный расчет распространения волн (рис. 2), генерируемых сильным метеорологическим явлением, показал, что температурные возмущения в термосфере над областью метеорологического возмущения в нижних слоях атмосферы проявляют себя достаточно быстро уже через ~0.5 ч после начала работы источника. Эффекты, создаваемые волнами на термосферных высотах, сильно изменяются уже через 1 ч после начала работы тропосферного источника. Вертикальный и горизонтальный масштабы волновых возмущений температуры в верхней атмосфере составляют около 400 км по вертикали и 200 км соответственно. Через 2 ч работы источника площадь возмущений в термосфере значительно превышает размеры области возмущений в нижних слоях атмосферы.

Для исследования спектральных характеристик возмущений, полученных при моделировании, использовался Фурье-анализ. Результаты спектрального анализа (рис. 3) показали, что уже через 30 мин после начала работы источника на высоте 100 км наблюдаются волны с периодами 10–15 мин, волны с периодами 15–30 мин наблюдаются через 120 мин после начала работы источника на расстоянии 500 км от источника. Эти спектральные картины согласуются с теоретическими представлениями о распространения АВ и ВГВ. Сравнение спектральных характеристик с реальными данными измерений осложнено вследствие отсутствия необходимой экспериментальной информации в исследуемый период.

Амплитуды короткопериодических волн (с периодами менее 10 мин) больше, чем у волн с периодами 15–30 мин на высотах 100 км. На высотах 150–200 км преобладают амплитуды волн

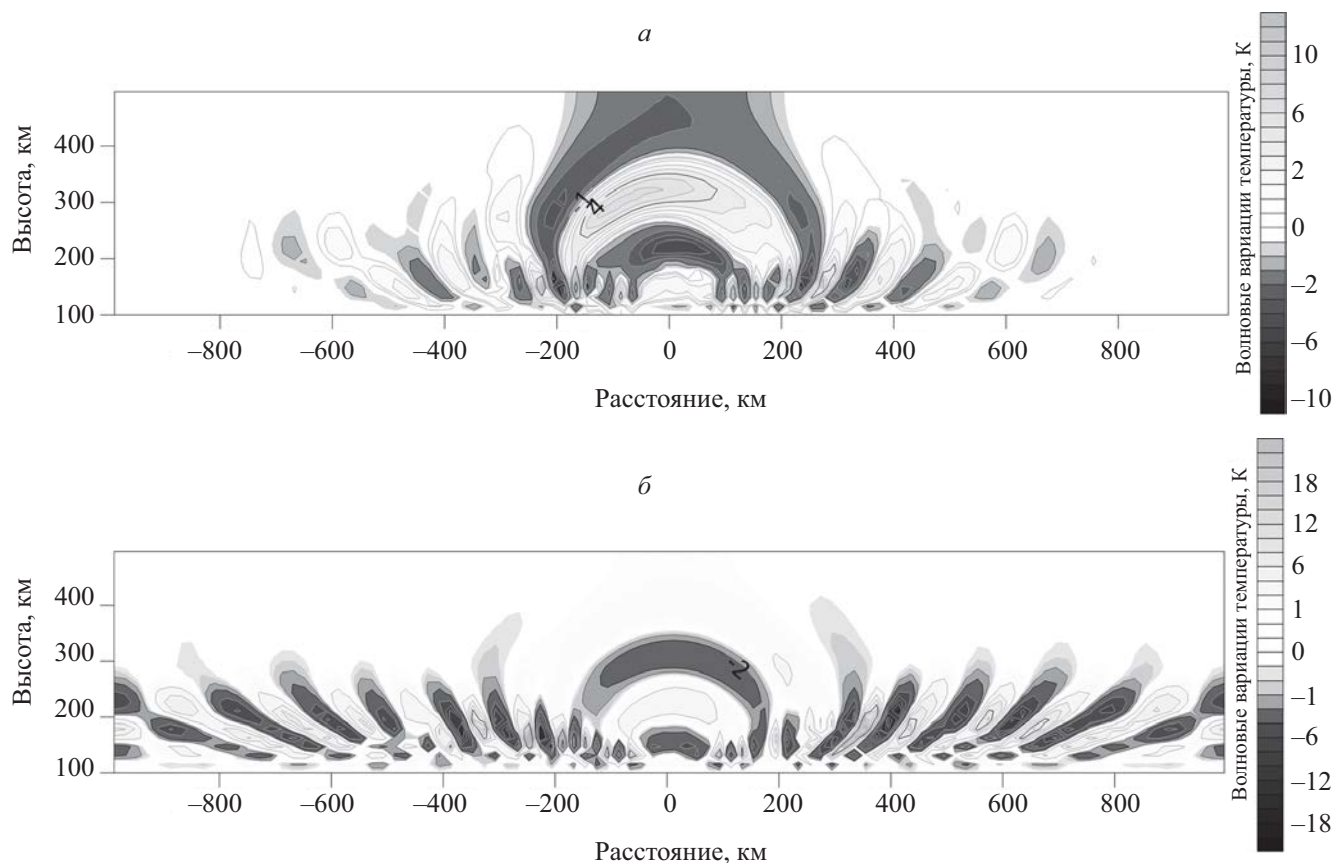


Рис. 2. Распределение волновой добавки (сечение плоскостью OY) к температуре, К, для времени $t = 1$ ч (а) и 2 ч (б).

с периодами 15–20 мин на расстоянии 500 км от источника. Отметим, что на высоте 300 км в районе над источником волны с периодами 10–15 мин также наблюдаются через 60 мин после начала работы источника. На расстоянии 500 км от источника также наблюдаются волны с такими периодами, но амплитуды таких волн значительно меньше.

Обычно параметризации неорографических атмосферных волн очень условно учитывают процессы, описанные выше, что может приводить к ограниченной оценке их вклада. Результаты расчетов показывают, что на высотах выше ~300 км вариации температуры становятся незначительными. Часть волн не распространяется выше 300 км, что говорит о их возможном затухании или запираании в термосферный волновод [22]. Амплитуды волн на высотах ниже 100 км также незначительны, и спектральная картина на удалении от источника не развита. Основной эффект, создаваемый атмосферными волнами из тропосферы, создается волнами на высотах от 100 до 300 км. На динамические процессы в атмосфере, вызванные распространением волн различных периодов от локальных тепловых тропосферных источников, также может влиять фоновый ветер [23], но в данном исследовании его влияние не учитывается.

Для определения характерных длин волн, распространяющихся от метеорологического источника, был проведен вейвлет-анализ. Результаты вейвлет-анализа температуры представлены на рис. 4. В качестве исследуемого параметра был взят температурный профиль с высоким пространственным разрешением по высоте. Рассчитывались спектры возмущений температуры. Считается, что амплитуда вертикально распространяющихся атмосферных волн обнаруживается в нормализованных колебаниях температуры [24]. Такой подход широко используется для оценки различных параметров внутренних гравитационных волн, таких как передача энергии и импульса от волны к атмосфере, спектральная плотность, а также вертикальные и горизонтальные длины акустических и внутренних гравитационных волн [25, 26].

Над областью источника преобладают волны с вертикальными длинами волн 50–100 км с амплитудами значительно меньшими, чем у волн с длинами волн, наблюдаемыми выше 100 км. Через 2 ч после начала работы источника над областью локализации метеорологического события наблюдаются волны с характерными вертикальными длинами 120–170 км, а при удалении на 500 км от горизонтальной координаты, где располагается центр тропосферного источника, это значение

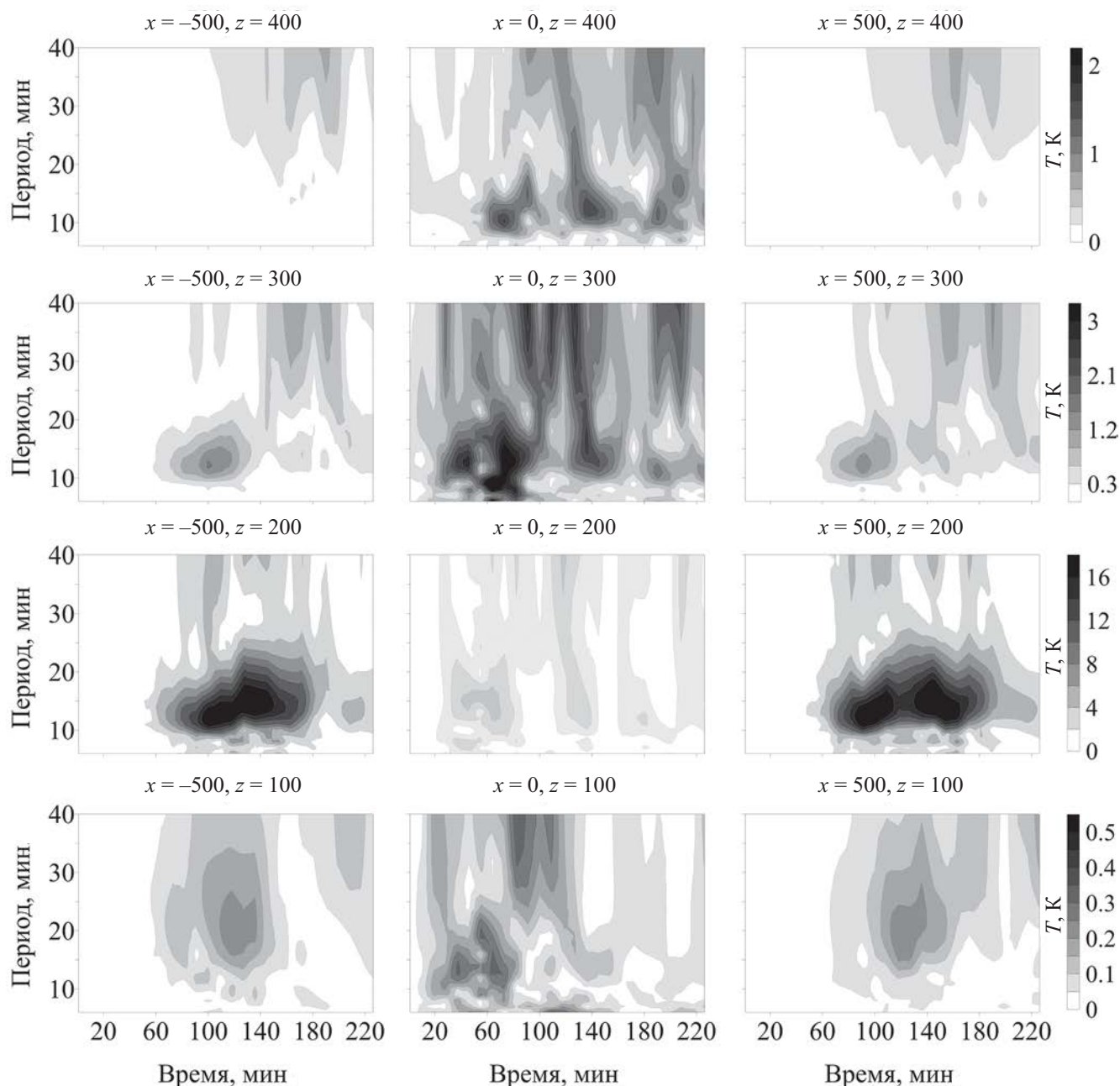


Рис. 3. Частотные характеристики колебаний температуры волн на разных высотах в разных точках (горизонтальная координата — x ; вертикальная — z). Центр источника определен на нижней границе в районе точки $x = 0$ км.

увеличивается, иногда превышая 200 км. Увеличение длины волны сопровождается увеличением амплитуды. Для более длительных времен моделирования характерные длины волн уменьшаются на расстоянии 500 км от источника.

РАСЧЕТ ПРИТОКА ТЕПЛА

Прямое использование данных об изменении температуры нейтральной атмосферы вследствие распространения атмосферных волн

в крупномасштабных моделях атмосферы осложнено. Первое неудобство обусловлено значительным различием масштабов сеток региональных и крупномасштабных моделей. Простое интегрирование в этом случае не представляется возможным. Другой особенностью, которую необходимо учитывать при использовании результатов расчетов такой модели как AtmoSym, является то, что модель рассчитывает волновое поле с учетом нелинейных и диссипативных процессов. Это может приводить, например, к образованию нагретых областей

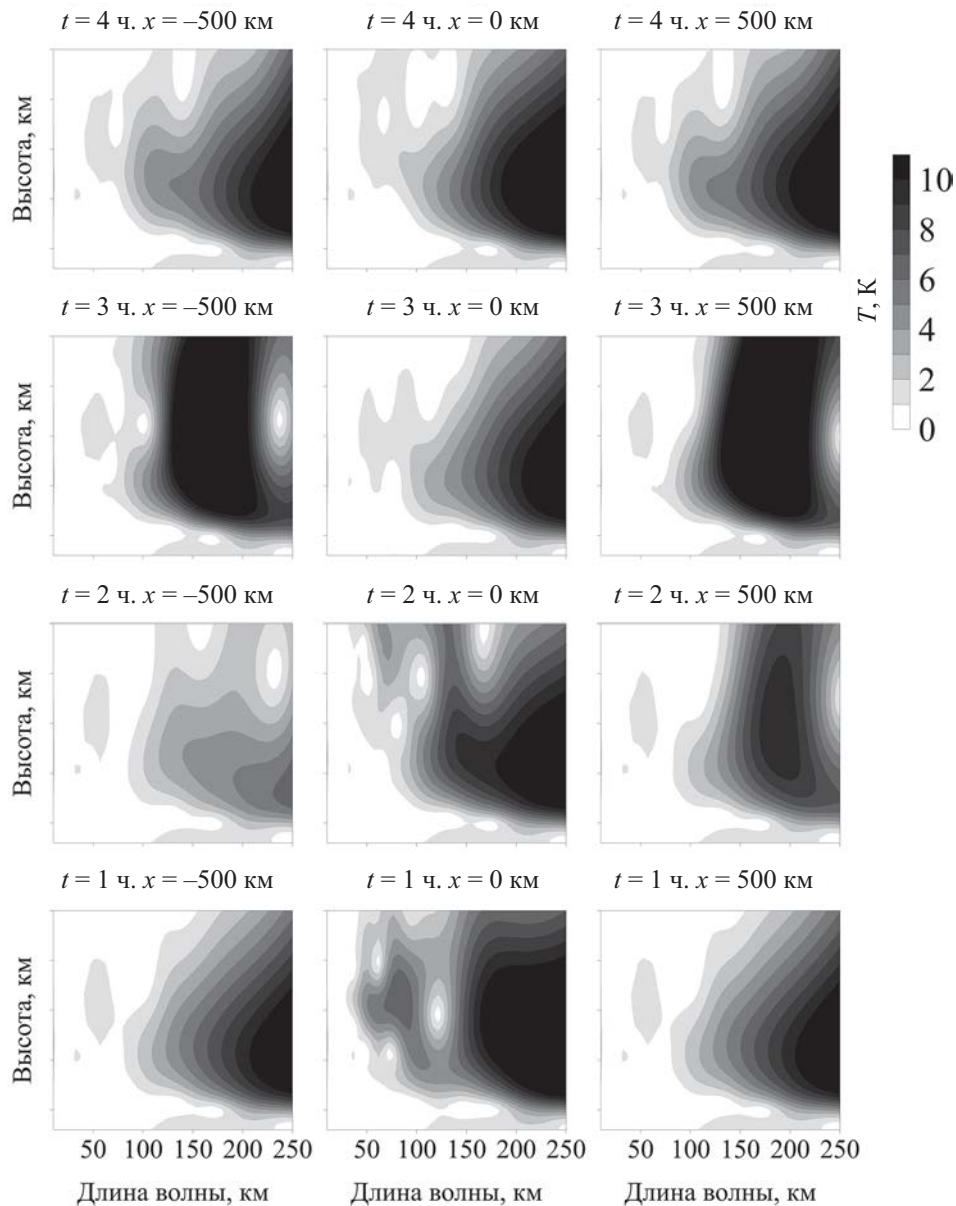


Рис. 4. Вейвлет-анализ вертикальной структуры возмущений температуры, полученный в численных расчетах в целях выделения характеристик волн в термосфере. Центр источника определен на нижней границе в районе точки $x = 0$ км.

в верхней атмосфере вследствие вертикального распространения инфразвука. Появление таких областей является вторичным эффектом распространения волн, который не нужно включать при исследовании влияния атмосферных волн в крупномасштабную модель.

Для учета волн в глобальной модели необходимо рассчитывать приток тепла, создаваемый волнами в региональной модели. Приток тепла определяется диссипацией энергий фонового, турбулентного и волнового движений. В работе [27] выведена формула для оценки притока тепла, связанного с распространением атмосферных волн:

$$\varepsilon_w = \frac{1}{2} \beta U^2 \omega / k_z, \quad (5)$$

где U — амплитуда колебаний горизонтальной скорости; $\beta = -\frac{\partial \ln(\rho_0 U^2)}{\partial z}$; ω — частота; k_z — вертикальное волновое число. Полученные в AtmoSym значения горизонтальной скорости и рассчитанные спектральные характеристики волн позволяют рассчитать приток тепла для каждой найденной волны в необходимой области пространства и в выбранный момент времени.

Для рассматриваемого метеорологического события были рассчитаны поля притока тепла (рис. 5), обусловленные распространением атмосферных волн из тропосферы в исследуемый период.

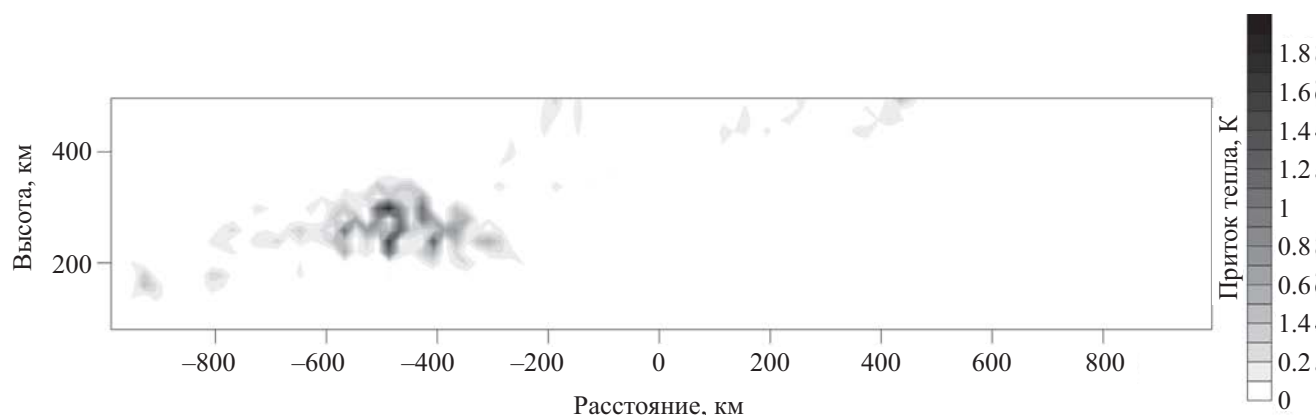


Рис. 5. Приток тепла, создаваемый при распространении атмосферных волн в верхнюю атмосферу.

Полученные результаты показывают, что волны, распространяющиеся от квазиточечного источника в разных направлениях, имеют разные спектральные характеристики, что приводит к ассиметричному распределению притока тепла. Полученные распределения притока тепла пригодны для интегрирования по пространству в соответствии с масштабами предполагаемой сетки крупномасштабной модели. Например, полученные результаты можно использовать в качестве дополнительного источника тепла в правой части уравнений модели GCM ТИП [28] и, соответственно, EAGLE [29, 30].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено численное моделирование распространения атмосферных волн во время урагана в Московской области 29 мая 2017 г. с использованием трехмерной модели AtmoSym. Источник возмущений задавался на основе данных экспериментальных наблюдений вариаций атмосферного давления на поверхности Земли. Полученные результаты позволили детально рассмотреть и оценить волновую картину в термосфере, создаваемую метеорологическим источником в тропосфере.

Результаты численного моделирования показали, что исследуемый метеорологический источник генерирует преимущественно мелкомасштабные ВГВ с частотами, близкими к частоте Вайсяля—Брента. Однако с высотой эти волны могут распространяться как инфразвуковые волны вследствие того, что значения частоты Вайсяля—Брента и акустической отсечки в неизотермической атмосфере меняются. Со временем в верхних слоях атмосферы формируются локальные области нагрева, что влияет на распространение волн и может затруднить интерпретацию возможных экспериментальных результатов по изучению атмосферных волн.

Сложная волновая картина, полученная в этом реалистичном моделировании, демонстрирует необходимость улучшения существующих или

разработки новых подходов учета атмосферных волн в численных моделях.

На основании полученных результатов рассчитывался приток тепла, создаваемый атмосферными волнами. Волны, распространяющиеся от тропосферного источника в разных направлениях, имеют разные спектральные характеристики. Это приводит к ассиметричному распределению притока тепла. Рассчитанный приток тепла позволяет локально учитывать вклад атмосферных волн в крупномасштабных моделях без использования параметризации для рассматриваемого события в Москве 29 мая 2017 г. Предложенный подход пригоден для расчета волн, генерируемых и другими конвективными источниками в тропосфере.

Работа была выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 21-17-00208).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Zettergren M.D., Snively J.B. // J. Geophys. Res. Space Phys. 2015. V. 120. No. 9. P. 8002.
2. Alexander M.J., Geller M., McLandress C. et al. // Q. J. R. Meteorol. Soc. 2010. V. 136. No. 650. P. 1103.
3. Lilienthal F., Yiğit E., Samtleben N., Jacobi C. // Front. Astron. Space Sci. 2020. V. 7. Art. No. 588956.
4. Plougonven R., Zhang F. // Rev. Geophys. 2014. V. 52. No. 1. P. 33.
5. Yiğit E., Medvedev A.S. // Adv. Space Res. 2015. V. 55. No. 4. P. 983.
6. Fritts D.C., Alexander M.J. // Rev. Geophys. 2003. V. 41. Art. No. 1.
7. Гаврилов Н.М., Коваль А.В. // Изв. РАН. Физ. атм. и океана. 2013. Т. 49. № 3. С. 271; Gavrilov N.M., Koval A.V. // Izv. Atmos. Ocean. Phys. 2013. V. 49. No. 3. P. 244.
8. Мингалев И.В., Орлов К.Г., Федотова Е.А. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 3. С. 434;

- Mingalev I.V., Orlov K.G., Fedotova E.A. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. No. 3. P. 354.
9. Richter J.H., Sassi F., Garcia R.R. // J. Atmos. Sci. 2010. V. 67. No. 1. P. 136.
 10. Hines C.O. The upper atmosphere in motion: a selection of papers with annotation. American Geophysical Union, 1974.
 11. Akmaev R.A., Yudin V.A., Ortland D.A. // Ann. Geophys. 1997. V. 15. No. 9. P. 1187.
 12. Gavrilov N.M. // Ann. Geophys. 1997. V. 15. No. 12. P. 1570.
 13. Курдяева Ю.А., Кшевецкий С.П., Борчевкина О.П., Карпов М.И. // Геомагн. и аэронаом. 2022. Т. 62. № 4. С. 537; Kurdyayeva Y.A., Kshevetsky S.P., Borchevkina O.P., Karpov M.I. // Geomagn. Aeronomy. 2022. V. 62. No. 4. P. 453.
 14. Borchevkina O.P., Kurdyayeva Y.A., Karpov I.V. et al. // Atmosphere. 2021. V. 12. Art. No. 11.
 15. Gavrilov N.M., Kshevetskii S.P. // Earth, Planets Space. 2014. V. 66. No. 1. P. 88.
 16. Курдяева Ю.А., Кшевецкий С.П., Гаврилов Н.М., Голикова Е.В. // Сиб. журн. вычисл. матем. 2017. Т. 20. № 4. С. 393; Kurdyayeva Y.A., Kshevetskii S.P., Gavrilov N.M., Golikova E.V. // Numer. Analys. Appl. 2017. V. 10. No. 4. P. 324.
 17. Кшевецкий С.П., Курдяева Ю.А., Куличков С.Н. // Изв. РАН. Физ. атм. и океана. 2022. Т. 58. № 1. С. 37; Kshevetskii S.P., Kurdyayeva Y.A., Kulichkov S.N. // Izv. Atmos. Ocean. Phys. 2022. V. 58. No. 1. P. 30.
 18. Kshevetskii S., Borchevkina O., Kurdyayeva Y. et al. // Pure Appl. Geophys. 2020. V. 177. No. 11. P. 5567.
 19. Кшевецкий С.П. // Журн. вычисл. матем. и мат. физики. 2001. Т. 41. № 2. С. 295; Kshevetskii S.P. // Comput. Math. Math. Phys. 2001. V. 41. No. 2. P. 273.
 20. Kshevetskii S.P. // Nonlinear. Proc. Geophys. 2001. V. 41. P. 37.
 21. Кшевецкий С.П. // Журн. вычисл. матем. и мат. физики. 2001. Т. 41. № 2. С. 1870; Kshevetskii S.P. // Comp. Math. Math. Phys. 2001. V. 41. P. 1777.
 22. Karpov I.V., Kshevetskii S.P. // J. Atmos. Sol.-Terr. Phys. 2017. V. 164. P. 89.
 23. Курдяева Ю.А., Кшевецкий С.П. // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 3. С. 423; Kurdyayeva Y.A., Kshevetskii S.P. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. No. 3. P. 343.
 24. Nigussie M., Moldwin M., Yizengaw E. // Atmosphere. 2022. V. 13. No. 9. P. 1414.
 25. John S.R., Kumar K.K. // Clim. Dynam. 2012. V. 39. P. 1489.
 26. Hindley N.P., Wright C.J., Smith N.D., Mitchell N.J. // Atmos. Chem. Phys. 2015. V. 15. P. 7797.
 27. Гаврилов Н.М. // Изв. АН СССР. Физ. атм. и океана. 1974. Т. 10. № 1. С. 83.
 28. Намгаладзе А.А., Кореньков Ю.Н., Клименко В.В. и др. // Геомагн. и аэронаом. 1990. Т. 30. № 4. С. 612.
 29. Klimenko M.V., Klimenko V.V., Bessarab F.S. et al. // J. Space Weather Space Clim. 2019. V. 9. Art. No. A39.
 30. Bessarab F.S., Sukhodolov T.V., Klimenko M.V. // Adv. Space Res. 2021. V. 67. No. 1. P. 133.

Impact of the meteorological storm in the Moscow region in May 2017 on variations in upper atmosphere parameters

Y. A. Kurdyayeva^{1, *}, O. B. Borchevkina¹, E. V. Golikova², I. V. Karpov¹

¹*West Department of Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation of the Russian Academy of Sciences, Kaliningrad, 236016 Russia*

²*Obukhov Institute of Atmospheric Physics of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 119017 Russia*

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

A numerical simulation of atmospheric wave propagation ahead of a strong pressure spike during a squall in Moscow on May 29, 2017, was performed using a three-dimensional version of the high-resolution nonlinear numerical model AtmoSym. The meteorological source was specified based on experimental observations of a network of 4 microbarographs located in the Moscow region. Wave perturbations in the upper atmosphere caused by the generation of internal gravity waves by the meteorological source were estimated.

Keywords: numerical modelling, atmosphere, thermosphere, internal gravity waves

Физика космических лучей

Редактор тематического выпуска
доктор физ.-мат наук **А. Д. Панов**

УДК 524.1-52

ДВИЖЕНИЕ ЧАСТИЦ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ ЗЕМЛИ, ЗАДАННОМ МОДЕЛЯМИ IGRF И CHAOS

© 2024 г. С. А. Прошин¹*, В. С. Голубков¹, А. Г. Майоров¹, В. В. Малахов¹

¹Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования “Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ”, Москва, Россия

*E-mail: sergey.proshin.97@mail.ru

Поступила в редакцию 24.05.2023

После доработки 15.11.2023

Принята к публикации 30.11.2023

Выполнено моделирование движения частиц галактических космических лучей в магнитосфере Земли, заданном моделями магнитного поля IGRF и CHAOS, при этом во второй из них дополнительно есть литосферная компонента поля, отсутствующая в первой модели. Получены спектры мощности потока галактических космических лучей на фиксированной высоте над поверхностью Земли и обнаружено их различие при больших порядках мультипольного разложения, $l > 7$. При $l > 20$ результат можно объяснить вкладом литосферной компоненты магнитного поля в модели CHAOS по сравнению с IGRF, а при $l \leq 20$ — различием в точности описания главного поля, поскольку IGRF ограничена 13-м порядком разложения.

DOI: 10.31857/S0367676524030202, EDN: QLBLFR

ВВЕДЕНИЕ

Эксперименты в области физики космических лучей предоставляют важные сведения для исследования многих астрофизических объектов во Вселенной, однако большинство из них проводится на поверхности Земли или на околоземных орбитах, т.е. внутри магнитосферы планеты. Здесь траектории заряженных частиц отклоняются магнитным полем, и в области низких энергий отклонение оказывается значительным, что сказывается на характеристиках измеряемого потока космических частиц. Этот эффект необходимо аккуратно учитывать при анализе экспериментальных данных.

Для описания магнитного поля Земли (МПЗ) в области магнитосферы разработаны разные эмпирические модели. При этом в задачах физики космических лучей [1, 2] область внутренней магнитосферы почти всегда задается моделью IGRF [3], которая имеет определенное пространственное разрешение и описывает только одну компоненту МПЗ — главное поле. В некоторых моделях можно получить более детальное описание этой компоненты или учесть разные составляющие магнитного поля планеты. В данной работе рассматривается влияние литосферной компоненты МПЗ на траектории частиц космических лучей в магнитосфере, и в качестве альтернативы модели IGRF рассматривается модель CHAOS,

где компоненты главного и литосферного полей определяются независимо [4].

В работе демонстрируется различие спектров мощности вариаций потока галактических космических лучей (ГКЛ), проникающих внутрь магнитосферы, полученных при выборе моделей IGRF (мультипольное разложение главного поля до 13-го порядка) и CHAOS (главное поле до 20-го порядка + литосферное до 110).

МЕТОДИКА МОДЕЛИРОВАНИЯ

Для анализа распространения космических лучей в магнитосфере выполнены расчеты их траекторий в выбранных моделях МПЗ с помощью численного решения уравнения движения частиц в электромагнитных полях. Решение основано на использовании схемы “частица в ячейке” с реализацией метода Бунемана—Бориса [5], который обеспечивает сравнительно небольшое время вычисления при приемлемой точности [6].

УГЛОВЫЕ СПЕКТРЫ МОЩНОСТИ ГКЛ

Проведена трассировка частиц ГКЛ с изотропным распределением за условными пределами магнитосферы (на расстоянии 15 радиусов Земли R_E от центра Земли) и с известным энергетическим спектром [7]. Граничные условия, при которых трассировка прекращается: $R_{\min} = R_E$, $R_{\max} = 20R_E$,

где R — расстояние частицы до центра планеты. Первое условие соответствует попаданию частицы в атмосферу Земли, а второе — вылету в межпланетное пространство.

Спектр мощности строится исходя из распределения вероятности $g(p)$ пересечения частиц области p сферы с центром, совпадающим с центром Земли, на некоторой высоте над поверхностью планеты. С одной стороны, $g(p)$ по определению:

$$\overline{g(p)} = \frac{N(p)}{N_{all}} \frac{N_{pix}}{4\pi},$$

где $N(p)$ — количество частиц, пересекающих данную сферу в области p ; N_{pix} — количество пикселей, на которые разбита карта; N_{all} — общее количество частиц, упавшее на данную сферу; p — порядковый номер пикселя из схемы пикселизации HEALPix [8].

С другой стороны, из разложения на дискретные сферические функции $g(p)$ приобретает вид

$$g(p) = \sum_{l=0}^{l_{max}} \sum_{m=-l}^l a_{lm} Y_{lm}(p),$$

где a_{lm} — комплексные коэффициенты разложения; Y_{lm} — комплексные дискретные сферические функции a_{lm} . Коэффициенты разложения вычисляются следующим образом:

$$a_{lm} = \frac{4\pi}{N_{pix}} \sum_{p=0}^{N_{pix}-1} Y_{lm}^*(p) g(p).$$

Спектр мощности представляет собой зависимость величины C_l от порядка разложения l :

$$C_l = \frac{1}{2l+1} \sum_{m=-l}^l |a_{lm}|^2.$$

Погрешность C_l вычисляется как погрешность сложной функции $C_l(a_{lm}(g(p)))$. Погрешность $g(p)$, в свою очередь, определяется как

$$\Delta g(p) = \sigma_{g(p)}^{stat} + \sigma_{g(p)}^{transf} + \sigma_{g(p)}^{trace},$$

что является верхней оценкой для данной величины. Здесь $\sigma_{g(p)}^{stat} = \frac{N_{pix}}{4\pi} \sqrt{N(p) \frac{(N_{all} - N(p))}{N_{all}^3}}$;

$\sigma_{g(p)}^{transf}$ определяется как разница значений $g(p)$ до преобразования и после преобразования вида $f^{-1}(f(g(p)))$, где f — функция преобразования карты $g(p)$ в набор коэффициентов a_{lm} [9]; $\sigma_{g(p)}^{trace}$ определяется как разница карт $g(p)$, полученных при трассировке с шагом $\Delta t = 5 \times 10^{-5}$ с и 2.5×10^{-5} с.

РЕЗУЛЬТАТЫ

В результате выполненного моделирования получены распределения $g(p)$ для моделей магнитного поля магнитосферы IGRF и CHAOS. На рис. 1 приведено такое распределение для модели IGRF. Для обеих моделей получены угловые спектры мощности для частиц в энергетическом диапазоне от 1 до 50 ГэВ, показанные на рис. 2. Первые три порядка разложения согласуются между собой для обеих моделей в пределах погрешности.

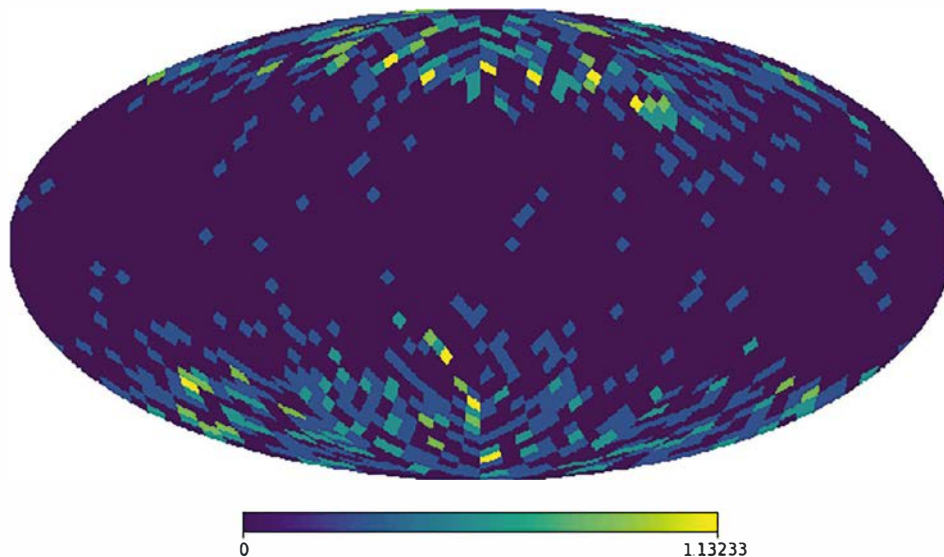


Рис. 1. Карта значений $g(p)$ для модели поля IGRF на высоте 350 км при количестве пикселей на карте, равном 2700. Учитывались частицы всех энергий.

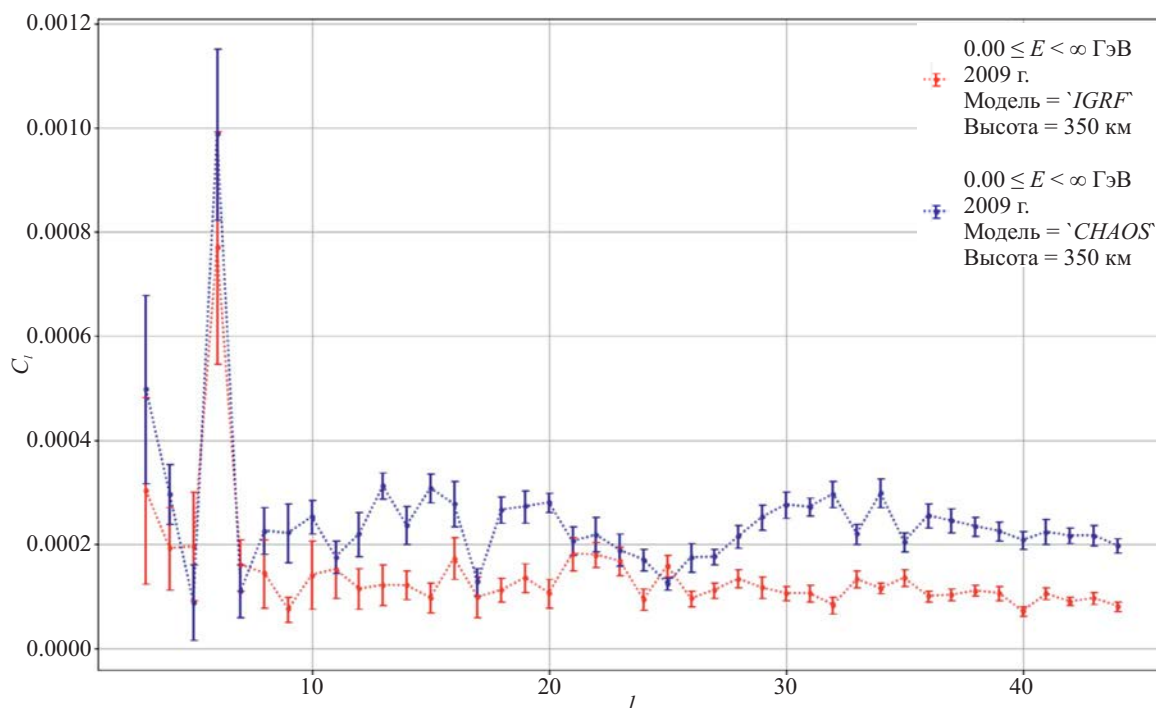


Рис. 2. Угловой спектр мощности для частиц всех энергий.

Как видно на рисунке, угловой спектр на высоких мультиполях ($l > 7$) для модели CHAOS в основном превышает угловой спектр IGRF. Это означает, что различие между моделями сказывается на траекториях частиц на малых масштабах (30° или 3500 км для измерений на высоте 350 км). Эти масштабы соответствуют частицам с энергиями от 1 ГэВ до 3—4 десятков ГэВ. Такой результат можно было ожидать, поскольку учет литосферного поля и главного поля высоких порядков мультипольного разложения в модели CHAOS приводит к учету мелкомасштабных структур.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из проведенного исследования можно сделать вывод, что на больших гармониках и, следовательно, на мелких масштабах возникает заметное различие между траекториями частиц, движущихся в магнитном поле Земли с учетом литосферного поля и без. Это обстоятельство влияет на корректность определения природы регистрируемых частиц, выполняемого методом восстановления траекторий, и его необходимо учитывать при анализе экспериментальных данных, полученных приборами внутри магнитосферы Земли, особенно близко к поверхности планеты.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 19-72-10161, <https://rscf.ru/project/19-72-10161/>.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Шутенко В.В., Астапов И.И., Барбашина Н.С. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2017. Т. 81. № 2. С. 213; Shutenko V.V., Astapov I.I., Barbashina N.S. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2017. V. 81. No. 2. P. 194.
2. Белов С.М., Зобнин Г.И., Янке В.Г. // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 11. С. 1637; Belov S.M., Zobnin G.I., Yanke V.G. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 11. P. 1297.
3. Alken P., Thebault E., Beggan C.D. et al. // Earth. Planets Space. 2021. V. 73. Art. No. 49.
4. Finlay C.C., Kloss C., Olsen N. et al. // Earth. Planets Space. 2020. V. 72. Art. No. 156.
5. Голубков В.С., Майоров А.Г. // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 4. С. 512; Golubkov V.S., Mayorov A.G. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 4. P. 383.
6. Mao H., Richard W. // Proc. 42nd AIAA Plasma Dynam. Lasers Conf. (Honolulu, 2011). Art. No. 3739.
7. Aguilar M. et al. (AMS Collaboration) // Phys. Rev. Lett. 2021. V. 127. No. 2. Art. No. 159901.
8. Gorski K.M., Hivon E., Banday A.J. et al. // arXiv: astro-ph/0409513v1. 2004.
9. <https://healpy.readthedocs.io/en/latest/generated/healpy.sphtfunc.map2alm.html#healpy.sphtfunc.map2alm>.

Cosmic ray particles propagation in the Earth's magnetic field defined with IGRF and CHAOS models

S. A. Proshin¹, *, V. S. Golubkov¹, A. G. Mayorov¹, V. V. Malakhov¹

¹*National Research Nuclear University MEPhI, Moscow, 115409 Russia*

**e-mail: sergey.proshin.97@mail.ru*

We simulated the galactic cosmic rays particles propagation in the Earth's magnetosphere, given by the IGRF and CHAOS magnetic field models, while the second of them additionally has a lithospheric field component that is absent in the first model. The power spectra of the flux of galactic cosmic rays at a fixed height above the Earth's surface are obtained and their difference is found for large orders of the multipole expansion, $l > 7$. For $l > 20$, the result can be explained by the contribution of the lithospheric component of the magnetic field in the CHAOS model compared to IGRF, and for $l \leq 20$, the difference in the accuracy of the description of the main field, since IGRF is limited to the 13th order of expansion.

УДК 524.1-352

ВЛИЯНИЕ ВНЕГАЛАКТИЧЕСКИХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ НА ДИФфузное КАСКАДНОЕ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЕ

© 2024 г. А. В. Урысон¹, *

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки “Физический институт имени П. Н. Лебедева
Российской академии наук, Москва, Россия

*E-mail: uryson@sci.lebedev.ru

Поступила в редакцию 24.05.2023

После доработки 15.11.2023

Принята к публикации 30.11.2023

Обсуждается интенсивность диффузного гамма-излучения, образующегося в электромагнитных каскадах при распространении космических лучей ультравысоких энергий в межгалактическом пространстве. Получено, что в области энергий $\sim 10^7$ – 10^9 эВ спектры каскадного диффузного излучения слабо зависят от величины магнитного поля. Поэтому для оценки интенсивности каскадного гамма-излучения в этой области энергий не требуются уточненные модели межгалактического магнитного поля.

DOI: 10.31857/S0367676524030216, EDN: QKWBDN

ВВЕДЕНИЕ

Космические лучи (КЛ) ультравысоких энергий (УВЭ) $E > 4 \times 10^{19}$ эВ взаимодействуют с фоновым излучением γ_b — СМВ, радио и внегалактическим фоновым светом (EBL) в реакциях $p + \gamma_b \rightarrow p + \pi^0$ либо $n + \pi^+$, $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$, $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$, $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$, $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$ [1–4]. Рожденные $e^\pm$, γ взаимодействуют с фоновым излучением γ_b , генерируя электромагнитные каскады (ЭМ-каскады) в процессах $e + \gamma_b \rightarrow e' + \gamma'$ (ИС-рассеяние) и $\gamma + \gamma_b \rightarrow e^+ + e^-$ (образование пар) [4–9].

Помимо ИС-рассеяния $e^\pm$ могут генерировать синхротронное излучение в межгалактическом магнитном поле (EGMF), что приводит к нарушению описанного развития ЭМ-каскада. Развитие каскада не будет нарушено, если поле $B < 10^{-9}$ Гс [10].

Межгалактическое магнитное поле неоднородно: в войдах $B < 10^{-11}$ Гс, на границах войдов и в филаментах $B \sim 10^{-9}$ – 10^{-7} Гс, внутри галактик и в их окрестности (внутри галактических кластеров) $B \sim 10^{-6}$ Гс. Космические лучи и каскадные частицы распространяются, практически не пересекая галактики, галактические кластеры и крупномасштабные структуры вне войдов, поскольку относительный объем этих областей незначителен. Поэтому влияние их магнитных полей на развитие каскада незначительно. Однако оценка этого влияния может быть релевантной для поиска частиц темной материи. Продукты их аннигиляции, распадаясь, рождают гамма-кванты, поэтому частицы могут быть обнаружены по избытку диффузного

гамма-излучения. Вследствие этого при поиске экзотических частиц требуется знать вклад различных компонент в диффузное излучение, одной из которых является каскадное излучение.

Для выяснения влияния магнитного поля на каскадное излучение мы моделировали распространение космических частиц в однородном поле величиной $\sim 10^{-6}$ Гс, типичном внутри галактик и галактических кластеров, и в поле $\sim 10^{-12}$ Гс, которое содержится в областях вне галактик, галактических кластеров и в войдах. Получено, что в области энергий $\sim 10^7$ – 10^9 эВ спектры каскадного диффузного излучения слабо зависят от величины магнитного поля. Поэтому не требуется уточнять модели межгалактического магнитного поля для оценки интенсивности каскадного гамма-излучения в этой области энергий.

МОДЕЛЬ

Основные предположения принятой модели таковы.

Частицы ускоряются в активных ядрах галактик (АЯГ) вблизи сверхмассивных черных дыр (СМЧД) (см., например, [11]), поэтому АЯГ могут быть источниками КЛ УВЭ независимо от типа и расстояния до них. Расстояния до источников КЛ УВЭ соответствуют красным смещениям $z \approx 0.001$ – 5 .

Эволюция СМЧД неясна. Мы используем модель эволюции объектов типа Blue Lacertae objects (BL Lac), так как эта модель описывает

совокупность данных по КЛ УВЭ [12]. BL Lac — это один из типов АЯГ.

КЛ УВЭ состоят из протонов. Они ускоряются на фронтах ударных волн (в джете или аккреционном диске) [11, 13, 14], поэтому спектр инжекции КЛ — степенной $\propto E^{-\alpha}$, $\alpha = 2.2\text{--}2.5$. В нашей модели $\alpha = 2.2$.

В модели были приняты следующие параметры внегалактического фонового излучения. СМВ имеет планковское распределение по энергии со средним значением энергии $\varepsilon_r = 6.7 \times 10^{-4}$ эВ, средняя плотность фотонов $n_r = 400 \text{ см}^{-3}$; параметры радиоизлучения были взяты из [15], внегалактического фонового света — из [16].

Внегалактическое магнитное поле однородное, его величина $B = 10^{-6}$ или 10^{-12} Гс.

Вычисления проводились с использованием кода TransportCR [17].

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

В области $E \geq 10^{19}$ эВ гамма-излучение рождается в распадах π^0 , и кривые совпадают. При меньших энергиях гамма-кванты рождаются и в ЭМ-каскадах, и в синхротронном процессе. Каскадные электроны рассеиваются на синхротронных квантах, энергия электронов уменьшается, и в спектре гамма-излучения в области $\sim 10^{14}\text{--}10^{18}$ эВ образуется провал, выраженный тем ярче, чем больше поле B . Перекачка частиц в область низких энергий в поле

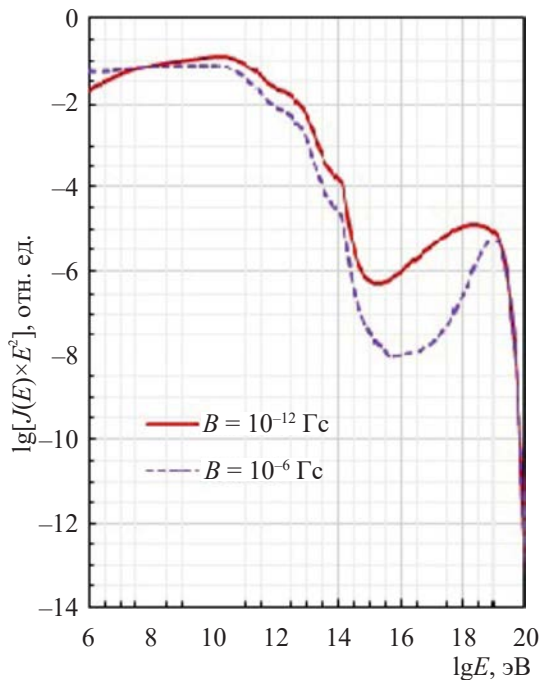


Рис. 1. Модельные спектры диффузного каскадного гамма-излучения около Земли при $B = 10^{-6}$, 10^{-12} Гс. Спектры при $B < 10^{-12}$ и $B = 10^{-12}$ Гс совпадают.

$B = 10^{-6}$ Гс приводит к совпадению кривых в области $\sim 10^7\text{--}10^9$ эВ и росту интенсивности гамма-излучения в поле $B = 10^{-6}$ Гс по сравнению с интенсивностью гамма-излучения в поле $B = 10^{-12}$ Гс при $E < 10^7$ эВ.

Когда интенсивности равны, их отношение $R = J(E, B = 10^{-12} \text{ Гс}) / J(E, B = 10^{-6} \text{ Гс}) = 1$. В области энергий $\sim 10^7\text{--}10^9$ эВ относительное отклонение от единицы составляет $\delta R \approx 0.25\text{--}0.3$, при меньших энергиях $\delta R \geq 3$, с ростом энергии $\delta R \sim 10\text{--}100$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы получили, что в области энергий $\sim 10^7\text{--}10^9$ эВ, получая оценку вклада диффузного каскадного гамма-излучения во внегалактический гамма-фон, не требуется уточнение моделей внегалактического магнитного поля.

Интенсивность каскадного гамма-излучения, по-видимому, требуется знать при поиске экзотических частиц, так как они могут быть обнаружены по избытку диффузного гамма-излучения, поскольку продукты их аннигиляции, распадаясь, рожают гамма-кванты. Поэтому при поиске экзотических частиц необходимо знать вклад различных компонент в диффузное излучение, в том числе каскадного гамма-излучения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Greisen K. // Phys. Rev. Lett. 1966. V. 16. P. 748.
2. Зацепин Г.Т., Кузьмин В.А. // Письма в ЖЭТФ. 1966. Т. 4. С. 114; Zatsepin G.T., Kuz'min V.A. // JETP Lett. 1966. V. 4. P. 78.
3. Berezhinsky V., Kalashev O. // Phys. Rev. D. 2016. V. 94. Art. No. 023007.
4. Шустова О.П., Калмыков Н.Н., Урысон А.В. // Изв. РАН. Сер. физ. 2011. Т. 75. № 3. С. 342; Shustova O.P., Kalmykov N.N., Uryson A.V. // Bull. Russ. Acad. Sci. 2011. V. 75. No. 4. P. 313.
5. Hayakawa S. // Progr. Theor. Phys. 1966. V. 37. P. 594.
6. Прилуцкий О.Ф., Розенталь И.Л. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1969. Т. 33. С. 1776.
7. Prilutsky O., Rozental I.L. // Acta Phys. Hung. Suppl. 1970. V. 129. P. 51.
8. Урысон А.В. // Изв. РАН. Сер. физ. 1999. Т. 63. С. 624; Uryson A.V. // Bull. Russ. Acad. Sci. 1999. V. 63. P. 627.
9. Урысон А.В. // Изв. РАН. Сер. физ. 2007. Т. 71. С. 948; Uryson A.V. // Bull. Russ. Acad. Sci. 2007. V. 71. P. 913.
10. Урысон А.В. // ЖЭТФ. 1998. Т. 113. С. 12; Uryson A.V. // JETP. 1998. V. 86. No. 1. P. 6.
11. Istomin Ya.N., Gunya A.A. // Phys. Rev. D. 2020. V. 102. Art. No. 043010.

12. *Kachelries M., Kalashev O., Ostapenko S., Semikoz D.V.* // Phys. Rev. D. 2017. V. 96. Art. No. 083006.
13. *Крымский Г.Ф.* // ДАН. 1977. Т. 234. С. 1306; *Krymskii G.F.* // Sov. Phys. Dokl. 1977. V. 22. P. 327.
14. *Cesarsky C.J.* // Nucl. Phys. B. (Proc. Suppl.). 1992. V. 28B. P. 51.
15. *Protheroe R.J., Biermann P.L.* // Astropart. Phys. 1996. V. 6. P. 45.
16. *Inoue Y., Inoue S., Kobayashi M. et al.* // Astrophys. J. 2013. V. 768. P. 197.
17. *Калашев О.Е., Кидо О.Е.* // ЖЭТФ. 2015. Т. 147. № 5. С. 917; *Kalashev O.E., Kido E.* // JETP. 2015. V. 120. No. 5. P. 790.

Effect of extragalactic magnetic field on cascade gamma-ray emission

A. V. Uryson^{1, *}

¹*Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 119991 Russia*

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

The intensity of diffuse cascade gamma-ray emission produced in electromagnetic cascades when ultra-high energy cosmic rays propagate in extragalactic space is discussed. It is obtained that in the range of $\sim 10^7$ — 10^9 eV diffuse cascade gamma-ray spectra weakly depends on extragalactic magnetic field value. Thus, there is no need to refine extragalactic magnetic field models to estimate the intensity of cascade emission in this energy range.

УДК 524.1

ФЛУОРЕСЦЕНТНЫЙ ДЕТЕКТОР КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ ПРОЕКТА EUSO-SPB2

© 2024 г. А. А. Белов^{1, 2}, П. А. Климов¹, Д. А. Трофимов^{1, 2, 3, *}
от имени коллаборации JEM-EUSO

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования “Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова”, Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скобельцына, Москва, Россия

²Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования “Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова”, Физический факультет, Москва, Россия

³Университет Париж Сите, Лаборатория космических частиц и космологии, Париж, Франция

*E-mail: daniil@eas.sinp.msu.ru

Поступила в редакцию 24.05.2023

После доработки 15.11.2023

Принята к публикации 30.11.2023

Описан баллонный эксперимент EUSO-SPB2 для исследования космических лучей сверхвысоких и предельно высоких энергий, а также астрофизических нейтрино высоких энергий, приведены основные характеристики флуоресцентного и черенковского телескопа проекта. В рамках предполетной подготовки проведена калибровка многоканального фотоприемника.

DOI: 10.31857/S0367676524030222, EDN: QKPKKE

ВВЕДЕНИЕ

EUSO-SPB2 (The Extreme Universe Space Observatory on a Super Pressure Balloon 2) — стратосферный баллонный эксперимент, реализуемый в рамках программы JEM-EUSO [1] в целях верификации методики регистрации космических лучей сверхвысоких и предельно высоких энергий ($E > 1$ ЭэВ) методом измерения флуоресценции широкого атмосферного ливня (ШАЛ), а также нейтрино высоких энергий ($E > 10$ ПэВ) по черенковскому излучению ШАЛ [1]. Для решения этих задач в состав научной аппаратуры проекта входят два телескопа: флуоресцентный, направленный в нади́р, и черенковский — на лимб. Планируемое время запуска стратосферной обсерватории — весна 2023 г. Измерения будут проводиться на высоте 33 км в течение ~100 дней при движении баллона в циркумполярном вихре.

Флуоресцентный телескоп проекта EUSO-SPB2 позволит провести первые измерения ШАЛ от космических лучей предельно высоких энергий (КЛ ПВЭ) из суборбитального пространства, что является важным шагом перед запуском более масштабных космических миссий, таких как K-EUSO (“КЛПВЭ”) [2, 3] или РОЕММА (Probe of Extreme Multi-Messenger Astrophysics) [4].

Второй телескоп предназначен для регистрации черенковского свечения восходящих ШАЛ,

вызванных космическими лучами высоких энергий, проходящих атмосферу по касательной или нейтрино, прошедших через земную кору. Эти измерения позволят измерить фоновые сигналы в целях обнаружения нейтрино-индуцированных восходящих ШАЛ для дальнейших проектов, а также осуществить поиск нейтрино от транзиентных астрофизических событий (например, при слиянии двойных нейтронных звезд) [5].

ХАРАКТЕРИСТИКИ ТЕЛЕСКОПОВ

Флуоресцентный телескоп построен по схеме камеры Шмидта и имеет сегментированное зеркало с радиусом кривизны 1659.8 мм и эффективным фокусным расстоянием 860 мм (рис. 1). Диаметр входного отверстия телескопа составляет 1 м [6]. Фокальная поверхность состоит из трех модулей фотоприемника и представляет собой матрицу многоанодных фотоэлектронных умножителей (МАФЭУ), общее количество каналов регистрации — 6912 [7]. Каждый модуль состоит из 36 МАФЭУ фирмы Hamamatsu, собранных по четыре единицы в элементарные ячейки, имеющие единую систему высоковольтного питания. Временное разрешение телескопа составляет 1 мкс, поле зрения — $37.4^\circ \times 11.4^\circ$, поле зрения отдельного канала фотоприемника — $0.2^\circ \times 0.2^\circ$. Ожидаемая частота регистрации событий при таких

параметрах детектора составляет 0.12 ± 0.01 соб./ч, или ~ 0.6 событий за ночь (“окно” наблюдений — 5 ч) при энергетическом пороге $10^{18.2}$ эВ [5, 8].

Электроника модулей EUSO-SPB2 содержит модуль аналогово-цифрового преобразования сигнала, который осуществляет счет фотоэлектронов с помощью СБИС SPACIROC-3, блок цифровой обработки данных БЦОД на основе системы на кристалле Zynq фирмы XILINX и модуль высокого напряжения (HVPS). SPACIROC3 — это специализированная микросхема, предназначенная для осуществления счета фотоэлектронных импульсов за определенное время. Основа микросхемы — амплитудный дискриминатор, который обеспечивает отбор однофотоэлектронных импульсов в соответствии с выставленными порогами детектирования. Есть два вида порогов: DAC10, который задается для каждого МАФЭУ, и DAC7, индивидуальный для каждого канала регистрации. Установка индивидуальных порогов позволяет оптимизировать эффективность регистрации каждого канала отдельно.

БЦОД отвечает за прием и обработку данных, буферизацию, настройку SPACIROC-3 и реализацию алгоритмов запуска программы измерений. Этот блок также управляет источником высокого напряжения, чтобы в режиме реального времени управлять усилением МАФЭУ при резком изменении интенсивности светового сигнала.

Электроника модулей фотоприемника более подробно описана в работе [7]. Модули с такой же конструкцией будут использованы в орбитальном проекте K-EUSO.

Оптическая система черенковского телескопа основана на системе Шмидта, как и у флуоресцентного телескопа, однако камера выполнена на

основе кремневых фотоумножителей. Всего в камере 512 каналов регистрации, поле зрения каждого пиксела — $0.4^\circ \times 0.4^\circ$ (общее поле зрения — $6.4^\circ \times 12.8^\circ$), временное разрешение — 10 нс. Энергетический порог регистрации — 1 ПэВ [9].

КАЛИБРОВОЧНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ

На данном этапе работы над проектом была проведена сборка фотоприемника флуоресцентного телескопа, настройка пороговых дискриминаторов для каждого канала регистрации, а также исследования однородности матрицы и калибровка.

Калибровка проводится в специальном светонепроницаемом боксе, внутри которого установлен фотоприемник, источник света в интегрирующей сфере Labsphere (создающей равномерное освещение фотоприемника и выполняющей функцию делителя светового потока), измеритель мощности Ophir Laserstar с двумя калиброванными фотодиодами (один располагается внутри сферы, другой — рядом с фотодетектором, что необходимо для проведения кросс-калибровки фотодиодов), а также система прецизионного позиционирования, которая позволяет с высокой точностью (10 мкм) направлять коллимированный световой поток в отдельные пикселы и их части. Интегрирующая сфера имеет внутренний диаметр 10.16 см (4 дюйма) и три выходных окна — для светодиода, фотодиода и коллиматора.

Проводятся измерения либо в режиме полной засветки (световой поток попадает на все пикселы одновременно), либо в режиме засветки одного пиксела (с коллиматором на интегрирующей сфере, диаметр выходного отверстия коллиматора — 0.1 мм). Первый тип измерений позволяет

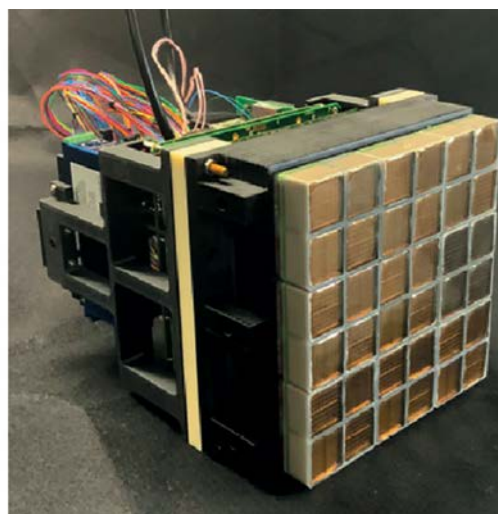
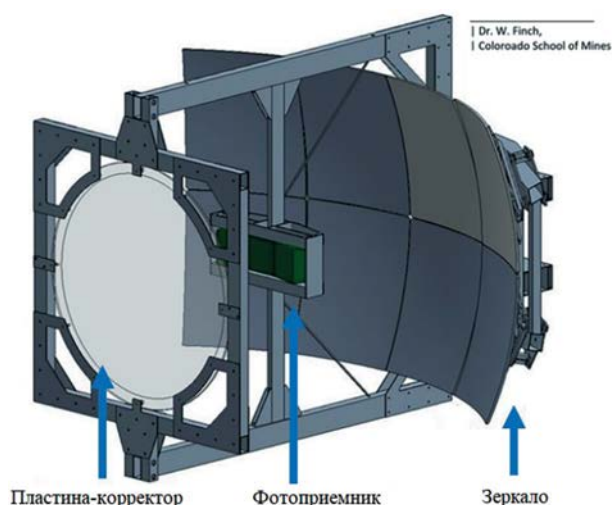


Рис. 1. Слева — схема флуоресцентного телескопа EUSO-SPB2, справа — фото модуля фотоприемника, состоящего из 36 МАФЭУ с общим числом каналов регистрации, равным 2304.

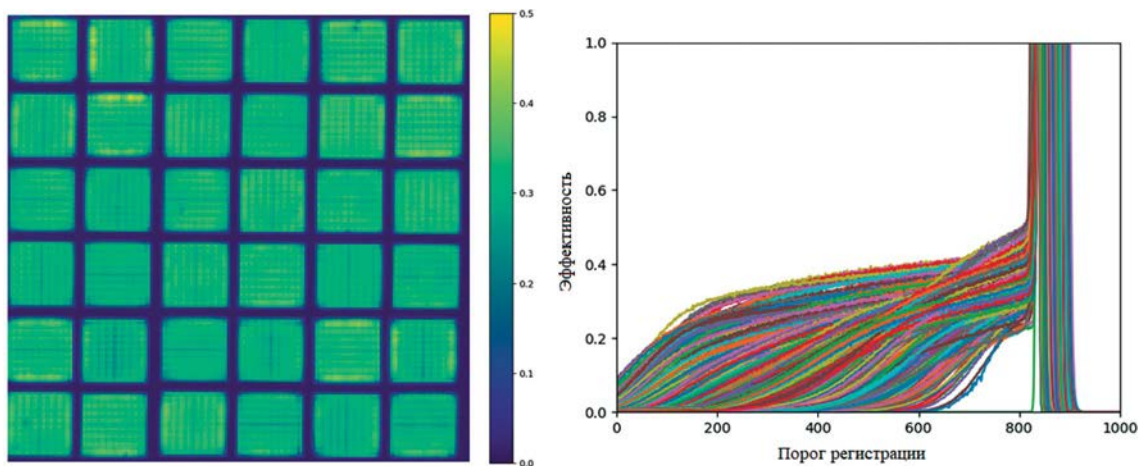


Рис. 2. Слева — результат сканирования матрицы модуля фотоприемника. Цветом отображены эффективности каждого пиксела. Темные области — границы между МАФЭУ. Разрешение сканирования — 200×200 точек на сторону фотоприемника (длина стороны 167 мм), длина волны светодиода — 375 нм. Справа — зависимость эффективности пиксела от порога дискриминатора (калибровочные кривые s-curve). Выставлены индивидуальные пороги, при которых эффективность детектирования при общем пороге 800 является максимальной.

определить эффективность всех пикселов одновременно и найти оптимальные значения порогов дискриминатора. Второй тип измерений используется для процедуры сканирования, которая позволяет определять фактические границы каждого пиксела и их внутреннюю структуру. Процедура сканирования выполняется в автоматическом режиме с помощью разработанной программы на ПК.

Примеры измерений показаны на рис. 2. В левой части рисунка — результаты абсолютной калибровки модуля фотоприемника EUSO-SPB2, полученные в режиме сканирования. Цветом отображены эффективности каждого пиксела (отношение числа зарегистрированных импульсов к числу фотонов на площадь пиксела в единицу времени). Хорошо видны как мертвые зоны между МАФЭУ, так и внутренняя неоднородная структура пикселов. Для некоторых краевых пикселов МАФЭУ наблюдаются значения выше квантовой эффективности фотокатода, что объясняется дополнительными шумовыми импульсами, возникающими при большой суммарной засветке фотосенсора. В правой части рисунка показаны зависимости числа фотоэлектронов (или эффективности детектирования) от порога дискриминатора DAC10 (так называемые кривые S-curve), снятые в режиме с индивидуальными порогами DAC7. Обращает на себя внимание существенный разброс полученных кривых по вертикальной шкале, что связано с индивидуальными характеристиками каналов регистрации, отличающихся даже в рамках одного МАФЭУ. С этим связана необходимость прецизионной попиксельной калибровки камеры. Индивидуальные пороги фотоприемника найдены для общего порога DAC10 = 800. Одновременное возникновение

пьедестала демонстрирует установку оптимальных индивидуальных порогов на данном фотоприемнике, при которых эффективность регистрации является максимальной.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

EUSO-SPB2 планируется к запуску весной 2023 г., и полученные в ходе эксперимента данные помогут подтвердить и усовершенствовать методы детектирования ШАЛ. Эксперимент также является важным этапом в разработке орбитальных детекторов космических лучей предельно высоких энергий и нейтрино K-EUSO и РОЕММА. В ходе предполетной подготовки научной аппаратуры проекта разработана и применена методика калибровки многопиксельной камеры, работающей в режиме счета фотонов. Определены оптимальные пороги регистрации и эффективности всех 6912 каналов матрицы фотоприемника. Эти значения будут использованы как для более детального моделирования работы аппаратуры, так и при анализе данных (реконструкции параметров событий).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ricci M. for the JEM-EUSO collaboration // J. Phys. Conf. Ser. 2016. V. 718. Art. No. 052034.
2. Klimov P., Battisti M., Belov A. et al. // Universe. 2022. V. 8. Art. No. 88.
3. Гарипов Г.К., Зотов М.Ю., Климов П.А. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2015. Т. 79. № 3. С. 358; Garipov G.K., Zotov M.Yu., Klimov P.A. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2015. V. 79. No. 3. P. 326.

4. *Olinto A.V., Krizmanic J., Adams J.H. et al. // JCAP. 2021. V. 2021. No. 06. Art. No. 007.*
5. *Eser J., Olinto A.V., Wiencke L. et al. // arXiv: 2112.08509. 2021.*
6. *Kungel V., Bachman R., Brewster J. et al. // PoS ICRC2021 (Berlin, 2021). Art. No. 412.*
7. *Osteria G., Adams J., Battisti M. et al. // PoS ICRC2021 (Berlin, 2021). Art. No. 206.*
8. *Filippatos G., Battisti M., Bertaina M. et al. // arXiv: 2112.07561. 2021.*
9. *Bagheri M., Bertone P., Fontane I. et al. // arXiv: 2109.01789. 2021.*

Ultra-high energy cosmic rays' fluorescent detector of the EUSO-SPB2 project

A. A. Belov^{1, 2}, P. A. Klimov¹, D. A. Trofimov^{1, 2, 3, *}
on behalf of the JEM-EUSO Collaboration

¹*Lomonosov Moscow State University, Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Moscow, 119991 Russia*

²*Lomonosov Moscow State University, Moscow, 119991 Russia*

³*Université Paris Cité, CNRS, Astroparticule et Cosmologie, Paris, 75013 France*

**e-mail: daniil@eas.sinp.msu.ru*

We presented a balloon experiment EUSO-SPB2 for the study of ultrahigh and extremely high energy cosmic rays. The main characteristics of the fluorescent and Cherenkov telescopes and their scientific tasks are given. As part of the pre-flight preparation, the calibration of a multi-channel photodetector was carried out.

УДК 520.2

ОЖИДАЕМЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЧЕРЕНКОВСКОГО ТЕЛЕСКОПА TAIGA-IACT ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ ДЕТЕКТОРОВ SiPM

© 2024 г. Е. Е. Холупенко¹*, А. М. Красильщиков¹, Д. В. Бадмаев¹, А. А. Богданов¹

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт имени А. Ф. Иоффе Российской академии наук,

Санкт-Петербург, Россия

*E-mail: eugene@astro.ioffe.ru

Поступила в редакцию 24.05.2023

После доработки 15.11.2023

Принята к публикации 30.11.2023

Представлены результаты расчетов методом Монте-Карло эффективных площадей и скоростей счета черенковского телескопа TAIGA-IACT с модернизированной камерой на SiPM OnSemi MicroFJ-60035, оснащенной фильтрами SL 290-590 и SL 280-390. Показано, что пороговая энергия (по триггированию космических гамма-квантов) телескопа TAIGA-IACT с камерой на SiPM и фильтром SL 290-590 составит ≈ 0.4 ТэВ, что несколько ниже, чем у текущей конфигурации TAIGA-IACT с камерой на ФЭУ (0.5 ТэВ). Пороговая энергия телескопа TAIGA-IACT с камерой на SiPM и фильтром SL 280-390 составит ≈ 0.7 ТэВ, что вполне приемлемо для черенковских телескопов с площадью зеркала ~ 10 м². Эти результаты вместе с ожидаемой стабильностью конструкции SiPM при наличии чрезмерной засветки и возможностью использования УФ-фильтров (которые позволяют вести наблюдения в лунные ночи и в сумерках без значительного увеличения порогового сигнала триггера) показывают, что телескоп TAIGA-IACT с камерой на SiPM будет перспективным инструментом для наблюдений космического гамма-излучения в ТэВ-диапазоне.

DOI: 10.31857/S0367676524030232, EDN: QKPDKE

ВВЕДЕНИЕ

Гамма-телескоп TAIGA-IACT представляет собой массив малоразмерных черенковских телескопов, который функционирует как часть многоцелевой обсерватории TAIGA, расположенной в Тункинской долине респ. Бурятия [1–6]. В 2018–2022 гг. в ФТИ имени А. Ф. Иоффе был разработан новый детекторный кластер (28 пикселей) для телескопа TAIGA-IACT [7–11], основанный на кремниевых фотоумножителях (SiPM) OnSemi MicroFJ-60035. Важной частью разработки нового оборудования является численное моделирование, направленное на определение характеристик телескопа с модернизированной камерой. Такое моделирование выполняется как для отдельных узлов нового кластера [12, 13], так и для телескопа в целом [14, 15] одновременно с конструированием и тестированием детекторного оборудования. В настоящей работе представлены оценки величин эффективной площади TAIGA-IACT, скорости счета и пороговой энергии наблюдений для различных первичных частиц (космических гамма-квантов и протонов космических лучей), полученные в результате численного моделирования.

МОДЕЛИРОВАНИЕ И РЕЗУЛЬТАТЫ

Формирование и распространение черенковского излучения широких атмосферных ливней (ШАЛ) было промоделировано с помощью широко используемого пакета CORSIKA 7.7400 [16], результаты которого часто рассматриваются как эталонные. Было выполнено моделирование ШАЛ от вертикально падающих гамма-квантов и протонов с энергиями 0.3162, 0.5, 0.7, 1.0, 3.162, 10.0, 31.62 ТэВ. Прочие параметры моделирования детально изложены в [15]. Типичный модельный спектр черенковского излучения ШАЛ представлен на рис. 1. Моделирование оптического фона ночного неба было выполнено методом Монте-Карло с помощью оригинального кода TAIGA Soft [15]. Исходные данные для моделирования фона ночного неба (в частности, интегральное значение интенсивности 3×10^{12} фот/м²/с/стер в диапазоне 300–600 нм) были взяты из [17–20]. Детальное описание алгоритма моделирования этого фона дано в [15]. Типичный модельный спектр фона ночного неба также представлен на рис. 1. Моделирование транспорта излучения в оптическом тракте телескопа и работы камеры было выполнено с помощью пакета TAIGA Soft. Подробное описание

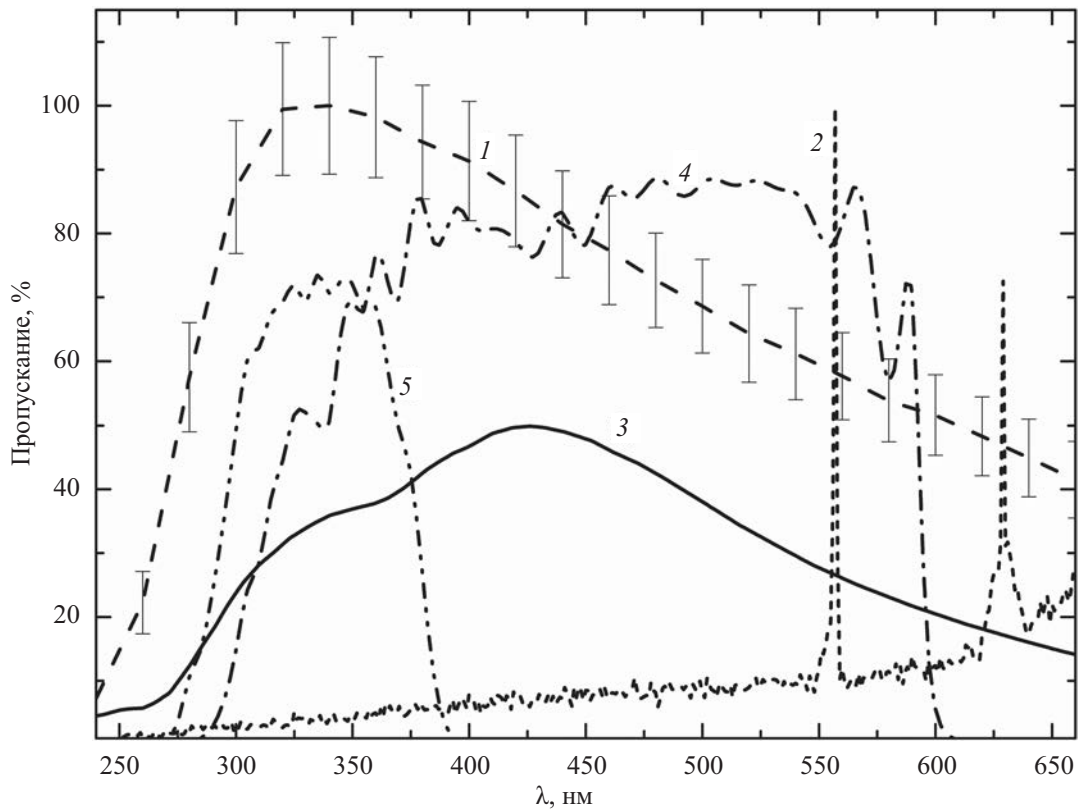


Рис. 1. Зависимости профилей от длины волны: 1 — средний спектр черенковского излучения от ШАЛ, вызванного гамма-квантом с энергией 1 ТэВ, нормированный на 100% в максимуме на длине волны ≈ 330 нм (кривая из длинных штрихов); 2 — пример конкретной реализации спектра фона ночного неба (нормированного на 100% в максимуме на длине волны ≈ 557 нм), смоделированного методом Монте-Карло (кривая из коротких штрихов); 3 — эффективность детектирования фотонов SiPM OnSemi MicroFJ-60035 (сплошная кривая); 4 — коэффициент пропускания фильтра SL 290-590 (штрихпунктирная кривая); 5 — коэффициент пропускания фильтра SL 280-390 (кривая штрих с двумя точками).

алгоритма, реализованного в пакете TAIGA Soft, дано в [15]. Единственным качественным отличием проведенного моделирования от алгоритма, описанного в [15], была процедура, позволяющая приближенно учесть сегментную структуру зеркала. Эта процедура включает в себя замену эффективного радиуса зеркала $R_T^{\text{eff}} = (S_m / \pi)^{1/2} = 1.75$ м (где S_m — площадь отражающей поверхности) реальным радиусом механической конструкции зеркала $R_T = 2.15$ м и розыгрыш попадания фотона в сегмент зеркала в соответствии с условием $\zeta \leq S_m / (\pi R_T^2)$, где ζ — случайная величина, однородно распределенная в интервале $[0; 1]$. Параметры зеркала и механической конструкции телескопа, использованные при моделировании, были взяты из [21]. Были использованы следующие параметры узлов камеры: зависимости коэффициентов пропускания фильтров [22] и эффективности детектирования SiPM [23] от длины волны (см. рис. 1), коэффициент пропускания конусов Уинстона 0.7 (консервативная оценка, основанная на расчетах [13]). В качестве триггера были выбраны следующие условия: превышение порогового сигнала в трех соседних пикселях; значение порогового сигнала было выбрано на уровне

10 фотоэлектронов (ф.э.) при использовании фильтра SL 290-590 и 4 ф.э. при использовании фильтра SL 280-390. Такой выбор обусловлен прежде всего тем, что уровень скорости ложного счета, вызванного фоном ночного неба, должен быть достаточно низким ($\leq 10^3$ Гц), чтобы электроника камеры не была перегружена, но значительная доля ($\sim 10\%$) срабатываний триггера была бы вызвана именно событиями от ШАЛ.

Эффективная площадь черенковского телескопа была определена по следующей формуле:

$$S^{MC}(E) = 2\pi \int_0^\infty P(E, r) r dr,$$

где $P(E, r)$ — вероятность детектирования первичной частицы с энергией E на расстоянии r от оси ШАЛ, оцененная методом Монте-Карло [15].

Результаты расчетов эффективной площади и аппроксимации этих результатов представлены на рис. 2. Эти результаты показывают, что эффективные площади триггирования для гамма-квантов ожидаемо больше, чем для протонов (для обоих

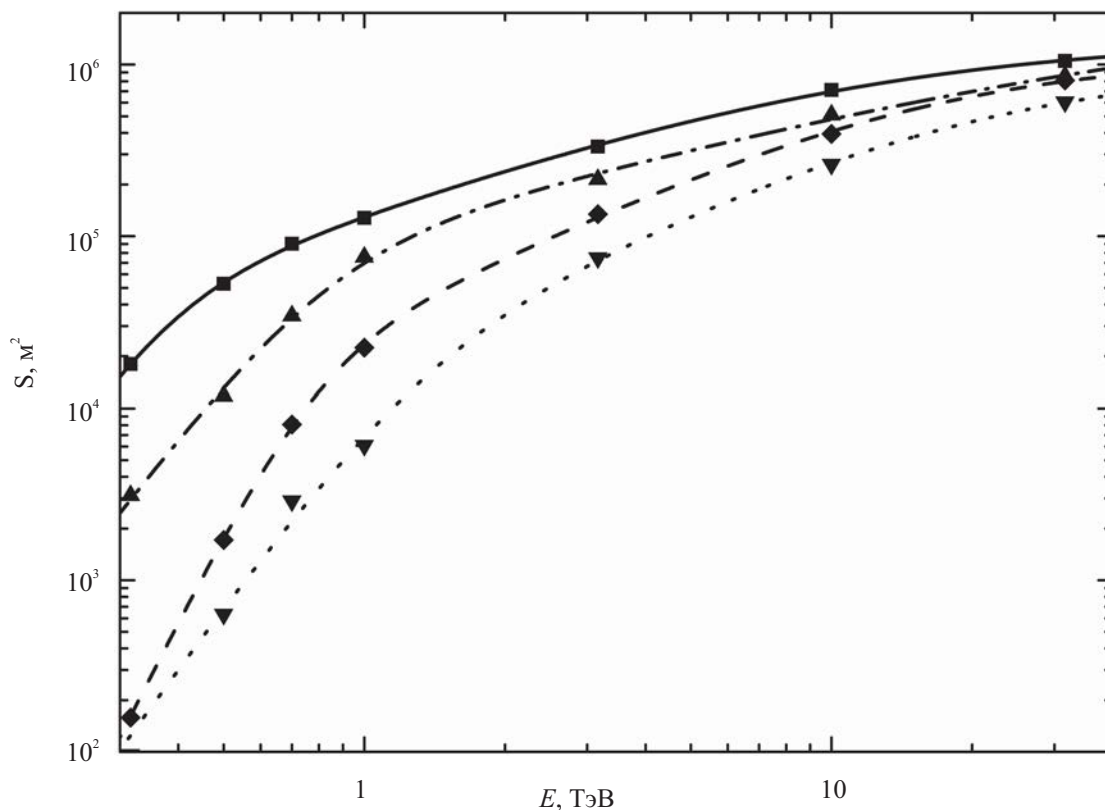


Рис. 2. Зависимости эффективных площадей от энергии первичной частицы, полученные методом Монте-Карло, показаны символами, соответствующие аппроксимации — кривыми. Квадраты и сплошная кривая соответствуют результатам для гамма-квантов при использовании фильтра SL 290-590. Ромбы и штриховая кривая соответствуют результатам для протонов КЛ при использовании фильтра SL 290-590. Треугольники, направленные вверх, и штрихпунктирная кривая соответствуют результатам для гамма-квантов при использовании фильтра SL 280-390. Треугольники, направленные вниз, и пунктирная кривая соответствуют результатам для протонов КЛ при использовании фильтра SL 280-390.

фильтров), причем значение энергии, при котором начинается резкое падение эффективной площади (при уменьшении энергии), для протонов примерно в 2 раза больше, чем для гамма-квантов. Предельное значение эффективной площади на высоких энергиях (≥ 100 ТэВ) составляет $(0.9-1) \times 10^6$ м² для протонов и $(1.3-1.4) \times 10^6$ м² для гамма-квантов. Эффективные площади для камеры с фильтром SL 280-390 ожидаемо меньше, чем с фильтром SL 290-590, что обусловлено значительно более узкой полосой пропускания фильтра SL 280-390.

Знание эффективной площади, спектра КЛ [24] и типичных спектров гамма-излучения [25, 26] от космических источников позволяет оценить полные скорости счета как интегралы по энергии от произведения спектрального потока $[m^{-2}s^{-1}TeV^{-1}]$ и эффективной площади, а также пороговые энергии как максимумы этих произведений. Значения скоростей счета (триггирования) черенковского телескопа с камерой на SiPM при использовании фильтра SL 290-590 составляют: ≈ 212 Гц для ШАЛ от протонов КЛ и ≈ 0.13 Гц для ШАЛ от гамма-квантов от расположенного в зените источника с потоком 1 Crab Unit [25, 26]. При этом пороговая

энергия составляет ≈ 0.94 ТэВ по триггированию протонов КЛ и ≈ 0.4 ТэВ по триггированию гамма-квантов. Значения скоростей счета при использовании фильтра SL 280-390 составляют: ≈ 106 Гц для ШАЛ от протонов КЛ и ≈ 0.06 Гц для ШАЛ от гамма-квантов. При этом пороговая энергия составляет ≈ 1.2 ТэВ по триггированию протонов КЛ и ≈ 0.7 ТэВ по триггированию гамма-квантов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполненное моделирование показало, что при выбранных условиях триггирования скорости счета будут достаточно низкими, чтобы электроника камеры TAIGA-IACST не была перегружена. Пороговая энергия регистрации (триггирования) гамма-квантов черенковским телескопом с камерой на SiPM при использовании фильтра SL 290-590 составляет ≈ 0.4 ТэВ. Это значение несколько меньше, чем пороговая энергия текущей конфигурации TAIGA-IACST с камерой на ФЭУ, которая составляет 0.5 ТэВ [27]. Соответствующая пороговая энергия при использовании фильтра SL 280-390 составляет ≈ 0.7 ТэВ. Следует отметить, что такое

значение вполне приемлемо для малоразмерных черенковских телескопов ($\sim 10 \text{ м}^2$) и ухудшение данной характеристики по сравнению с текущей конфигурацией TAIGA-IACT не будет значительным. При этом, в отличие от ФЭУ, которые выходят из строя при избыточной засветке, SiPM устойчивы к избыточной засветке и камера на SiPM может быть использована для проведения наблюдений в лунные ночи и в сумерках. Совместное же применение SiPM и фильтров ближнего УФ-диапазона может значительно (до 30%) увеличить длительность рабочего цикла телескопа с камерой на SiPM по сравнению с рабочим циклом телескопа на ФЭУ (например, [28–30]) без существенного увеличения величины порога (как это приходится делать, в частности, на телескопе FACT в лунные ночи [28]).

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 19-72-20045). Проведенные исследования могут быть использованы для модернизации УНУ “Астрофизический комплекс МГУ-ИГУ”, осуществляемой в рамках соглашения 13.УНУ.21.0007 между Министерством образования и науки России и Иркутским государственным университетом.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Буднев Н.М., Иванова А.Л., Калмыков Н.Н. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2015. Т. 79. № 3. С. 430; Budnev N.M., Ivanova A.L., Kalmykov N.N. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2015. V. 79. No. 3. P. 395.
2. Астапов И.И., Барбашина Н.С., Богданов А.Г. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2017. Т. 81. № 4. С. 495; Astapov I.I., Barbashina N.S., Bogdanov A.G. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2017. V. 81. No. 4. P. 460.
3. Бородин А.Н., Гребенюк В.М., Гринюк А.А. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2019. Т. 83. № 8. С. 1042; Borodin A.N., Grebenyuk V.M., Grinyuk A.A. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2019. V. 83. No. 8. P. 945.
4. Просин В.В., Астапов И.И., Безъязыков П.А. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 4. С. 525; Prosin V.V., Astapov I.I., Bezzyazkov P.A. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 4. P. 395.
5. Безъязыков П.А., Буднев Н.М., Гресс О.А. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2019. Т. 83. № 8. С. 1099; Bezzyazkov P.A., Budnev N.M., Chernykh D.O. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2019. V. 83. No. 8. P. 998.
6. Кузьмичев Л.А., Астапов И.И., Безъязыков П.А. и др. // Ядерн. физика. 2018. Т. 81. № 4. С. 469; Kuzmichev L.A., Astapov I.I., Bezzyazkov P.A. et al. // Phys. Atom. Nucl. 2018. V. 81. No. 4. P. 497.
7. Bogdanov A.A., Tuboltsev Y.V., Chichagov Y.V. et al. // J. Phys. Conf. Ser. 2020. V. 1697. No. 1. Art. No. 012015.
8. Богданов А.А., Тубольцев Ю.В., Чичагов Ю.В. и др. // ЖТФ. 2021. Т. 91. № 5. С. 821; Bogdanov A.A., Tuboltsev Y.V., Chichagov Y.V. et al. // J. Tech. Phys. 2021. V. 66. No. 5. P. 699.
9. Bogdanov A.A., Tuboltsev Y.V., Chichagov Y.V. et al. // J. Phys. Conf. Ser. 2021. V. 2103. No. 1. Art. No. 012026.
10. Kuleshov D.O., Simonyan V.A., Bogdanov A.A. et al. // J. Phys. Conf. Ser. 2021. V. 2103. No. 1. Art. No. 012036.
11. Bogdanov A.A., Repman G.A., Tuboltsev Y.V. et al. // St. Petersburg State Polytechn. Univ. J. Phys. Math. 2023. V. 16. No. 1.2. P. 410.
12. Bogdanov A.A., Kholupenko E.E., Tuboltsev Y.V., Chichagov Y.V. // Latv. J. Phys. Tech. Sci. 2020. V. 57. No. 1-2. P. 13.
13. Антонов А.С., Богданов А.А., Красильщиков А.М., Холупенко Е.Е. // ЖТФ. 2021. Т. 91. № 11. С. 1601.
14. Холупенко Е.Е., Красильщиков А.М., Бадмаев Д.В. и др. // ЖТФ. 2020. Т. 90. № 6. С. 925; Kholupenko E.E., Krassilchikov A.M., Badmaev D.V. et al. // Tech. Phys. 2020. V. 65. No. 6. P. 886.
15. Холупенко Е.Е., Бадмаев Д.В., Антонов А.С. и др. // ЖТФ. 2021. Т. 91. № 12. С. 1930; Kholupenko E.E., Badmaev D.V., Antonov A.S. et al. // Tech. Phys. 2022. V. 67. No. 2. P. 80.
16. Heck D., Knapp J., Capdevielle J.N. et al. CORSIKA: a Monte Carlo code to simulate extensive air showers. Karlsruhe: Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, 1998.
17. Leinert C., Bowyer S., Haikala L.K. et al. // Astron. Astrophys. Suppl. 1998. V. 127. P. 1.
18. Benn C.R., Ellison S.L. // New Astron Rev. 1998. V. 42. No. 6–8. P. 503.
19. Mikhalev A.V., Medvedeva I.V., Beletsky A.B., Kazimirovsky E.S. // J. Atmos. Sol-Terr. Phys. 2001. V. 63. No. 9. P. 865.
20. Mirzoyan R., Lorenz E. // Int. Rep. HEGRA collaboration. MPI-PhE/94-35, 1994.
21. Budnev N., Astapov I., Bezzyazkov P. et al. // J. Phys. Conf. Ser. 2016. V. 718. No. 5. Art. No. 052006.
22. Забудько М.А. Спецификации фильтров SL 280-390 и SL 290-590. ФОТООПТИК, 2021.
23. <https://www.onsemi.com/pub/Collateral/MICROJ-SERIES-D.PDF>.
24. Alfaro R., Alvarez C., Alvarez J.D. et al. // Phys. Rev. D. 2017. V. 96. No. 12. P. 122001.
25. Nigro C., Deil C., Zanin R. et al. // Astron. Astrophys. 2019. V. 625. Art. No. A10.
26. Abeyssekara A.U., Albert A., Alfaro R. et al. // Astrophys. J. 2019. V. 881. No. 2. P. 134.
27. Tluczykont M., Budnev N., Astapov I. et al. // Proc. Magellan Workshop: Connecting Neutrino Physics

- and Astronomy, Deutsches Elektronen-Synchrotron, DESY: Magellan Workshop (Hamburg, 2016). P. 1.
28. *Knoetig M.L., Biland A., Bretz T. et al.* // Proc. 33th ICRC. 2013. V. 33. P. 1132.
29. *Griffin S., VERITAS Collaboration* // Proc. 34th ICRC. 2015. V. 34. P. 989.
30. *Guberman D., Cortina J., Garcia R. et al.* // Proc. 34th ICRC. 2015. V. 34. P. 1237.

The expected characteristics of the Cherenkov telescope TAIGA-IACT equipped with SiPM detectors

E. E. Kholupenko^{1, *}, A. M. Krassilchtchikov¹, D. V. Badmaev¹, A. A. Bogdanov¹

¹*Ioffe Institute, St. Petersburg, 194021 Russia*

**e-mail: eugene@astro.ioffe.ru*

Monte-Carlo modeling of effective area and count rate of the TAIGA-IACT Cherenkov gamma-ray telescope unit with an upgraded camera based on SiPM OnSemi MicroFJ-60035 detectors and optical filters SL 290-590 and SL 290-590 has been carried out. It has been shown that with the SL 290-590 filter the threshold detection energy of the telescope would be improved compared with its current PMT-based configuration and would reach about 0.4 TeV. With the narrow band UV filter SL 290-590 the estimated threshold would reach about 0.7 TeV, which is a reasonable value for a 10 m² class IACT, especially because with a SiPM-based telescope it will be possible to carry out observations during moonlit nights and at twilight without a substantial increase of the threshold. One may conclude that an upgraded TAIGA-IACT unit will be an efficient instrument for studies of TeV-band gamma-ray emission of various cosmic objects.

УДК 524.1

СПЕКТРЫ И УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ АТМОСФЕРНЫХ НЕЙТРИНО И МЮОНОВ ОТ РАСПАДА ОЧАРОВАННЫХ ЧАСТИЦ

© 2024 г. М. Н. Сороковиков^{1,*}, А. Д. Морозова^{1,2}, Т. С. Синеговская³,
С. И. Синеговский^{1,2}

¹Международная межправительственная организация «Объединенный институт ядерных исследований»,
Дубна, Россия

²Федеральное государственное бюджетное учреждение высшего образования «Иркутский государственный
университет», Иркутск, Россия

³Федеральное государственное бюджетное учреждение высшего образования «Иркутский государственный
университет путей сообщения», Иркутск, Россия

*E-mail: sorokovikov@jinr.ru

Поступила в редакцию 24.05.2023

После доработки 15.11.2023

Принята к публикации 30.11.2023

Выполнен новый расчет атмосферных лептонов — мюонных нейтрино и мюонов от распадов очарованных частиц ($D^\pm$, D^0 , $\bar{D}^0$, Λ_c) — для той же модели адронного каскада, которая использовалась в расчетах характеристик атмосферных лептонов от распадов π - и K -мезонов. Построены спектральные зенитно-угловые распределения (D , Λ_c)-лептонов и (π , K)-лептонов. Найдены интервалы кросс-энергии, в которых (D , Λ_c)-лептоны дают вклад, сопоставимый с потоками (π , K)-мюонов и нейтрино. Показана возможность обнаружения (D , Λ_c)-нейтрино на эксперименте при энергиях много ниже кросс-энергии.

DOI: 10.31857/S0367676524030247, EDN: QKLVTS

ВВЕДЕНИЕ

Нейтрино высоких энергий от распадов мезонов и барионов, рождающихся в адронных взаимодействиях космических лучей (КЛ) с атмосферой Земли, образуют неустраняемый фон в задаче детектирования нейтрино от удаленных астрофизических источников. Атмосферные мюоны являются важным объектом исследования hA -взаимодействий при высоких энергиях и инструментом изучения характеристик КЛ. Расчет энергетического спектра и зенитно-углового распределения атмосферных мюонов и нейтрино как фона актуален для обработки данных нейтринных телескопов Baikal-GVD [1, 2], IceCube [3], ANTARES [4] и KM3NeT [5].

Потоки атмосферных нейтрино и мюонов включают две компоненты, различающиеся спектром и зенитно-угловым распределением. Анизотропная составляющая (от распадов π - и K -мезонов) характеризуется более мягким спектром — это (π , K)-нейтрино и мюоны (conventional). Квазиизотропный поток лептонов формируется при высоких энергиях (≥ 100 ТэВ) в результате рождения и распада очарованных адронов ($D^\pm$, D^0 , $\bar{D}^0$, Λ_c), он имеет более жесткий спектр — это (D , Λ_c)-лептоны (prompt). Несмотря на

многолетние усилия эта компонента все еще не обнаружена экспериментально.

На эксперименте (D , Λ_c)-лептоны пытаются обнаружить по спектральной характеристике, ориентируясь на возможную область значений кросс-энергии вблизи тех, что предсказываются в расчетах. В настоящей работе показана перспективная возможность поиска (D , Λ_c)-компоненты, основанная на анализе зенитно-углового усиления атмосферных лептонов.

Использована следующая схема исследования: 1) расчет сечений рождения очарованных частиц в hA -соударениях в рамках обновленной версии модели кварк-глюонных струн [6, 7], параметры которой были изменены [8] с учетом данных экспериментов при высоких энергиях; 2) расчет дифференциальных спектров атмосферных лептонов для отдельных зенитных углов; 3) расчет зенитно-углового усиления как функции энергии для (π , K)-компоненты (спектральное зенитно-угловое распределение); 4) расчет основных характеристик атмосферных (D , Λ_c)-лептонов, в том числе вычисление кросс-энергии, вблизи которой поток (D , Λ_c)-нейтрино становится сравнимым по величине с потоком (π , K)-нейтрино (кросс-энергия).

СПЕКТРЫ АТМОСФЕРНЫХ ЛЕПТОНОВ ОТ (π, K) -РАСПАДОВ

В работе используется расчет потоков атмосферных мюонов и мюонных нейтрино от (π, K) -распадов [9—17], выполненный на основе оригинального метода решения уравнений атмосферного адронного каскада при высоких энергиях (метод $Z(E, h)$ -функций) [9—12] для модели hA -взаимодействий QGSJET-II-03 [18—20] и модели Кимеля—Мохова (КМ) [21, 22] с использованием параметризации спектра космических лучей H3a [23].

Предсказания потока (π, K) -нейтрино для КМ и QGSJET-II-03 оказались [16, 17] близкими и хорошо согласующимися с экспериментальными данными, в том числе и с недавними измерениями ANTARES [4] и IceCube [24, 25].

ХАРАКТЕРИСТИКИ СПЕКТРА АТМОСФЕРНЫХ (D, Λ_c) -ЛЕПТОНОВ

Лептоны от распадов очарованных частиц рассчитаны в рамках того же метода $Z(E, h)$ -функций, что и (π, K) -компонента. Все представленные в работе результаты получены для спектра КЛ Хилла-с—Гайссера H3a.

Расчет сечений рождения очарованных частиц был выполнен в рамках модели кварк-глюонных струн (МКГС или QGSM) [6, 7]. МКГС — непертурбативный подход, описывающий мягкие адронные процессы. Для расчета сечений рождения чарма существенную роль играет интересепт $s\bar{s}$ -траектории Редже $\alpha_\psi(0)$. Экспериментальные данные о рождении очарованных частиц последних лет указывают на предпочтительность линейной $s\bar{s}$ -траектории Редже с $\alpha_\psi(0) = -2.2$, которая учитывает эффекты за рамками теории возмущений (ТВ). Нелинейную траекторию Редже и интересепт $\alpha_\psi(0) = 0$ получают из расчетов в рамках ТВ КХД, однако надежность расчетов в первых порядках ТВ для сравнительно небольших передач энергии невысока. Неопределенность интересепта влияет на потоки (D, Λ_c) -нейтрино: расчет с $\alpha_\psi(0) = -2.2$ в 2 раза меньше потока для $\alpha_\psi(0) = 0$ (ширина полосы на рис. 1а).

Параметр МКГС a_1 обеспечивает различие между лидирующей и нелидирующей фрагментацией (усиливает фрагментацию валентных кварков). Нет ясных аргументов для выбора значения и этого параметра, и разные авторы используют различные значения, среди которых выделяются два крайних: $a_1 = 30$ [6] и $a_1 = 2$ [26]. Неопределенность, вносимая в потоки (D, Λ_c) -лептонов параметром a_1 , составляет ~ 10 — 20% (узкая полоса на рис. 1б и 1в).

Дифференциальный спектр (D, Λ_c) -нейтрино для модели QGSM показан на рис. 1а (широкая полоса) вместе со спектрами (π, K) -нейтрино. Здесь же представлены спектры, рассчитанные другими авторами в рамках иных моделей рождения

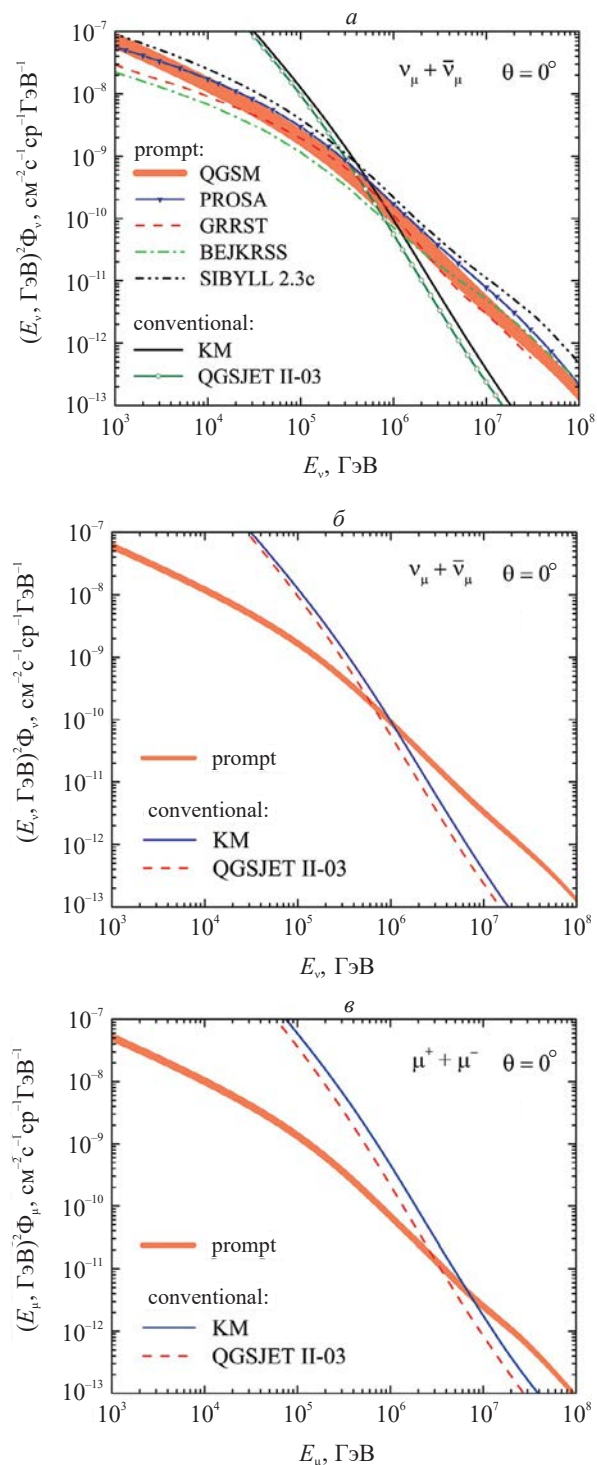


Рис. 1. Дифференциальные спектры атмосферных лептонов вблизи вертикали: широкая полоса (а) — спектр мюонных (D, Λ_c) -нейтрино в модели QGSM + H3a; линии вдоль полосы — результаты расчетов со спектром H3a других моделей рождения очарованных частиц; две кривые, пересекающие широкую полосу, — спектры (π, K) -нейтрино для моделей КМ и QGSJET II-03; узкие полосы — (D, Λ_c) -нейтрино, пересекающие линии (π, K) -лептонов. Спектры (π, K) -лептонов рассчитаны для двух моделей адрон-ядерных взаимодействий — КМ + H3a (сплошная линия) и QGSJET II-03 + H3a (штриховая линия).

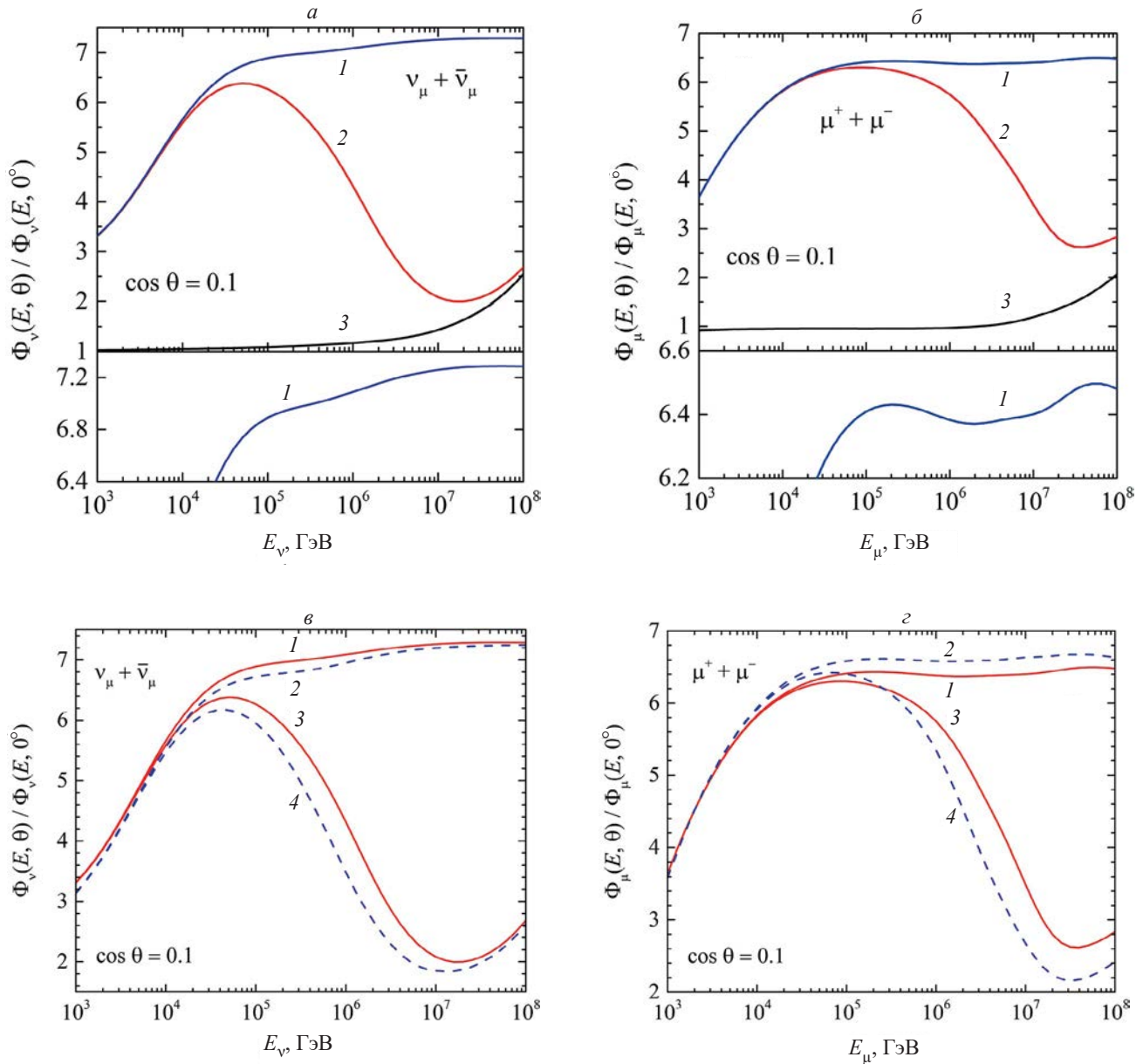


Рис. 2. Спектральное зенитно-угловое усиление дифференциальных потоков атмосферных нейтрино (а) и мюонов (б), рассчитанное для зенитного угла $\theta \approx 84.26^\circ$: 1 — (π, K) -лептоны (КМ); 2 — суммарный спектр КМ + QGSM; 3 — (D, Λ_c) -лептоны (QGSM); панели внизу (а, б) — (π, K) -лептоны с лучшим разрешением, на которых видна немонотонность анизотропии, отражающая последовательное “включение” и насыщение доминирующих источников — от вкладов двух-частичных распадов заряженных пионов и каонов, к трехчастичным полулептонным распадам заряженных и нейтральных каонов. Это приводит к широкому распределению с “горбами”; 2-й горб (мюоны) как раз отвечает редкому $\Gamma_{\mu}/\Gamma \approx 4 \times 10^{-4}$ полулептонному распаду короткоживущего нейтрального каона K_S (время жизни 0.9×10^{-10} с). Влияние модели адронного каскада на спектральное зенитно-угловое усиление потоков атмосферных нейтрино (в) и мюонов (г): 1 — (π, K) -лептоны для модели КМ; 2 — (π, K) -лептоны для модели QGSJET II-03; 3 — суммарный спектр КМ + QGSM; 4 — то же, что и 3, но для модели QGSJET II-03 + QGSM.

чарма: SIBYLL 2.3c [27], BEJRSS [28], GRRST [29], PROSA [30, 31]. На рис. 1б и 1г показано сравнение вертикальных спектров (D, Λ_c) -лептонов в QGSM (узкая полоса) со спектрами (π, K) -лептонов. Кросс-энергия является полезной, но не единственной меткой, позволяющей на эксперименте обнаружить превышение сигнала над ожидаемым

от атмосферных (π, K) -нейтрино. Кросс-энергия нейтрино с учетом полосы неопределенности: 550—675 ТэВ (QGSJET II-03) и 0.95—1.15 ПэВ (КМ). Для мюонов — 2.5—3.5 ПэВ (QGSJET II-03) и 6—8 ПэВ (КМ).

На рис. 2 представлено отношение дифференциальных спектров лептонов для двух крайних

значений зенитного угла — вблизи горизонтали и вертикали. Это спектральное зенитно-угловое усиление (анизотропия потока атмосферных лептонов), которое можно вычислить для любого угла. Отдельно показаны усиления (D , Λ_c)-лептонов и (π , K)-компоненты, а также их суммарного спектра (KM + QGSJ, QGSJET II-03 + QGSJ). Анизотропия потоков (D , Λ_c)-лептонов вычислена для параметров $\alpha\Psi(0) = -2.2$ и $a_1 = 2$.

Влияние модели адронного каскада на анизотропию потоков атмосферных лептонов показано на рис. 2в и 2г. Различие усиления (π , K)-нейтрино (и мюонов) для моделей KM и QGSJET II-03 не превышает 5%, тогда как (π , K)-потоки для этих моделей отличаются до $\sim 50\%$ (см. рис. 1б и 1в).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, выполнен новый расчет и новый анализ (D , Λ_c)-компоненты атмосферных лептонов. Найдены интервалы энергий, в которых (D , Λ_c)-нейтрино и мюоны дают вклад в потоки, сопоставимый с вкладом (π , K)-нейтрино и мюонов.

Новый анализ позволил увидеть интересное поведение анизотропии потока нейтрино с ростом энергии. В области энергий, на порядок меньших кросс-энергии дифференциальных спектров, кривая анизотропии потока нейтрино заметно деформируется вкладом дополнительного источника — нейтрино от распадов очарованных адронов. При отсутствии явных экспериментальных доказательств существования (D , Λ_c)-компоненты появление максимума анизотропии атмосферных нейтрино в измерениях будет фактом, свидетельствующим об экспериментальном обнаружении атмосферных (D , Λ_c)-нейтрино. Резко изменяющаяся с ростом энергии анизотропия на фоне ожидавшегося для (π , K)-компоненты — фактор, который при достаточной точности экспериментальных измерений спектра и углового распределения атмосферных нейтрино может быть использован для обработки данных нейтринных экспериментов.

Работа выполнена на УНУ “Астрофизический комплекс МГУ—ИГУ”, поддержана Минобрнауки России (соглашение ЕВ-075-15-2021-675, гос. задание FZZE-2022-0001, FZZE-2020-0017, FZZE-2020-0024).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Аврорин А.В., Аврорин А.Д., Айнутдинов В.М. и др. (Коллаборация Baikal-GVD) // ЖЭТФ. 2022. Т. 161. № 4. С. 476; Avrorin A.V., Avrorin A.D., Aynutdinov V.M. et al. (Baikal-GVD Collaboration) // JETP. 2022. V. 134. No. 4. P. 399.
2. Аврорин А.В., Аврорин А.Д., Айнутдинов В.М. и др. (Коллаборация Baikal-GVD) // Изв. РАН. Сер. физ. 2019. Т. 83. № 8. С. 1016; Avrorin A.D., Avrorin A.V., Aynutdinov V.M. et al. (Baikal-GVD Collaboration) // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2019. V. 83. No. 8. P. 921.
3. Abbasi R., Ackermann M., Adams J. et al. (IceCube Collaboration) // Astrophys. J. 2022. V. 928. No. 1. Art. No. 50.
4. Albert A., Alves S., Andre M. et al. (ANTARES Collaboration) // Phys. Lett. B. 2021. V. 816. Art. No. 136228.
5. Ageron M., Aiello S., Ameli F. et al. (KM3NeT Collaboration) // Eur. Phys. J. C. 2020. V. 80. No. 2. Art. No. 99.
6. Кайдалов А.Б., Пискунова О.И. // Ядерн. физика. 1986. Т. 43. С. 1545.
7. Кайдалов А.Б. // Ядерн. физика. 2023. Т. 66. № 11. С. 2044; Kaidalov A.B. // Phys. Atom. Nucl. 2003. V. 66. No. 11. P. 1994.
8. Sinegovsky S.I., Sorokovikov M. N. // Eur. Phys. J. C. 2020. V. 80. Art. No. 34.
9. Kochanov A.A., Sinegovskaya T.S., Sinegovsky S.I. // Astropart. Phys. 2008. V. 30. P. 219.
10. Sinegovskaya T.S., Morozova A.D., Sinegovsky S.I. // Phys. Rev. D. 2015. V. 91. Art. No. 063011.
11. Sinegovsky S.I., Kochanov A.A., Sinegovskaya T.S. et al. // Int. J. Mod. Phys. A. 2010. V. 25. P. 3733.
12. Кочанов А.А., Синеговская Т.С., Синеговский С.И. // ЖЭТФ. 2013. Т. 143. С. 459; Kochanov A.A., Sinegovskaya T.S., Sinegovsky S.I. // JETP. 2013. V. 116. P. 395.
13. Морозова А.Д., Кочанов А.А., Синеговская Т.С. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2017. Т. 81. № 4. С. 555; Morozova A.D., Kochanov A.A., Sinegovskaya T.S. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2017. V. 81. No. 4. P. 516.
14. Кочанов А.А., Морозова А.Д., Синеговская Т.С. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2019. Т. 83. № 8. С. 1030; Kochanov A.A., Morozova A.D., Sinegovskaya T.S. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2019. V. 83. No. 8. P. 933.
15. Kochanov A.A., Morozova A.D., Sinegovskaya T.S. et al. // J. Phys. Conf. Ser. 2019. V. 1181. Art. No. 012054.
16. Кочанов А.А., Морозова А.Д., Синеговская Т.С. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 4. С. 570; Kochanov A.A., Morozova A.D., Sinegovskaya T.S. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 4. P. 433.
17. Kochanov A.A., Morozova A.D., Sinegovskaya T.S. et al. // arXiv: 2109.13000. 2021.
18. Калмыков Н.Н., Остапченко С.С., Павлов А.И. // Изв. РАН. Сер. физ. 1994. Т. 58. № 12. С. 21; Kalmykov N.N., Ostapchenko S.S., Pavlov A.I. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 1994. V. 8. P. 1966.
19. Kalmykov N.N., Ostapchenko S.S., Pavlov A.I. // Nucl. Phys. B. (Proc. Suppl.) 1997. V. 52. P. 17.

20. *Ostapchenko S.* // Nucl. Phys. B. (Proc. Suppl.). 2008. V. 175—176. P. 73.
21. *Кимель Л.Р., Мохов Н.В.* // Изв. вузов. Физ. 1974. Т. 17. № 10. С. 17.
22. *Калиновский А.Н., Мохов Н.В., Никитин Ю.П.* Прохождение частиц высоких энергий через вещество. М.: Энергоатомиздат, 1985. 248 с.
23. *Gaisser T.K.* // Astropart. Phys. 2012. V. 35. P. 801.
24. *Aartsen M.G., Ackermann M., Adams J. et al. (IceCube Collaboration)* // Eur. Phys. J. C. 2015. V. 75. Art. No. 116.
25. *Aartsen M.G., Ackermann M., Adams J. et al. (IceCube Collaboration)* // Eur. Phys. J. C. 2017. V. 77. Art. No. 692.
26. *Аракелян Г.Г.* // Ядерн. физика. 1998. Т. 61. С. 1682; *Arakelyan G. H.* // Phys. Atom. Nucl. 1998. V. 61. No. 9. P. 1570.
27. *Fedynitch A., Riehn F., Engel R. et al.* // Phys. Rev. D. 2019. V. 100. Art. No. 103018.
28. *Bhattacharya A., Enberg R., Jeong Y.S. et al.* // JHEP. 2016. V. 2016. No. 11. Art. No. 167.
29. *Gauld R., Rojo J., Rottoli L. et al.* // JHEP. 2016. V. 2016. No. 2. Art. No. 130.
30. *Zenaiev O., Garzelli M.V., Lipka K. et al. (PROSA Collaboration)* // JHEP. 2020. V. 2020. No. 4. Art. No. 118.
31. *Garzelli M.V., Moch S., Zenaiev O. et al. (PROSA Collaboration)* // JHEP. 2017. V. 2017. No. 5. Art. No. 4.

Spectra and angle distributions of the atmospheric neutrinos and muons from the charm particle decays

M. N. Sorokovikov^{1, *}, A. D. Morozova^{1, 2}, T. S. Sinegovskaya³, S. I. Sinegovsky^{1, 2}

¹*Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, 141980 Russia*

²*Irkutsk State University, Irkutsk, 664003 Russia*

³*Irkutsk State Transport University, Irkutsk, 664074 Russia*

* e-mail: sorokovikov@jinr.ru

A new calculation of the prompt component of atmospheric leptons — muon neutrinos and muons from the decays of charmed particles is performed for the same hadron cascade model that was used in calculating the characteristics of atmospheric leptons from the decays of π - and K -mesons. Spectral zenith-angular distributions of prompt and (π , K)-leptons are obtained. The cross-energy intervals are found for which the prompt lepton fluxes contribution comparably to the fluxes of (π , K)-muons and neutrinos. The possibility is shown of the prompt neutrinos detecting at energies much lower of the cross-energy.

УДК 524.1-352

ПРОЕКТ СФЕРА: РАЗВИТИЕ МЕТОДА ОТРАЖЕННОГО ЧЕРЕНКОВСКОГО СВЕТА

© 2024 г. Е. А. Бонвеч^{1, *}, Д. В. Чернов¹, В. С. Латыпова², К. Ж. Азра², В. И. Галкин^{1, 2},
В. А. Иванов², Д. А. Подгрудков^{1, 2}, Т. М. Роганова¹

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования “Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова”, Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скобельцына, Москва, Россия

²Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования “Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова”, Физический факультет, Москва, Россия

*E-mail: bonvetch@yandex.ru

Поступила в редакцию 24.05.2023

После доработки 15.11.2023

Принята к публикации 30.11.2023

На основании опыта успешной реализации аэростатного эксперимента СФЕРА-2 планируется дальнейшее развитие метода изучения первичных космических лучей путем регистрации отраженного черенковского света широких атмосферных ливней. Показана возможность одновременной регистрации прямого и отраженного черенковского света широких атмосферных ливней. Обсуждается перспектива создания новой установки СФЕРА-3, приводятся первые результаты моделирования.

DOI: 10.31857/S0367676524030256, EDN: QKLIEN

ВВЕДЕНИЕ

Более 50 лет назад было обнаружено изменение наклона энергетического спектра первичных космических лучей (ПКЛ) около 3 ПэВ, и до сих пор обнаруживаются все новые особенности в структуре спектра космических лучей сверхвысоких энергий (более 1 ПэВ). Причину возникновения этих неоднородностей связывают с изменением состава ПКЛ, который, в свою очередь, способен дать важную информацию о механизмах ускорения и устройстве источников космических лучей. Вопрос о составе первичных космических лучей сверхвысоких энергий в настоящее время далек от окончательного решения [1–4]. Экспериментальной группе KASCADE-Grande удалось выделить спектры двух групп ядер [5], более детальной классификации мешает неопределенность модели сильного взаимодействия. Результаты различных экспериментов по среднему логарифму массового числа в области энергий ~ 10 ПэВ отличаются в несколько раз [4–8].

В области сверхвысоких энергий космические лучи изучаются большими наземными установками непрямых методами по компонентам широких атмосферных ливней (ШАЛ), включая излучение Вавилова—Черенкова или черенковское излучение. Черенковские части установок TAIGA [9],

LHAASO [10], NICHE [11] строят процедуру оценки среднего логарифма массового числа по вычисляемому параметру — глубине максимума развития ливня $X_{\max}$, который, в свою очередь, рассчитывается из непосредственно наблюдаемых характеристик ливня по зависимостям, полученным на основе моделирования. Таким образом, $X_{\max}$ выступает в качестве промежуточного параметра между измеренными величинами и массой первичной частицы, что не может не сказаться на погрешности ее оценки. К тому же оценка массы таким способом зависит от используемой в расчетах модели ядерного взаимодействия.

В проекте СФЕРА космические лучи с энергиями в диапазоне 1–1000 ПэВ изучаются методом регистрации отраженного от снега черенковского света ШАЛ. Метод проекта СФЕРА основан на идее А. Е. Чудакова регистрировать черенковский свет ШАЛ, отраженный от поверхности земли, фотоприемниками, поднятыми над поверхностью с помощью летательных аппаратов [12]. Подробно история развития метода описана в [13]. Первой успешной реализацией метода был эксперимент СФЕРА-1, позволивший проверить жизнеспособность метода и измерить первичный спектр космических лучей [14]. Дальнейшим развитием метода стал эксперимент СФЕРА-2 [15], основные физические результаты которого приведены

в работе [13]. В настоящей работе впервые формулируется идея одновременной регистрации прямого и отраженного черенковского света одного и того же ШАЛ и показывается принципиальная возможность провести такое измерение. В развитие метода планируется создание новой установки СФЕРА-3.

В отличие от разреженных наземных установок, где расстояние между черенковскими детекторами редко бывает менее 100 м, площадь наблюдения установки типа СФЕРА непрерывна, регистрируется полный поток черенковского света ШАЛ. Это уменьшает систематические ошибки определения энергии первичной частицы.

С другой стороны, в проекте СФЕРА измеряются пространственное распределение черенковского света ШАЛ и, в частности, интенсивность света в приосевой области — чувствительные характеристики развития ливня к типу первичной частицы. В проекте используется способ построения критерия разделения первичных масс [16, 17], основанный на форме непосредственно измеряемых распределений, поэтому критерии слабо зависят от модели ядерного взаимодействия, что уменьшает систематические погрешности эксперимента также и в задаче определения массового состава ПКЛ. Для эффективного использования этого критерия необходима аппроксимация функции пространственного распределения черенковского света ШАЛ, с высокой точностью

описывающая распределение света в области около оси ливня. Такая функция описывается в данной статье.

КЛАССИФИКАЦИЯ СОБЫТИЙ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ СФЕРА-2

Измерения с установкой СФЕРА-2 [15] проводились над заснеженной поверхностью озера Байкал в 2008—2013 гг. [18]. Установка поднималась на привязном аэростате на высоту 300—900 м над поверхностью озера. Черенковский свет ШАЛ, дойдя до поверхности Земли, диффузно отражается от снежной поверхности, как от белого экрана. Установка СФЕРА-2, поднятая на привязном аэростате, регистрировала часть света, отраженную в ее направлении, мозаикой из 109 фотоумножителей ФЭУ-84-3. За 2011—2013 гг. было зарегистрировано 32 000 триггерных событий.

Полное время сохраняемой осциллограммы амплитудного профиля сигнала для одного события составляет 12 мкс с дискретностью 12.5 нс, в том числе 5 мкс до триггера. Через 6 мкс после триггера подается калибровочный светодиодный синхроимпульс, который также попадает в окно оцифровки события. На рис. 1а приведено типичное представление временной развертки зарегистрированного установкой СФЕРА-2 отраженного черенковского света ШАЛ. Она представляет собой характерную “змейку” импульсов средней длины,

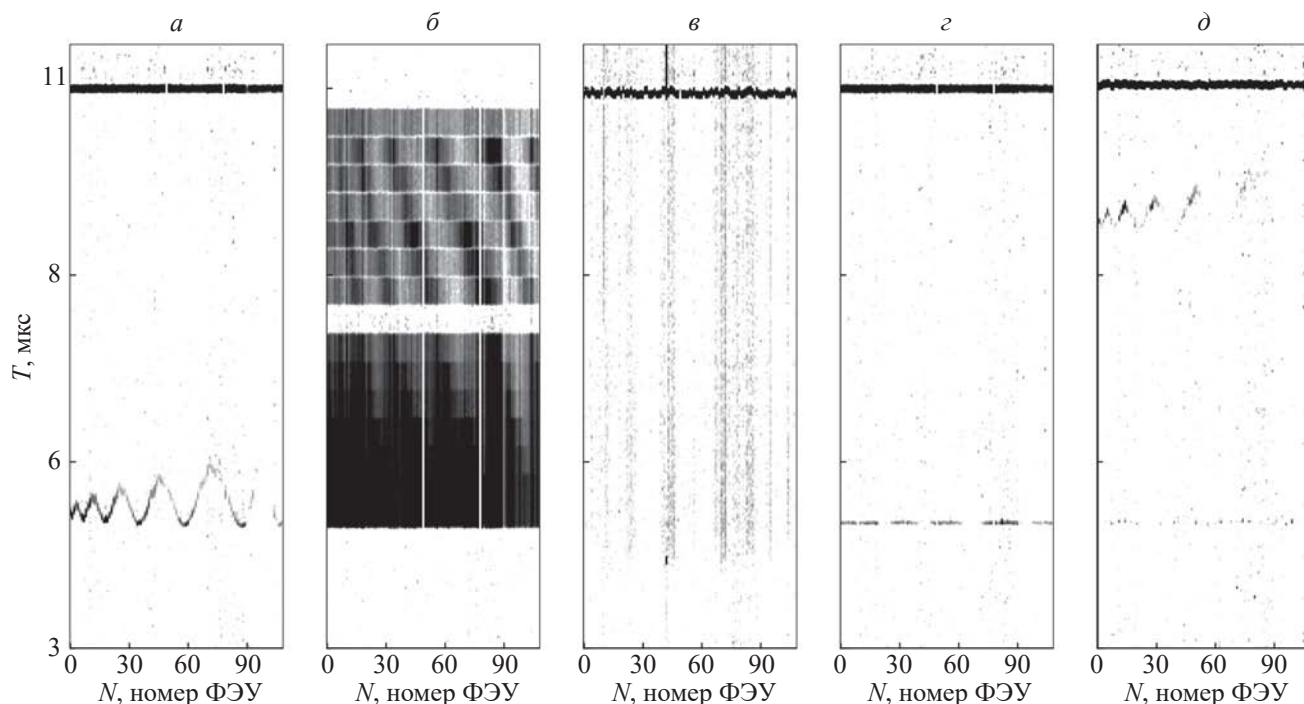


Рис. 1. Примеры событий различных типов, зарегистрированные в эксперименте СФЕРА-2: а — отраженный черенковский свет ШАЛ; б — калибровочное событие; в — “длительное” шумовое событие; г — “короткое” шумовое событие; д — событие с прямым и отраженным черенковским светом.

не превышающей 300 нс в каждом измерительном канале. Подробное описание способа построения такого представления событий изложено в [13].

Начиная с 2012 г. каждое триггерное событие сопровождается калибровочным [19]. Через 12 мкс после срабатывания триггера происходит засветка мозаики фотоумножителей светодиодами, формируется калибровочный кадр. На рис. 1б представлено типичное калибровочное событие, сопровождающее триггерное.

Помимо этих двух типов полезных событий регистрируются также шумовые, разделяющиеся на “короткие” и “длительные”. В “длительных” событиях, пример которых приведен на рис. 1в, сигналы в измерительных каналах длятся более 7 мкс и заканчиваются за пределами окна оцифровки события. Интерпретацией таких событий могут быть какие-либо электрические явления, например, разряды статического напряжения на фотокатодах ФЭУ.

“Короткое” событие (рис. 1г) представляет собой строго одновременные короткие, длительностью не более 60–90 нс, импульсы в нескольких ФЭУ в области триггера. Временная структура импульсов — синхронное появление коротких импульсов в нескольких каналах, вместе с их пространственным распределением — появлением сигналов в соседних каналах мозаики в виде связной полосы, указывает на их неслучайный характер. Случайная наводка на электронике будет ассоциироваться по электронным платам, но не будет проявляться на разных платах, как это происходит в установке. Наводка на подводящих кабелях будет случайной, так как укладка кабелей шла в случайном порядке. Попадание в стекла фотокатодов частиц от близко прошедшего ШАЛ будет относительно равномерно рассеивать сигналы по мозаике. Наблюдаемое же в “коротких” событиях распределение света полосою скорее характерно для засвечивания мозаики коротким импульсом света через зазоры в зеркале. Зеркало установки не сплошное, оно составлено из нескольких сегментов (см. [15]). Так как зазоры прямые, то засветка должна ложиться полосами, что и наблюдается. С учетом влияния усиления ФЭУ и электроники физический импульс света для зарегистрированных “коротких” событий не должен превышать 10–15 нс. Столь короткий импульс света возможен только для прямого черенковского света ШАЛ, попадающего на ФЭУ через щели в зеркале.

ОДНОВРЕМЕННАЯ РЕГИСТРАЦИЯ ПРЯМОГО И ОТРАЖЕННОГО ЧЕРЕНКОВСКОГО СВЕТА ШАЛ

Среди событий, классифицированных как “короткий шумовой” найдено событие, представленное на рис. 1д. Оно было зарегистрировано установкой, находящейся на высоте 603 м над снежной поверхностью. В области триггера присутствуют короткие,

длительностью 50–80 нс, импульсы в нескольких ФЭУ, характерные для “коротких” событий. Отраженный черенковский свет зарегистрирован на 4 мкс позже триггера. За 4 мкс свет проходит расстояние 1200 м. Зенитный угол наклона оси данного события 17°. Это позволяет утверждать, что в одном событии зарегистрирован прямой черенковский свет ливня, идущего вниз к земле, а потом, через 4 мкс, отраженный от снега черенковский свет. Длительность импульса 50–80 нс согласуется с проведенным нами моделированием прямого черенковского света ШАЛ от протона с энергией 10 ПэВ на высоте 603 м над поверхностью озера Байкал.

Данное “двойное” событие было зарегистрировано случайно. В конструкции зеркала установки СФЕРА-2 имелись технологические зазоры, через которые прямой черенковский свет ШАЛ смог попасть на мозаику. При проектировании новой установки СФЕРА-3 будет рассмотрена возможность регистрации прямого и отраженного черенковского света одного события.

ОЦЕНКА ВЕРОЯТНОСТИ ДВОЙНОЙ РЕГИСТРАЦИИ СВЕТА

Для регистрации прямого и отраженного света одного ШАЛ ливень должен иметь зенитный угол, не превышающий угол обзора детектора. Иначе ось ливня, проходящего в непосредственной близости от установки, будет находиться за пределами поля зрения детектора на отражающей снежной поверхности. Рассмотрим установку с половинным углом обзора 22°, расположенную на некоторой высоте над снежной поверхностью и регистрирующую прямой черенковский свет ШАЛ на расстоянии до 150 м от оси ливня. Будем считать в первом приближении, что он распределен анизотропно и его плотность постоянна на этих расстояниях от оси. На уровне снежной поверхности в пределах поля зрения установки рассмотрим равномерное распределение осей ШАЛ с зенитными углами в диапазоне от 0 до максимального угла, при котором возможна двойная регистрация ливня, и азимутальными углами, равномерно распределенными в пределах от 0 до 2π. Событие считается зарегистрированным если его ось прошла не далее 150 м от детектора в воздухе. При приведенных условиях получены следующие оценки возможности двойного детектирования: 39% — для высоты установки 500 м; 12% — для высоты 1000 м; 6% — для высоты 1500 м.

Для получения более точных оценок необходимо учесть пространственно-угловое распределение фотонов прямого черенковского света, форму и площадь входного отверстия для прямого черенковского света, пороговые значения для триггерного условия регистрации, а также угловое распределение ШАЛ у земной поверхности. Такие расчеты ведутся.

Регистрация черенковского света одного ШАЛ двумя разными способами позволит лучше оценивать параметры первичной частицы, в частности, ее массу. Это утверждение основано на предыдущих работах авторов [16, 20] в рамках проекта “Памир-XXI”, предусматривающего использование углового распределения прямого черенковского света ШАЛ для разделения событий по массе первичных ядер. Было показано, что при рациональном использовании формы углового распределения можно успешно разделить весь спектр масс на три группы. При этом ливни от протонов принимаются за ливни от ядер азота (и наоборот) не более чем в 10% случаев. Аналогичные результаты получены для пары азот-железо. Естественно, само по себе деление всего потока событий на группы не является конечной целью, но критерии, способные осуществить такую классификацию, содержат настроенные критериальные параметры, служащие по существу мерами первичной массы. Поэтому идея использования одновременных измерений отраженного от снега и прямого черенковского света одного ШАЛ дает надежду существенно повысить чувствительность телескопа к первичной массе. О результирующем разрешении по массе пока говорить рано, но потенциал у этого подхода, безусловно, есть.

АППРОКСИМАЦИЯ ФПР

В задачи экспериментов проекта СФЕРА входит оценка массы первичной частицы. Критериальный параметр, используемый в критерии для оценки массы [21, 22], определяется как отношение интегралов полного числа черенковских фотонов, измеряемых на основе формы пространственного распределения черенковского света ШАЛ, в кольцах с различными радиусами. Сам критерий выглядит как пограничное значение параметра, разделяющее две классовые области. При использовании такого критерия для достижения минимальных ошибок классификации

необходимо сохранить важную информацию о массе первичной частицы, содержащуюся в форме поперечного распределения света вблизи оси ливня, поэтому используемая функция должна хорошо аппроксимировать характеристики ШАЛ в области от 0 до 300 м.

Для целей моделирования установки типа СФЕРА распределение $I(R)$ черенковского света ШАЛ на поверхности земли аппроксимируется с помощью функции вида

$$F = \frac{p_0}{(1 + p_1 R + p_2 R^2 + p_3 R^3)} w_1 + \frac{p_4}{(1 + p_5 R + p_6 R^2)} w_2. \quad (1)$$

Здесь

$$w_1 = \frac{1}{(1 + \exp((R - R_{ch}) / s))};$$

$$w_2 = \frac{1}{(1 + \exp(-(R - R_{ch}) / s))}, \quad (2)$$

где R — расстояние от оси ливня; p_1 – p_6 , R_{ch} — подбираемые параметры.

Функция аппроксимации F пространственного распределения черенковского света ШАЛ (рис. 2а) отклоняется от модели $I(R)$ менее чем на 5% в области 0–500 м от оси ливня (рис. 2б). В подавляющем большинстве случаев на расстояниях от 0 до 400 м относительная погрешность аппроксимации не превышает 2%. Такая точность функции аппроксимации пространственного распределения черенковского света ШАЛ подходит для использования критерия первичной массы. Подробности моделирования, проведенного для поиска данной аппроксимации, изложены в [23]. Аппроксимация (1) изначально предназначалась для обработки событий эксперимента СФЕРА-2, но она может быть применена для любого эксперимента,

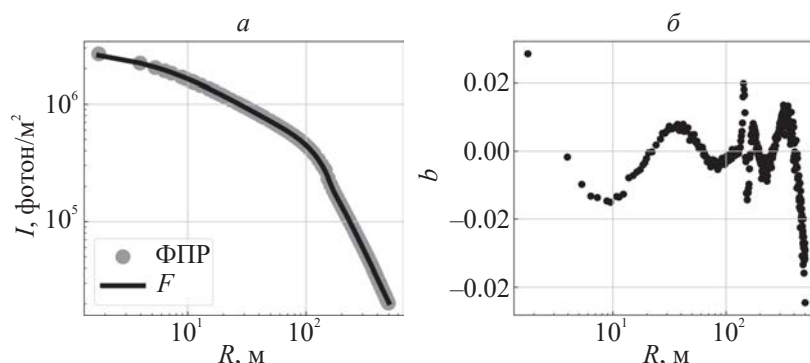


Рис. 2. Функция пространственного распределения черенковского света ШАЛ для индивидуального события ШАЛ (а). Серым отмечены точки моделирования $I(R)$, кривой обозначена аппроксимирующая функция F по формуле (1). Относительное отклонение аппроксимирующей кривой F от смоделированных точек (б).

который использует функцию пространственного распределения черенковского света ШАЛ на уровне поверхности Земли.

РАЗРАБОТКА УСТАНОВКИ СФЕРА-3

Для дальнейшего развития методов изучения первичных космических лучей проводится разработка новой установки СФЕРА-3 и идет поиск новых методов для определения типа первичной частицы. Основная цель новой установки заключается в изучении массового состава первичных космических лучей. Для этого необходимо увеличить пространственное разрешение и чувствительность детектора, а также время экспозиции по сравнению установкой СФЕРА-2. Высокое пространственное разрешение будет достигнуто за счет применения большого числа компактных и легких кремниевых фотоумножителей (SiPM). Большую чувствительность обеспечит широкоугольная оптическая система Шмидта с зеркалом большого диаметра и корректирующей линзой на входном окне диафрагмы. Увеличение времени экспозиции возможно при использовании в качестве носителя для детектора беспилотного летательного аппарата с гибридной силовой установкой. Для подъема установки на высоту до 2 км планируется использовать воздушный грузовик вертикального взлета с гибридным двигателем с возможностью работать как от аккумуляторов, так и от бензинового генератора.

В настоящее время рассматривается вариант конструкции установки с чувствительной площадью входного окна диафрагмы более 1 м^2 , диаметром зеркала — до 2200 мм, углом обзора — до 22° , количеством SiPM в детекторе — до 3000 (рис. 3). Для регистрации прямого черенковского света предполагается предусмотреть объектив в верхней части зеркала. Измерительная аппаратура будет расположена в конусе тени мозаики. Установка без аккумуляторов будет весить до 100 кг.

Возможность применения кремниевых фотоумножителей была рассмотрена в [24]. Прототип мозаики кремниевых фотоумножителей установки СФЕРА-3 применяется в установке SIT в составе астрономического комплекса TAIGA [25]. Для установки СФЕРА-3 рассматриваются варианты конструкции мозаики кремниевых фотоумножителей с сегментами, состоящими из 7 или 19 элементов. Для модели с сегментом из семи элементов на мозаике детектора умещается 379 таких сегментов, всего — 2653 кремниевых фотоумножителей, такой вариант представлен на рис. 3. Для данной модели мозаики и сферического зеркала с радиусом кривизны 140 см проведено моделирование образов черенковского света на основе данных о траектории и месте отражения фотонов от снежной поверхности, полученных с помощью пакета CORSIKA, по алгоритмам, аналогичным описанным в [26]. На рис. 4 приведены примеры полученных распределений черенковских фотонов на мозаике детектора от ШАЛ с первичной частицей — протоном при энергиях 5, 10 и 30 ПэВ.

В сравнении с установкой СФЕРА-2 для нового детектора ожидается понижение порога регистрации событий в 3–5 раз до 2–3 ПэВ, что увеличит банк событий до 10 раз за равное время экспозиции. Кроме того, ожидается кратное увеличение времени экспозиции за счет применения беспилотного летательного аппарата. Все это позволит уменьшить статистические ошибки измеренного спектра ПКЛ всех ядер и получить статистически значимый результат при анализе долей групп ядер ПКЛ.

Для повышения чувствительности установки к типу первичной частицы исследуется возможность получения дополнительных данных об интенсивности прямого черенковского света, а также возможность выделения доли ультрафиолетовой составляющей отраженного черенковского света ШАЛ в приосевой области, которая чувствительна

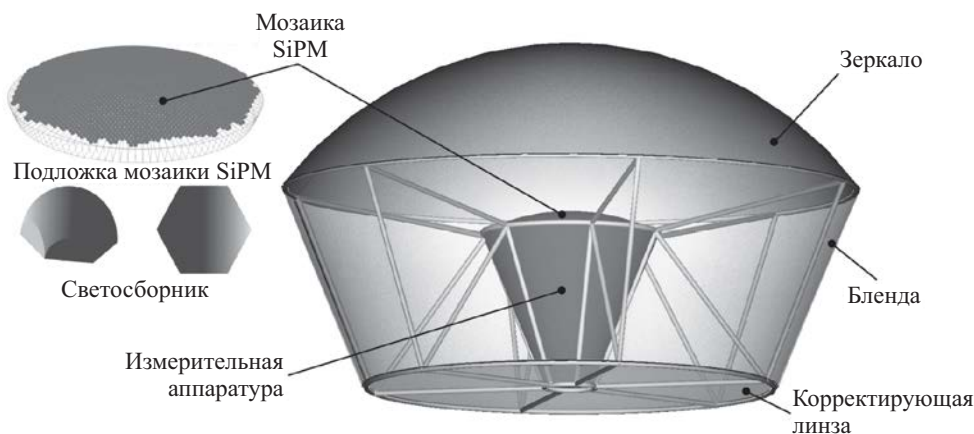


Рис. 3. Предварительная версия конструкции детектора СФЕРА-3.

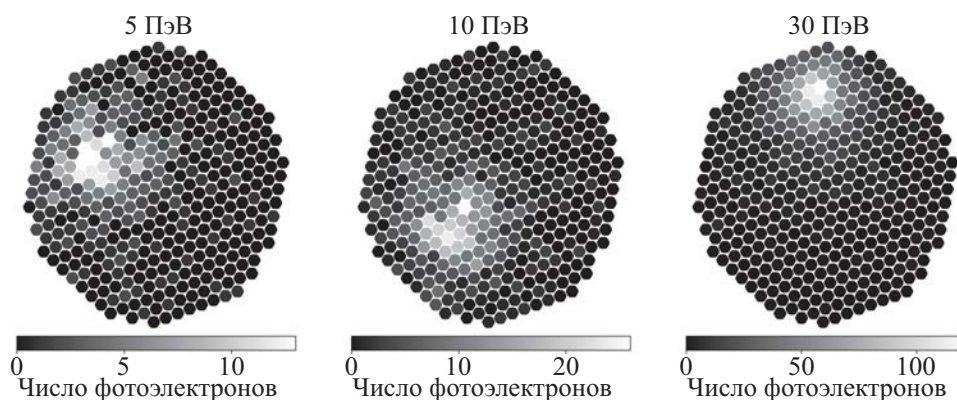


Рис. 4. Рассчитанные распределения черенковских фотонов на мозаике детектора СФЕРА-3 от первичного протона с энергиями 5, 10 и 30 ПэВ.

к изменениям каскада ШАЛ от различных типов ядер ПКЛ. Более подробно это обсуждается в работе [27].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В эксперименте СФЕРА-2 продемонстрирована возможность одновременного детектирования прямого и отраженного черенковского света одного и того же ШАЛ установкой, поднятой над поверхностью Земли. В новом детекторе проекта СФЕРА будет предусмотрена опция регистрации прямого черенковского света ШАЛ.

Найдена аппроксимирующая функция, позволяющая описывать функцию пространственного распределения черенковского света индивидуальных широких атмосферных ливней с точностью не хуже 5% в диапазоне расстояний 0–500 м от оси ливня. Аппроксимация работает в большом диапазоне значений первичных параметров и может быть применена для любого эксперимента, который использует функцию пространственного распределения на уровне поверхности Земли.

Определены общие принципы устройства оптической системы и механической конструкции установки СФЕРА-3, предварительные параметры и размеры элементов детектора. Получены предварительные результаты моделирования образов черенковского света на фотоприемнике установки от ШАЛ первичных протонов с энергиями 5, 10, 30 ПэВ. Работы по поиску оптимальных параметров детектора и методик увеличения чувствительности к типу первичной частицы продолжаются.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Schröder F.G., AbuZayyad T., Anchordoqui L. et al. // arXiv: 1903.07713. 2019.
2. Schröder F.G. // PoS ICRC 2019 (Madison, 2019). Art. No. 030.
3. Pierre Auger Collaboration // Phys. Lett. B. 2016. V. 762. P. 288.
4. Глушков А.В., Сабуров А.В. // Письма в ЖЭТФ. 2013. Т. 98. № 10. С. 655; Glushkov A.V., Sabourov A.V. // JETP Lett. 2013. V. 98. No. 10. P. 655.
5. Apel W.D., Arteaga-Velázquez J.C., Bekk K. et al. // Astropart. Phys. 2013. V. 47. P. 54.
6. Antoni T., Apel W.D., Bada A.F. et al. // Astropart. Phys. 2005. V. 24. No. 1-2. P. 1.
7. Aartsen M.G., Abbasi R., Abdou Y. et al. // Phys. Rev. D. 2013. V. 88. Art. No. 042004.
8. The IceCube Collaboration // PoS ICRC 2019 (Madison, 2019). Art. No. 014.
9. Kuzmichev L., Astapov I., Bezyazeekov P. et al. // EPJ Web Conf. 2019. V. 207. Art. No. 03003.
10. Di Sciascio G. for the LHAASO Collaboration // PoS ICRC2019 (Madison, 2019). Art. No. 793.
11. Omura Y., Tsuda R., Tsunesada Y. et al. // PoS ICRC2021 (Madison, 2019). Art. No. 329.
12. Чудаков А.Е. // Матер. Всесоюзн. симпоз. (Якутск, 1972). С. 69.
13. Чернов Д.В., Антонов Р.А., Аулова Т.В. и др. // ЭЧАЯ. 2015. Т. 46. № 1. С. 115; Chernov D.V., Antonov R.A., Aulova T.V. et al. // Phys. Part. Nucl. 2015. V. 46. No. 1. P. 60.
14. Антонов Р.А., Петрова Е.А., Сысоева Т.И., Федоров А.Н. // Изв. РАН. Сер. физ. 1999. Т. 63. № 3. С. 520.
15. Antonov R.A., Bonvech E.A., Chernov D.V. et al. // Astropart. Phys. 2020. V. 122. Art. No. 102460.
16. Галкин В.И., Борисов А.С., Бахромзод Р. и др. // Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ. астрон. 2018. № 2. С. 56; Galkin V.I., Borisov A.S., Bakhromzod R. et al. // Mosc. Univ. Phys. Bull. 2018. V. 73. No. 2. P. 179.
17. Chernov D., Bonvech E., Finger M. Jr. et al. // JINST. 2020. V. 15. No. 09. Art. No. C09061.
18. Bonvech E.A., Chernov D.V., Finger M. et al. // Universe. 2022. V. 8. P. 46.

19. *Antonov R.A., Bonvech E.A., Chernov D.V. et al.* // *Astropart. Phys.* 2016. V. 77. P. 55.
20. *Bakhromzod R., Galkin V.I.* // *NIM A.* 2021. V. 1018. Art. No. 165842.
21. *Галкин В.И., Джатдоев Т.А.* // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2019. Т. 75. № 3. С. 338; *Galkin V.I., Dzhatdov T.A.* // *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* 2011. V. 75. No. 3. P. 309.
22. *Чернов Д.В., Антонов Р.А., Аулова Т.В. и др.* // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2015. Т. 79. № 4. С. 499; *Chernov D.V., Antonov R.A., Aulova T.V. et al.* // *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* 2015. V. 79. No. 3. P. 359.
23. *Латыпова В.С., Галкин В.И.* // *Учен. зап. физ. фак-та Моск. ун-та.* 2022. № 4. С. 2241603.
24. *Чернов Д.В., Антонов Р.А., Бонвеч Е.А., и др.* // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2017. Т. 81. № 4. С. 499; *Chernov D.V., Antonov R.A., Bonvech E.A. et al.* // *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* 2017. V. 81. No. 4. P. 464.
25. *Подгрудков Д.А., Бонвеч Е.А., Вайман И.А. и др.* // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2021. Т. 85. № 4. С. 541; *Podgrudkov D.A., Bonvech E.A., Vaiman I.V. et al.* // *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* 2021. V. 85. No. 4. P. 408.
26. *Бонвеч Е.А., Галкин В.И., Джатдоев Т.А. и др.* // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2019. Т. 83. № 8. С. 1096; *Bonvech E.A., Galkin V.I., Dzhatdov T.A. et al.* // *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* 2019. V. 83. No. 8. P. 995.
27. *Чернов Д.В., Азра К.Ж., Бонвеч Е.А. и др.* // *Ядерн. физика.* 2022. Т. 85. № 6. С. 435.

Sphere project: development of the reflected Cherenkov light technique

**E. A. Bonvech^{1,*}, D. V. Chernov¹, V. S. Latypova², C. J. Azra², V. I. Galkin^{1,2}, V. A. Ivanov²,
D. A. Podgrudkov^{1,2}, T. M. Roganova¹**

¹*Lomonosov Moscow State University, Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Moscow, 119991 Russia*

²*Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics, Moscow, 119991 Russia*

*e-mail: bonvech@yandex.ru

Based on the experience of successful implementation of the SPHERE-2 experiment, further development of the method for studying PCR by recording the reflected EAS Cherenkov light is planned. In this work, we show the possibility of simultaneous detection of direct and reflected EAS Cherenkov light. The prospect of creating a new SPHERE-3 detector is discussed, and the first simulation results are presented.