_

Том 85, номер 3, 2021

Физика авроральных явлений	
Моделирование спектра свечения ночного неба Земли для систем полос, излучаемых при спонтанных переходах между различными состояниями молекулы электронно-возбужденного кислорода	
О. В. Антоненко, А. С. Кириллов	310
Распространение электромагнитных волн в области высоких широт при различном состоянии ионосферы на частотах системы точного времени "Бета"	
О. И. Ахметов, И. В. Мингалев, О. В. Мингалев, В. Б. Белаховский, З. В. Суворова	315
О вариациях потока космических лучей в конце 24 цикла солнечной активности	
Ю. В. Балабин, А. В. Белов, Р. Т. Гущина, В. Г. Янке, И. В. Янковский	321
Исследование статистической связи корональных выбросов массы с солнечными вспышками	
Н. А. Бархатов, В. Г. Воробьев, С. Е. Ревунов, Е. А. Ревунова	326
УНЧ возмущения, вызванные турбулентной оболочкой межпланетных магнитных облаков	
О. М. Бархатова, В. Г. Воробьев, Н. А. Бархатов, С. Е. Ревунов	331
Давление ионов в области высыпаний дневного низко-широтного граничного слоя	
В. Г. Воробьев, О. И. Ягодкина, Е. Е. Антонова	336
Влияние микроклимата на температуру искусственных поверхностей	
В. И. Демин, Б. В. Козелов	341
Долготные геомагнитные эффекты суперсуббурь во время магнитной бури 9 марта 2012 г.	
И. В. Дэспирак, А. А. Любчич, Н. Г. Клейменова, Л. И. Громова, С. В. Громов, Л. М. Малышева	346
Диатомовый сдвиг в озерах Арктики: реакция на глобальное потепление или изменение спектральных характеристик излучения Солнца?	
Е. А. Касаткина, О. И. Шумилов, Д. В. Макаров, Д. Б. Денисов	353
Моделирование колебательных населенностей состояний Герцберга молекулярного кислорода в средней атмосфере Земли во время высыпания высокоэнергичных частиц	
А. С. Кириллов, Р. Вернер, В. Гинева	361
Получение информации об ионосферно-магнитосферной плазме по наблюдениям полярных сияний	
Б. В. Козелов, А. В. Ролдугин	366
Сравнительный анализ метода пристрелки и вариационного метода в краевой задаче о расчете лучевых траекторий коротковолновых радиотрасс	
Д. С. Котова, И. А. Носиков, М. В. Клименко, В. Е. Захаров	372
Исследование строения литосферы высокоширотных районов Западно-Арктической континентальной окраины по результатам эксперимента FENICS-2019	
В. А. Любчич	378
Моделирование прохождения протонов солнечных космических лучей через атмосферу Земли для событий GLE42 и GLE44	
Е. А. Маурчев, Ю. В. Балабин, А. В. Германенко, Б. Б. Гвоздевский	383
Расчет скорости ионизации во время события GLE с использованием глобальной модели атмосферы Земли и оценка вклада в этот процесс частиц галактических космических лучей с <i>Z</i> > 2	
Е. А. Маурчев, Ю. В. Балабин, А. В. Германенко, Е. А. Михалко, Б. Б. Гвоздевский	388

Учет нарушения локального термодинамического равновесия в верхней атмосфере Земли в колебательных полосах молекул углекислого газа в радиационном блоке модели общей циркуляции атмосферы Земли	
И. В. Мингалев, К. Г. Орлов, Е. А. Федотова	393
Оценка положения и размера области рассеяния аврорального хисса по данным высокоширотных наблюдений в пространственно-разнесенных точках	
А. С. Никитенко, О. М. Лебедь, Ю. В. Федоренко, Ю. Маннинен, Н. Г. Клейменова, Л. И. Громова	398
Протонные высыпания и электромагнитные ионно-циклотронные волны, обусловленные суббуревой инжекцией	
Т. А. Попова, А. Г. Демехов, А. Г. Яхнин	404
Влияние горизонтального ветра на ориентацию поперечной анизотропии мелкомасштабных неоднородностей в <i>F</i> -области среднеширотной ионосферы (по данным г. Москва)	
Н. Ю. Романова	410
Влияние геоиндуктированных токов на содержание гармоник в силовых трансформаторах	
В. Н. Селиванов, Я. А. Сахаров	416
Формирование внешнего радиационного пояса во время геомагнитных бурь и адиабатический механизм падения и возрастания потоков релятивистских электронов	
Н. В. Сотников, Е. Е. Антонова, И. Л. Овчинников, В. Г. Воробьев, О. И. Ягодкина, М. С. Пулинец	422
Использование метода частичных отражений для определения мезосферной температуры	
С. М. Черняков, В. А. Турянский	428
Флуктуации полного электронного содержания и ошибки GPS позиционирования, обусловленные полярными сияниями во время аврорального возмущения 27 сентября 2019 года	
И. И. Шагимуратов, М. В. Филатов, И. И. Ефишов, И. Е. Захаренкова, Н. Ю. Тепеницына	433
Возможная роль космофизических факторов в возникновении горных ударов и землетрясений	
О. И. Шумилов, Е. А. Касаткина, Д. В. Макаров	440
Геомагнитные пульсации Pc5/Pi3 и геоиндуцированные токи	
Я. А. Сахаров, Н. В. Ягова, В. А. Пилипенко	445
Локализация источников геомагнитных пульсаций Рс1	
Т. А. Яхнина, А. Г. Яхнин, Т. Райта, Ю. Маннинен, Дж. Голдстейн	451

Contents

=

Vol. 85, No. 3, 2021

-

Physics of Auroral Phenomena

Simulation of the Earth's nightglow spectrum for systems of bands emitted at spontaneous transitions between different states of electronically excited oxygen molecule	
O. V. Antonenko, A. S. Kirillov	310
Propagation of electromagnetic waves in the region of high latitudes at different conditions of the ionosphere at frequencies of the precision time system "Beta"	
O. I. Akhmetov, I. V. Mingalev, O. V. Mingalev, V. B. Belakhovsky, Z. V. Suvorova	315
On variations of the cosmic rays flow at the end of the 24th cycle of solar activity	
Yu. V. Balabin, A. V. Belov, R. T. Gushchina, V. G. Yanke, I. V. Yankovsky	321
Investigation of the statistical relationship of coronal mass ejections with solar flares	
N. A. Barkhatov, V. G. Vorobjev, S. E. Revunov, E. A. Revunova	326
ULF disturbances caused by interplanetary magnetic clouds sheath	
O. M. Barkhatova, V. G. Vorobjev, N. A. Barkhatov, S. E. Revunov	331
Ion pressure in the precipitation region of dayside low latitude boundary layer	
V. G. Vorobjev, O. I. Yagodkina, E. E. Antonova	336
Influence of the microclimate on the temperature of artificial surfaces	
V. I. Demin, B. V. Kozelov	341
Longitude geomagnetic effects of the supersubstorms during the magnetic storm on March 09, 2012	
I. V. Despirak, A. A. Lubchich, N. G. Kleimenova, L. I. Gromova, S. V. Gromov, L. M. Malysheva	346
Diatom shift in Arctic lakes: response to global warming or changes in the spectral characteristics of solar radiation?	
E. A. Kasatkina, O. I. Shumilov, D. V. Makarov, D. B. Denisov	353
Modeling of vibrational populations of the Herzberg states of molecular oxygen in the Earth's middle atmosphere during the precipitations of high-energy particles	
A. S. Kirillov, R. Werner, V. Guineva	361
Extracting information about ionosphere-magnetosphere plasma from auroral observations	
B. V. Kozelov, A. V. Roldugin	366
Comparison of shooting method and variational approach for two-point ionospheric ray tracing	
D. S. Kotova, I. A. Nosikov, M. V. Klimenko, V. E. Zakharov	372
Investigation of the lithosphere structure in high-latitude regions of the Western Arctic continental margin based on the results of experimental works in the project FENICS-2019	
V. A. Ljubchich	378
The modeling of the solar cosmic rays proton fluxes transport through the Earth atmosphere for the GLE42 and GLE44 events	
E. A. Maurchev, Yu. V. Balabin, A. V. Germanenko, B. B. Gvozdevsky	383
Calculation of the ionization during the GLE event with the global Earth atmosphere model and evaluation of the contribution to this process of the galactic cosmic rays particles with $Z > 2$	
E. A. Maurchev, Yu. V. Balabin, A. V. Germanenko, E. A. Mikhalko, B. B. Gvozdevsky	388

Accounting for violations of local thermodynamic equilibrium in the upper atmosphere in the vibrational bands of carbon dioxide molecules in the radiation block model of the general circulation of the Earth's atmosphere	
I. V. Mingalev, K. G. Orlov, E. A. Fedotova	393
Localization of the scattering area of the auroral hiss by ground-based multipoint measurements at high latitudes	
A. S. Nikitenko, O. M. Lebed, Yu. V. Fedorenko, J. Manninen, N. G. Kleimenova, L. I. Gromova	398
Proton precipitations and EMIC waves related to the substorm injection	
T. A. Popova, A. G. Demekhov, A. G. Yahnin	404
Influence of the horizontal wind on the orientation of the cross-field anisotropy of small-scale irregularities in <i>F</i> -region of the middle-latitude ionosphere (on Moscow data)	
N. Yu. Romanova	410
Effects of geomagnetically induced currents on the harmonics in power transformers	
V. N. Selivanov, Ya. A. Sakharov	416
Outer radiation belt formation during geomagnetic storms and adiabatic mechanism of dropouts and increases of relativistic electron fluxes	
N. V. Sotnikov, E. E. Antonova, I. L. Ovchinnikov, V. G. Vorobjev, O. I. Yagodkina, M. S. Pulinets	422
Use of the partial reflection method for determining the mesospheric temperature	
S. M. Cherniakov, V. A. Turyansky	428
Occurrence of phase fluctuations and discrete auroral form and their impact on the GPS positioning errors during auroral disturbance on September 27, 2019	
I. I. Shagimuratiov, M. V. Filatov, I. I. Efishov, I. E. Zakharenkova, N. Yu. Tepenitsyna	433
Possible role of cosmophysical factors in rockburst and earthquake occurrence	
O. I. Shumilov, E. A. Kasatkina, D. V. Makarov	440
Pc5/Pi3 geomagnetic pulsations and geomagnetically induced currents	
Ya. A. Sakharov, N. V. Yagova, V. A. Pilipenko	445
Localization of sources of geomagnetic Pc1 pulsations	
T. A. Yahnina, A. G. Yahnin, T. Raita, J. Manninen, J. Goldstein	451

Физика авроральных явлений

Редактор тематического выпуска канд. физ.-мат. наук К. Г. Орлов

УДК 537.877

МОДЕЛИРОВАНИЕ СПЕКТРА СВЕЧЕНИЯ НОЧНОГО НЕБА ЗЕМЛИ ДЛЯ СИСТЕМ ПОЛОС, ИЗЛУЧАЕМЫХ ПРИ СПОНТАННЫХ ПЕРЕХОДАХ МЕЖДУ РАЗЛИЧНЫМИ СОСТОЯНИЯМИ МОЛЕКУЛЫ ЭЛЕКТРОННО-ВОЗБУЖДЕННОГО КИСЛОРОДА

© 2021 г. О. В. Антоненко^{1, *}, А. С. Кириллов¹

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

**E-mail: antonenko@pgia.ru* Поступила в редакцию 28.09.2020 г. После доработки 19.10.2020 г. Принята к публикации 28.10.2020 г.

Рассмотрены процессы возбуждения и гашения электронно-возбужденного состояния $A^{3}\Sigma_{u}^{+}$ молекулярного кислорода в атмосфере Земли на высотах свечения ночного неба. Проведено сравнение рассчитанных интегральных интенсивностей полос Герцберга I с экспериментальными данными, полученными с космического корабля "Дискавери" (STS-53). Показано, что лучшее согласие на-

блюдается при коррекции квантовых выходов колебательных уровней состояния $A^{3}\Sigma_{u}^{+}$ в результате тройных столкновений, полученных ранее в научной литературе.

DOI: 10.31857/S0367676521020046

введение

Известно, что в верхней атмосфере Земли эффективно протекает процесс диссоциации молекулярного кислорода O_2 солнечным ультрафиолетовым излучением ($\lambda < 240$ нм)

$$O_2 + hv \to O + O. \tag{1}$$

Фотодиссоциация O₂ приводит к образованию заметных концентраций атомарного кислорода O на высотах более 80 км, с максимумом на высотах около 95–100 км. Основным механизмом образования электронно-возбужденного молекулярно-

го кислорода O_2^* на высотах 80—110 км атмосферы Земли являются тройные столкновения с участием атомов кислорода O [1]

$$O + O + M \rightarrow O_2^* + M, \qquad (2)$$

где М – означает молекулы азота или кислорода. Спонтанные переходы с электронно-возбужденно-

го $A^3\Sigma_u^+$ на основное состояние $X^3\Sigma_g^-$ молекулы кислорода приводит к свечению полос Герцберга I (HI)

$$O_2(A^3\Sigma_u^+, v') \to O_2(X^3\Sigma_g^-, v'') + hv_{HI}.$$
 (3)

Кроме того, в тройных столкновениях в атмосфере с участием атома и молекулы кислорода

$$O + O_2 + M \to O_3 + M, \tag{4}$$

образуется озон O_3 . В результате процессов (1), (4), кислород в атмосфере Земли имеет три устойчивые формы: $O, O_2 и O_3$.

Высотные распределения атомарного кислорода О для различных месяцев года для условий низкой ($F_{10.7} = 75$, 1976 и 1986 гг.) и высокой ($F_{10.7} =$ = 203, 1980 и 1981 гг.) солнечной активности на средних широтах (область Звенигорода) измерялась сотрудниками Института физики атмосферы РАН [1-3]. В соответствии с основными закономерностями вариаций интенсивности эмиссии 557.7 нм слой атомарного кислорода так же значительно изменяет положение своего максимума как в зависимости от месяца наблюдений, так и от солнечной активности. Увеличение солнечной активности приводит к росту концентрации О в максимуме слоя и опускание его нижней границы [3].

В результате изменения профилей концентраций атомарного кислорода неизбежно изменяются скорости образования электронно-возбужден-

ного молекулярного кислорода O_2^* в атмосфере Земли в результате процесса (2) и интенсивности свечения различных полос кислорода. Поэтому интенсивности свечения полос Герцберга I будут зависеть как от времени года, так и от солнечной активности.



Рис. 1. Система полос Герцберга I, излучаемая при спонтанных переходах между состояниями $A^{3}\Sigma_{u}^{+}$ и $X^{3}\Sigma_{g}^{-}$ молекулы O₂: (*a*) переходы с v' = 8, 7, 6; (*b*) переходы с v' = 5, 6, 3.

Цель данной работы — провести сравнение результатов теоретических расчетов интенсивностей свечения полос Герцберга I с экспериментальных данными по ночному свечения молекулярного кислорода O_2^* в атмосфере Земли. При этом внимание будет уделено особенностям образования электронно-возбужденного кислорода $O_2(A^3\Sigma_u^+, v')$ в результате тройных столкновений (2).

СВЕЧЕНИЕ НОЧНОГО НЕБА ЗЕМЛИ

Кинетика электронно-возбужденного кислорода представляет интерес в вопросах свечения, химических процессов, теплового баланса как в атмосфере Земли, так и в условиях лабораторного разряда, и в разрядов между грозовыми облаками и ионосферой (так называемых спрайтов) [4, 5]. Во время таких разрядов молекулярный кислород часть энергии ускоренных электронов аккумулирует в виде энергии электронного возбуждения.

Индикатором наличия кислорода в атмосфере планет является свечение различных полос электронно-возбужденной молекулы O_2 . Наличие молекулярного кислорода в атмосфере Земли наиболее четко прослеживается в спектрах свечения ночного неба Земли. Так же еще в начале 60-х гг. прошлого века сотрудниками Института физики атмосферы Красовским В.И. и Шефовым Н.Н. были опубликованы спектры, где ясно было показано присутствие полос Герцберга I в диапазоне 300—450 нм [1]. Дальнейшие измерения спектров ночного неба американскими исследователями [6] также указали на интенсивное свечение полос Герцберга I. Таким образом, в результате наблюдений спектров полос молекулярного кислорода в свечении ночного неба Земли был обнаружен широкий спектр полос Герцберга I.

На рис. 1 приведено несколько спонтанных излучательных переходов с колебательных уровней v' = 3–8 состояния $A^{3}\Sigma_{u}^{+}$ на различные колебательные уровни основного состояния $X^{3}\Sigma_{g}^{-}$, при которых происходит излучение наиболее ярких полос Герцберга I. Состояние $A^{3}\Sigma_{u}^{+}$ находится ниже энергии диссоциации молекулы $O_{2} \sim 41300$ см⁻¹ (8065 см⁻¹ = 1 эВ). Длину волны λ полосы Герцберга I можно рассчитать по формуле:

$$\lambda = 1/(E_{A(v')} - E_{X(v'')}), \tag{5}$$

где $E_{A(v')}$ (см⁻¹) — энергия колебательного уровня v' состояния $A^{3}\Sigma_{u}^{+}$, $E_{X(v'')}$ (см⁻¹) — энергия колебательного уровня v'' состояния $X^{3}\Sigma_{g}^{-}$.

Поскольку переходы между рассмотренными нами состояниями дипольно-запрещенные, то характерное излучательное время состояния $A^3 \Sigma_u^+$ порядка 0.1 с [7]. Таким образом, даже при давлениях значительно меньше нормального атмосферного столкновительное время жизни состояния $A^3 \Sigma_u^+$ намного меньше излучательного и его кинетика во многом определяется столкновительными

Проведем расчеты концентраций возбужденного кислорода $O_2(A^3\Sigma_u^+)$ на высотах верхней атмосферы Земли для колебательных уровней v' = = 3-8 для октября месяца 1976 и 1986 гг. (низкая солнечная активность, $F_{10.7} = 75$). При расчетах учтем гашение электронно-возбужденной моле-

процессами.

ν'	энергия <i>Е</i> _{v'}	<i>q_{v'}</i> согласно [10]	Измененные $Q_{v'}$
0	35010.2	$3.23 \cdot 10^{-6}$	$3.27 \cdot 10^{-6}$
1	35784.6	$7.77 \cdot 10^{-5}$	$7.77 \cdot 10^{-5}$
2	36528.6	$9.87\cdot 10^{-4}$	$9.87\cdot 10^{-4}$
3	37239.6	$7.07 \cdot 10^{-3}$	$9.43 \cdot 10^{-3}$
4	37914.9	$3.03 \cdot 10^{-2}$	$5.04 \cdot 10^{-2}$
5	38551.0	$8.22 \cdot 10^{-2}$	$8.22 \cdot 10^{-2}$
6	39143.3	$1.51 \cdot 10^{-1}$	$1.51 \cdot 10^{-1}$
7	39686.0	$2.00 \cdot 10^{-1}$	$1.93 \cdot 10^{-1}$
8	40171.6	$2.06 \cdot 10^{-1}$	$1.81 \cdot 10^{-1}$
9	40589.5	$1.79 \cdot 10^{-1}$	$1.88 \cdot 10^{-1}$
10	40925.8	$1.43 \cdot 10^{-1}$	$1.44 \cdot 10^{-1}$
	Сумма:	1.00	1.00

Таблица 1. Квантовые выходы $q_{v'}$ колебательного уровня v' при тройных столкновениях (2): согласно [10] и измененные в данной работе

кулы $O_2(A^3\Sigma_u^+)$ не только при излучательных переходах (3), но и при столкновениях с молекулами азота N_2 и кислорода O_2 [8]:

$$O_2(A^3\Sigma_u^+, \nu') + N_2 \to O_2 + N_2, \qquad (6a)$$

$$O_2(A^3\Sigma_u^+,\nu') + O_2 \to O_2 + O_2.$$
 (66)

Поэтому при расчете концентраций возбужденного кислорода $O_2(A^3\Sigma_u^+)$ воспользуемся формулой:

$$\begin{bmatrix} O_2 (A^3 \Sigma_u^+, \nu') \end{bmatrix} = = q_{\nu'} \alpha k_2 [O]^2 [N_2] / (A_{\nu'} + k_{6a} [N_2] + k_{66} [O_2]),$$
(7)

где α и $q_{v'}$ — квантовые выходы всего состояния $A^{3}\Sigma_{u}^{+}$ и колебательного уровня v' при тройных столкновениях (2), соответственно, k_{2} — константа скорости реакции рекомбинации при тройных столкновениях (2), k_{6a} и k_{66} — константы скоростей реакций (6а) и (6б), $A_{v'}$ — сумма коэффициентов Эйнштейна для всех переходов с колебательного уровня v' состояния $A^{3}\Sigma_{u}^{+}$ на $X^{3}\Sigma_{g}^{-}$.

Константа скорости реакции рекомбинации $k_2(cm^6 \cdot c^{-1})$ применялась как рассчитанная величина в зависимости от температуры атмосферы на рассмотренном интервале высот согласно [9]; концентрация азота [N₂] значительно превышает концентрации остальных составляющих в атмосфере Земли, поэтому учитывается в произведении в (7); константы гашения электронно-возбужденного кислорода при двойных столкновениях молекулярного кислорода с частицами атмосферных составляющих k_{6a} (см³ · c⁻¹) и k_{66} (см³ · c⁻¹) учи-

тывались согласно [8]; коэффициенты Эйнштейна для всех спонтанных переходов – согласно [7], квантовый выход α – согласно [9].

Аналитическая формула для расчета квантовых выходов *q*_v была представлена в [10]:

$$q_{v'} \sim \exp[-(E_{A(v')} - E_0)^2 / \beta^2],$$
 (8)

где $E_0 = 40\,000$ см⁻¹, $\beta = 1500$ см⁻¹ – параметры, определенные методом наименьших квадратов путем сравнения рассчитанных колебательных насе-

ленностей состояния $A^{3}\Sigma_{u}^{+}$ с результатами наземных наблюдений. Формула (8) была использована для расчета значений $q_{v'}$, при этом было произведена нормировка каждого значения квантовых выходов, чтобы сумма была равна единице. Рассчитанные значения $q_{v'}$ приведены в табл. 1.

РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ ИНТЕНСИВНОСТЕЙ СВЕЧЕНИЯ ПОЛОС ГЕРЦБЕРГА I

В работе [11] представлены результаты измерений интенсивностей полос молекулярного кислорода в свечении ночного неба, выполненных во время полетов космических кораблей "Дискавери" (STS 53, 02–09.12.1992 г.) и "Индевор" (STS 69, 07–18.09.1995 г.) (условия низкой солнечной активности). Измерения интенсивностей молекулярных полос проводились в лимбе Земли. Сканирование спектров свечения производились в диапазоне 115–900 нм, при этом спектральное разрешение было 0.5–1.0 нм.

На рис. 2а представлен фрагмент усредненного спектра свечения ночного неба в диапазоне 250-360 нм, измеренного спектрографом с космического корабля "Дискавери" [11]: по оси Уприведены значения интенсивностей в рэлеях/ангстрем (R/Å), по оси X отложены длины волн в ангстремах ($\lambda(Å)$). При этом каждая рассматриваемая полоса Герцберга отмечена соответствующими значениями квантовых чисел V' и V" излучательных переходов (3). Поскольку измерения на космических кораблях проводились в лимбе Земли (по горизонтальной касательной), значения интенсивностей свечения полос Герцберга I значительно превосходят результаты наземных наблюдений [6], которые дают интегральную интенсивность в столбе. Поэтому для наших исследований данные [11] представляют интерес как относительные величины. К сожалению, авторы [11] не представили погрешностей измерений, выполненных на космических кораблях "Дискавери" и "Индевор". Авторы наземных измерений с высоты 2080 м [6] указывают, что в их измерениях абсолютная интенсивность имеет оценочную систематическую ошибку ±10%.

Значения интегральной светимости (свечения в столбе) I (см⁻² · c⁻¹) для различных полос Герц-



Рис. 2. Фрагмент усредненного спектра свечения ночного неба в диапазоне 250–360 нм, измеренного спектрографом с космического корабля "Дискавери" [11]: *Y* – интенсивности (*R*/Å), *X* – длины волн λ (Å) (*a*). Рассчитанные значения интегральной светимости *I* (с⁻¹ · см⁻²) (гистограммы) для различных полос Герцберга I (δ).

берга I (3) в данной работе рассчитывались по формуле:

$$I_{(v' \to v'')} = \int \left[O_2 \left(A^3 \Sigma_u^+, v' \right) \right] A_{(v' \to v'')} dh, \qquad (9)$$

где $A_{(v' \to v'')}$ — коэффициент Эйнштейна для излучательного перехода (3) [7], dh – приращение высоты. Рассчитанные значения интегральной светимости $I(cm^{-2}c^{-1})$ для различных полос Герцберга I, обусловленных излучательными переходами, представленных на рис. 1, для октября 1976 и 1986 гг. (условия низкой солнечной активности $F_{10,7} = 75$) в этом же диапазоне длин волн приведены на рис. 26 в виде гистограмм, где по горизонтальной оси указаны значения квантовых чисел V' и V" излучательных переходов (3). В большинстве случаев спектральных измерений (как и в [6, 11]) результаты представляются в виде кривых без разрешения по вращательной структуре. Поэтому в настоящей работе мы проводим сравнение результатов расчета (гистограмм) с максимальными значениями кривых для каждого рассмотренного излучательного перехода (3).

Как показали расчеты, для излучательных переходов с 3 и 4 колебательных уровней состояния $A^{3}\Sigma_{u}^{+}$ наблюдается занижение рассчитанных значений по сравнению с экспериментальными данными. Данное расхождение, возможно, объясняется либо заниженными теоретическими значениями квантовых выходов q_{v} для данных колебательных уровней, либо завышенными значениями констант k_{6a} и k_{66} .

В работе [8] рассчитанные константы для процессов гашения электронного возбуждения показали хорошее согласие с результатами лабораторных измерений. Что касается квантовых выходов $q_{v'}$, то при оценке их в [10] изначально использовалась аналитическая формула (8), которая могла давать погрешность для колебательных уровней с малыми значениями. Поэтому мы в настоящих расчетах варьируем значения нормирующих коэффициентов, увеличив их значения приблизительно на 1/3 для 3 и 4 колебательных уровней. Соответственно, значения нормирующих коэффициентов для других колебательных уровней были уменьшены. В табл. 1 представлены исходные нормирующие коэффициенты согласно [10] и измененные.

Результаты расчетов относительных значений интегральных светимостей полос Герцберга I с использованием измененных квантовых выходов $q_{v'}$ сравниваются со спектральными экспериментальными данными на рис. 3. Как видно из рис. 3, достигнуто лучшее согласие рассчитанных спектров интегральной светимости возбужденного кислорода O₂ ($A^{3}\Sigma_{u}^{+}$, v' = 3-8) со спектрами, полу-



Рис. 3. Сравнение рассчитанных относительных значений интегральной светимости полос Герцберга I с учетом измененных квантовых выходов q_{v} с экспериментальными данными [11] спектра свечения ночного неба в диапазоне 250–360 нм.

ченными с летательного аппарата "Дискавери" [11]. Это согласие указывает на тот факт, что полученные экспериментальные данные по свечению молекулярных полос могут быть использованы при оценке скоростей образования и гашения различных колебательных уровней электронновозбужденных состояний при различных столкновительных процессах. В данном случае лучшее согласие результатов расчетов с экспериментальными данными удалось получить благодаря коррекции квантовых выходов $q_{v'}$, которые в [10] аппроксимировались аналитической формулой (8).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Получены значения интегральной светимости полос Герцберга I, обусловленных излучательными переходами с колебательных уровней v' = 3–8

электронно-возбужденного кислорода $O_2(A^3\Sigma_u^+)$ для условий низкой ($F_{10.7} = 75$, 1976 и 1986 гг.) солнечной активности для средних широт. Проведено сравнение рассчитанных значений интегральной светимости полос Герцберга I в условиях низкой солнечной активности с экспериментальными данными, полученными в диапазоне длин волн 260–360 нм спектрографом с космического корабля "Дискавери" (STS 53) [11] в условиях низкой солнечной активности. Сравнение экспериментальных данных с рассчитанными значени

ями интенсивностей полос показало, что лучшее согласие наблюдается после коррекции квантовых выходов колебательных уровней q_{v} состоя-

ния $A^{3}\Sigma_{u}^{+}$ в результате тройных столкновений (2), которые были получены в [10].

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.
- 2. Перминов В.И., Семенов А.И., Шефов Н.Н. // Геомагн. и аэроном. 1998. Т. 38. № 6. С. 642.
- 3. Семенов А.И., Шефов Н.Н. // Геомагн. и аэроном. 1999. Т. 39. № 4. С. 87.
- 4. Kossyi I.A., Kostinsky A.Yu., Matveyev A.A., Silakov V.P. // Plasma Source Sci. Techn. 1992. V. 1. No. 3. P. 207.
- 5. *Gordillo-Vazquez F.J.* // J. Phys. D. 2008. V. 41. No. 23. Art. No. 234016.
- Broadfoot A.L., Kendall K.R. // J. Geophys. Res. 1968. V. 73. No. 1. P. 426.
- 7. Bates D.R. // Planet. Space Sci. 1989. V. 37. No. 7. P. 881.
- Kirillov A.S. // Ann. Geophys. 2010. V. 28. No. 1. P. 181.
- Krasnopolsky V.A. // Planet. Space Sci. 2011. V. 59. No. 8. P. 754.
- 10. *Кириллов А.С.* // Геомагн. и аэроном. 2012. Т. 52. № 2. С. 258.
- Broadfoot A.L., Bellaire P.J. // J. Geophys. Res. 1999. V. 104. No. A8. Art. No. 17127.

Simulation of the Earth's nightglow spectrum for systems of bands emitted at spontaneous transitions between different states of electronically excited oxygen molecule

O. V. Antonenko^{a, *}, A. S. Kirillov^a

^aPolar Geophysical Institute, Apatity, 184209 Russia *e-mail: antonenko@pgia.ru

The processes of excitation and quenching of the electronically excited $A^3\Sigma_u^+$ state of molecular oxygen in the Earth's atmosphere at the altitudes of the nightglow are considered. The calculated integral intensities of the Herzberg I bands are compared with the experimental data obtained from the Endeavor spacecraft. It is shown that better agreement is obtained with the application of corrected quantum yields for the production

of vibrational levels of the $A^{3}\Sigma_{u}^{+}$ state in three-body collisions in comparison with the yields previously obtained in the scientific literature.

УДК 537.877:519.6

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В ОБЛАСТИ ВЫСОКИХ ШИРОТ ПРИ РАЗЛИЧНОМ СОСТОЯНИИ ИОНОСФЕРЫ НА ЧАСТОТАХ СИСТЕМЫ ТОЧНОГО ВРЕМЕНИ "БЕТА"

© 2021 г. О. И. Ахметов^{1, *}, И. В. Мингалев^{1, 2}, О. В. Мингалев^{1, 2}, В. Б. Белаховский¹, З. В. Суворова¹

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

²Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования

"Мурманский арктический государственный университет", филиал в г. Апатиты, Апатиты, Россия *E-mail: akhmetov@pgia.ru

> Поступила в редакцию 28.09.2020 г. После доработки 19.10.2020 г. Принята к публикации 28.10.2020 г.

Рассмотрены ионосферные возмущения, вызванные приходом межпланетной ударной волны 24 января 2012 г., а также последующей суббурей. Проведен анализ с целью выяснить, как изменения вертикального профиля концентрации электронов влияют на амплитудные и фазовые характеристики сигналов, измеряемых у поверхности Земли на несущих частотах сети передатчиков системы точного времени "Бета".

DOI: 10.31857/S0367676521020034

введение

Высыпания в ионосферу заряженных частиц в широком диапазоне энергий во время суббури приводят к увеличению концентрации электронов в ионосфере в области высыпаний, что, в свою очередь, вызывает существенное понижение верхней границы волновода между литосферой и ионосферой, в котором распространяются волны ОНЧ диапазона. Это понижение приводит к искажению принимаемого радиосигнала. По этой причине представляется актуальным с помощью численного моделирования определить изменения амплитудных и фазовых характеристик волн ОНЧ диапазона, возбуждаемых наземным передатчиком и распространяющихся в авроральной области во время геомагнитной суббури или прихода межпланетной ударной волны (МУВ) к магнитосфере по сравнению со спокойными условиями.

Известно, что приход МУВ к магнитосфере вызывает сжатие магнитосферы и событие storm sudden commencement (SSC), предупреждающее о начале геомагнитной бури [1], или sudden impulse (SI). С появлением SSC связан целый комплекс геофизических явлений, таких как: появление геомагнитных пульсаций различных расточных диапазонов (Pc1, Psc3–5), резкое возрастание уровня ОНЧ-шумов [2], высыпание заряженных частиц различных энергий в атмосферу Земли, которое вызывает полярные сияния во время SSC [3, 4].

Экспериментальные исследования параметров сигналов ОНЧ диапазона на поверхности Земли во время различных гелиогеофизических явлений проводятся коллективами авторов [5, 6]. В этих работах авторы анализируют амплитудные и фазовые характеристики сигналов радиотехнической системы дальней навигации РСДН-20 "Альфа" для магнитного и электрического поля совместно с другими данными о состоянии ионосферы. Было показано заметное влияние состояния ионосферы на амплитудные и фазовые характеристики сигналов РСДН-20 "Альфа" на удалении от источника порядка 600-1000 км. Влияние на сигналы других, постоянно действующих, источников ОНЧ в рассмотренных работах не исслеловалось.

Помимо системы РСДН-20 "Альфа" в диапазоне ОНЧ постоянно действуют передатчики сети точного времени "Бета". Для передачи эталонных сигналов Государственная служба времени, частоты и определения параметров вращения Земли использует разветвленную сеть средств передачи, работающих в различных частотных диапазонах [7]. Сеть радиостанций создает значительную область в волноводе Земля—ионосфера, заполненную периодическими сигналами постоянной амплитуды с несущими частотами 20500, 23000 и 25100 Гц.

Авторы полагают, что исследование влияния состояния ионосферы на амплитудные и фазовые характеристики сигналов передатчиков сети "Бета" при помощи численных методов поможет в интерпретации результатов наземных наблюдений, подобной проведенной в работах [5, 6]. Также это исследование поможет оценить возможность использования сигналов сети точного времени "Бета" для оценки состояния D и E слоя ионосферы по результатам регистрации ОНЧ сигналов.

В данной работе авторы провели численное моделирование распространения электромагнитных волн ОНЧ диапазона в прямоугольном участке волновода Земля-ионосфера для десяти вариантов распределений концентрации электронов в ионосфере и распределений частоты столкновений электронов с ионами и нейтральными частицами. Все распределения являются горизонтально однородными и задаются вертикальными профилями. Вычислительные эксперименты распределены на две серии по пять для случаев прихода МУВ и суббури. Первый вертикальный профиль концентрации электронов в каждой серии вычислительных экспериментов соответствует условиям сильных высыпаний частиц в ионосферу в районе г. Тромсе во время прихода МУВ или суббури. Пятый вертикальный профиль концентрации электронов каждой серии вычислительных экспериментов соответствует спокойному состоянию ионосферы в районе г. Тромсе, а профили со второго по четвертый соответствуют переходным условиям.

ОБЛАСТЬ МОДЕЛИРОВАНИЯ И ИСТОЧНИК СИГНАЛА

В качестве области моделирования для численных экспериментов авторы использовали прямоугольный участок волновода Земля-ионосфера. Горизонтальный размер участка составлял 128 × 400 км, по высоте в атмосфере и ионосфере – 200 км, в глубину в литосфере – 25 км. Шаг сетки над поверхностью Земли – 500 м во всех направлениях, по вертикали в литосфере – 250 м.

Источник сигнала был задан на одной из двух наименьших сторон области моделирования следующим образом. На этой стороне в узлах сетки, расположенных выше поверхности Земли и ниже верхнего поглощающего слоя, было задано горизонтальное магнитное поле в виде суммы гармонических колебаний на частотах радиотехнической сети передатчиков сигнала точного времени "Бета", а именно 20500, 23000 и 25100 Гц. Такой способ задает на части грани прямоугольной области моделирования плоские фронты волн. Численное моделирование показало, что при распространении этих волн внутрь области моделирования их фронты искажаются, и из них выделяются моды, которые хорошо распространяются в волноводе между литосферой и ионосферой. При этом на расстоянии более 10 длин волн от границы, на которой задан источник, в сигнале остаются только те моды, которые могут распространятся в волноводе.

Для всех внешних сторон области моделирования, кроме стороны источника, использовалось условие свободного ухода волны вместе с адаптированными поглощающими слоями PML и профилем потерь Беренгера [8], аналогично тому, как это было реализовано в работе [9]. Это позволило снизить уровень отражений сигналов от границ области до 0.1%.

ЗАДАНИЕ ПАРАМЕТРОВ ИОНОСФЕРЫ, ЧИСЛЕННАЯ СХЕМА

При численном моделировании распределения концентрации электронов и частоты их столкновений с нейтралами и ионами считались горизонтально однородными. Вертикальные профили концентрации электронов над поверхностью Земли были заданы с использованием данных радара некогерентного рассеивания VHF EISCAT, расположенного вблизи г. Тромсе (CGM lat. = = 66.64°, CGM lon. = 102.9°), Норвегия, и двухпараметрической модели ионосферы Уайта [10] по формуле:

$$N_{e}(h) = 1.43 \cdot 10^{7} e^{(-0.15h')} e^{[(\beta - 0.15)(h - h')]},$$
(1)

где *h*' и β – два параметра в км и км⁻¹, обозначающих высоту *D*-слоя и резкость ионосферного перехода соответственно. Параметр β был выбран равным 0.2, а высота *h*' подбиралась для каждого профиля таким образом, чтобы он соединялся с профилем EISCAT. Геомагнитное поле бралось вертикальным, направленным к поверхности Земли и равным 5.3 · 10⁻⁵ Тл.

Во время события 24 января 2012 г. SSC импульс, вызванный приходом к магнитосфере межпланетной ударной волны, был зарегистрирован около 15.00 UT по вариациям SYM-H индекса. После SSC импульса наблюдалась геомагнитная буря 24–25 января 2012 г. ($D_{st} = -71$ нTл). SSC импульс вызвал увеличение суббуревой активности ($AE \sim 800$ нTл). SSC импульс сопровождался резким увеличением поглощения космического радиоизлучения (до 3 дБ) по данным риометра на станции ABK, расположенной вблизи от станции TRO, что говорит о высыпании заряженных частиц с энергией около 30 кэВ в ионосферу.

По данным радара VHF EISCAT в районе г. Тромсе в момент SSC импульса на высотах около 100 км в Е-слое ионосферы наблюдался резкий рост



Рис. 1. Вертикальные профили концентрации электронов 24.01.2012 г. для различных геофизических условий: для условий прихода межпланетной ударной волны (МУВ) профиль, отмеченный цифрой 1, соответствует приходу МУВ в момент UT = 15:06, профиль, отмеченным цифрой 5, соответствует спокойным условиям (*a*); для условий суббури профиль, отмеченный цифрой 1, соответствует суббуре в момент UT = 22:00, профиль, отмеченным цифрой 5, соответствует спокойным условиям (*a*); для условий суббури в момент UT = 22:00, профиль, отмеченным цифрой 5, соответствует спокойным условиям (*б*).

концентрации ионосферной плазмы более чем на порядок.

Для задания вертикального профиля концентрации электронов использовались данные радара VHF EISCAT в момент времени 24.01.2012 г. 15:06 UT для условий прихода МУВ, 22:00 UT для условий суббури, для спокойных условий использовались данные за полчаса до всплеска электронной концентрации, вызванного вторжением авроральных и энергичных заряженных частиц в ионосферу Земли.

На рис. 1*а* представлены пять вертикальных профилей концентрации электронов, использованных в численных экспериментах. Первый профиль соответствует описанным выше условиям прихода МУВ. Пятый профиль соответствует спокойным условиям. Профили со второго по четвертый соответствуют переходным условиям от возмущенного состояния ионосферы к спокойному. Эти профили были получены линейной интерполяцией между профилями 1 и 5. Аналогичным образом получены профили концентрации электронов для условий суббури, представленные на рис. 1*б*.

Частота столкновений с нейтралами для соответствующих профилей электронной концентрации рассчитывалась с помощью данных EISCAT, данных модели NRLMSISE-00 и аналитической аппроксимации результатов измерений, представленной в работе [10] по формуле:

$$v_e(h) = 1.816 \cdot 10^{11} e^{(-0.15h)},$$
 (2)

где *h* обозначает высоту в км.

Профиль проводимости литосферы был задан с учетом результатов исследований проводимости земных пород на Кольском полуострове, полученных несколькими научными группами и опубликованных в работе [11], по формуле:

$$\sigma_L(z) = 2 \cdot 10^5 \cdot 10^{(-z - 0.22222...)},\tag{3}$$

где *z* обозначает глубину в км.

В данной работе использовалась модель распространения электромагнитных сигналов в волноводе Земля—ионосфера, основанная на численном интегрировании по времени системы уравнений Максвелла и уравнения для плотности тока с учетом инерции электронов в ионосфере на регулярной пространственной сетке. Различные модификации этой модели также использовалась в работах [8, 12]. Детальное описание разработанной авторами численной схемы представлено в работе [13].

РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Межпланетная ударная волна 15:06 UT

На рис. 2*a* и 2*б* изображены отношения амплитуды сигналов на расстоянии 200 км от источника в экспериментах, моделирующих распространение волн с частотами из набора, используемого системой "Бета", во время SSC импульса разной интенсивности, вызванного взаимодействием с магнитосферой МУВ к амплитуде сигналов, рас-

ИЗВЕСТИЯ РАН. СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ том 85 № 3 2021



Рис. 2. Отношения амплитуд компоненты E_z электрического поля на поверхности Земли на расстоянии 200 км от источника, полученные в разных вычислительных экспериментах во время прихода МУВ, к амплитуде компоненты E_z в той же точке, полученной в вычислительном эксперименте 5, который соответствует спокойным условиям (*a*); отношения амплитуд компоненты H_x магнитного поля (δ); разность фаз между основными компонентами напряженности поля E и H на расстоянии 250 км от источника (*в*); волновое сопротивление среды на расстоянии 250 км от источника (*г*). По оси *x* указан номер вычислительного эксперимента, а тип линии указывает частоту сигнала.

пространяющихся в невозмущенных условиях. Видно незначительное усиление поля примерно на 10%, для электрической и магнитной компонент сигнала. Заметно, что реакция сигналов различной частоты на возмущенные условия в случае возмущения вызванного МУВ как для электрического, так и для магнитного поля в целом одинакова.

Вычислительные эксперименты, проведенные для возмущенных состояний ионосферы, соответствующих приходу МУВ показали, что на расстоянии от источника более 200 км разность фаз между электрической и магнитной компонентами электромагнитного поля и волновое сопротивление среды слабо изменяются при изменении расстояния от источника. Это означает, что на расстоянии от источника более 200 км режим распространения сигнала в волноводе Земля-ионосфера устанавливается в соответствии с вертикальными профилями концентрации электронов и частоты столкновений.

Анализ разности фаз между электрической и магнитной компонентами электромагнитного поля на расстоянии 250 км до источника в зависимости от интенсивности возмущения электронной концентрации ионосферы, вызванного приходом МУВ (вычислительные эксперименты 1-5 по оси x) рис. 2в не выявил заметного влияния событий, связанных с приходом МУВ, на разность фаз в исследуемом частотном диапазоне. Зависимость разности фаз от частоты так же очень слабая – менее двух градусов. На рис. 2г показано волновое сопротивление среды на расстоянии 250 км до источника в зависимости от номера вычислительного эксперимента. Волновое сопротивление снижается в возмущенных условиях во время прихода межпланетной ударной волны, однако снижение не превышает 1 Ом относительно спокойных условий.

Суммируя вышеизложенное, можно сделать вывод, что межпланетная ударная волна и последующее заметное повышение электронной концентрации в E и D области ионосферы оказывает



Рис. 3. Отношения амплитуд компоненты E_z электрического поля на поверхности Земли на расстоянии 200 км от источника, полученные в разных вычислительных экспериментах во время суббури, к амплитуде компоненты E_z в той же точке, полученной в вычислительном эксперименте 5, который соответствует спокойным условиям (*a*); отношения амплитуд компоненты H_x магнитного поля (*b*); разность фаз между основными компонентами напряженности поля *E* и *H* на расстоянии 250 км от источника (*b*); волновое сопротивление среды на расстоянии 250 км от источника (*c*). По оси *x* указан номер вычислительного эксперимента, а тип линии указывает частоту сигнала.

незначительное влияние на амплитуду и фазу электромагнитных волн на частотах, используемых системой вещания эталонных сигналов точного времени и частоты "Бета".

Суббуря 22:00 UT

На рис. За и Зб изображены отношения амплитуды сигналов на расстоянии 200 км от источника в экспериментах моделирующих распространение волн с частотами из набора, используемого системой "Бета", во время суббури разной силы к амплитуде сигналов, распространяющихся в невозмущенных условиях. Видно заметное усиление поля на частоте 25100 Гц в 2 раза для электрической компоненты и более чем в 3 раза для магнитной компоненты сигнала. Заметно, что реакция амплитуды сигналов различной частоты на возмущенные условия в случае суббури существенно отличается, так амплитуда сигнала с частотой 25100 Ги реагирует сильнее. чем амплитуды сигналов с частотами 23000 и 20500 Гц.

На рис. Зв представлены разности фаз между электрической и магнитной компонентами напряженности электромагнитного поля на расстоянии 250 км до источника в зависимости от интенсивности ионосферных возмущений электронной концентрации, вызванных суббурей. На рис. Зг показано волновое сопротивление среды на расстоянии 250 км до источника рассчитанное по напряженностям электрического и магнитного поля в зависимости от номера вычислительного эксперимента. Волновое сопротивление снижается в возмущенных условиях суббури более заметно, чем в случае прихода МУВ, снижение превышает 3–4 Ом относительно спокойных условий. Волновое сопротивление сигналов на всех моделируемых частотах демонстрирует схожие вариации при изменении вертикальных профилей концентрации и частоты столкновений электронов в волноводе Земля-ионосфера от спокойных условий к условиям суббури.

Следует отметить, из рис. 1 видно, что суббуря вызывает более заметное повышение плотности

ионосферной плазмы, чем повышение, вызванное приходом к магнитосфере межпланетной ударной волны. Влияние суббури, оказываемое на амплитуды сигналов, распространяющихся в волноводе Земля-ионосфера с частотами, соответствующими частотам используемым системой вещания эталонных сигналов точного времени и частоты "Бета" заметно сильнее, чем в случае возмущений, вызванных взаимодействием магнитосферы с МУВ. Однако влияние на фазовые характеристики моделируемых сигналов оказалось одинаково низким как для суббури, так и в случае МУВ.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленные в данной работе результаты численного моделирования распространения электромагнитных волн ОНЧ диапазона в области высоких широт в прямоугольном участке волновода Земля-ионосфера для вариантов распределений концентрации электронов в ионосфере и распределений частоты столкновений электронов с ионами и нейтральными частицами, соответствующим ответу ионосферы на приход к магнитосфере межпланетной ударной волны 24 января 2012 г. и последующему развитию суббури, позволяют сделать следующие выводы:

Межпланетная ударная волна и последующее заметное повышение электронной концентрации в Е и D области ионосферы оказывает влияние на амплитуду и фазу электромагнитных волн на частотах, используемых системой вещания эталонных сигналов точного времени и частоты "Бета", распространяющихся в волноводе Земля-ионосфера. Однако вариации рассмотренных параметров недостаточны для стабильной регистрации существующими инструментальными методами на фоне радиошумов естественного и техногенного характера.

Анализ вычислительных экспериментов в условиях суббури разной интенсивности показал заметное влияние изменений профилей концентрации и частоты столкновений электронов в волноводе Земля-ионосфера от спокойных условий к условиям суббури на амплитудные характеристики, и незначительное влияние на фазовые характеристики моделируемых сигналов.

Использование сигналов системы вещания эталонных сигналов точного времени и частоты "Бета" для исследований *D* и *E* слоя ионосферы по результатам регистрации пунктами приема ОНЧ сигналов наземного базирования представляется нецелесообразным.

Исследование выполнено за счет средств проекта Российского научного фонда № 18-77-10018 (Ахметов О.И., Белаховский В.Б.).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. *Нишида А*. Геомагнитный диагноз магнитосферы. М.: Мир, 1980. 299 с.
- Gail W.B., Inan U.S., Helliwell R.A. et al. // J. Geophys. Res. 1990. V. 95(A1). P. 119.
- 3. Воробьев В.Г. // Геомагн. и аэроном. 1974. Т. 14. № 1. С. 90.
- 4. Zhou X.-Y., Strangeway R.J., Anderson P.C. et al. // J. Geophys. Res. 2003. V. 108(A4). Art. No. 009701.
- 5. Стародубцев С.А., Баишев Д.Г., Григорьев В.Г. и др. // Солн.-земн. физ. 2019. Т. 5. № 1. С. 17; Starodubtsev S.A., Baishev D.G., Grigoryev V.G. et al. // J. Sol.-Ter. Phys. 2019. V. 5. 1. Р. 14.
- Bashkuev Y., Advokatov V., Buyanova D., Pushkarev M. / E3S Web Conf. 2018. V. 62. Art. No. 01002.
- Эталонные сигналы частоты и времени. Бюллетень B15/2015. ФГУП "ВНИИФТРИ", 2015.
- Berenger J.-P. // J. Comput. Phys. 1994. V. 114. No. 2. P. 185.
- 9. Akhmetov O., Mingalev O., Mingalev I. et al. // Proc. RWP-2019 (Kazan, 2019). P. 224.
- 10. *Wait J.R., Spies K.P.* Technical Note 300. Boulder: National Bureau of Standards, 1964. 96 p.
- 11. Korja T., Engels M., Zhamaletdinov A.A. et al. // Earth Planets Space. 2002. V. 54. No. 5. P. 535.
- 12. Ахметов О.И., Мингалев И.В., Мингалев О.В. и др. // Солн.-земн. физ. 2019. Т. 5. № 4. С. 99.
- 13. Мингалев И.В., Мингалев О.В., Ахметов О.И., Суворова З.В. // Мат. модел. 2018. Т. 30. № 12. С. 17.

Propagation of electromagnetic waves in the region of high latitudes at different conditions of the ionosphere at frequencies of the precision time system "Beta"

O. I. Akhmetov^{a, *}, I. V. Mingalev^{a, b}, O. V. Mingalev^{a, b}, V. B. Belakhovsky^a, Z. V. Suvorova^a

^aPolar Geophysical Institute, Apatity, 184209 Russia ^bMurmansk Arctic State University, A branch in Apatity, Apatity, 184209 Russia *e-mail: akhmetov@pgia.ru

The ionospheric disturbances caused by the arrival of an interplanetary shock wave on January 24, 2012 and subsequent substorm are considered. Effect of the changes in the vertical profile of electron concentration on the amplitude and phase characteristics of signals measured at the Earth's surface at the carrier frequencies of the "Beta" system of transmitters of the exact time system are analyzed.

УДК 524.1-352

О ВАРИАЦИЯХ ПОТОКА КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ В КОНЦЕ 24 ЦИКЛА СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

© 2021 г. Ю. В. Балабин^{1, *}, А. В. Белов², Р. Т. Гущина², В. Г. Янке², И. В. Янковский³

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

²Федеральное государственное бюджетное учреждение науки

Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн имени Н.В. Пушкова

Российской академии наук, Москва, Россия

 3 Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования

"Кабардино-Балкарский государственный университет имени Х.М. Бербекова", Нальчик, Россия

*E-mail: balabin@pgia.ru

Поступила в редакцию 25.09.2020 г. После доработки 20.10.2020 г. Принята к публикации 27.11.2020 г.

Данные большинства нейтронных мониторов показывают, что интенсивность космических лучей еще не достигла уровня, наблюдавшегося на этих станциях в 2009 г. Однако на ряде станций (Баренцбург, Туле, Кергелен, Москва и др.) интенсивность уже превысила уровень 2009 г. Возможно, этот аномальный эффект связан с необычным поведением характеристик солнечной активности в 24 цикле.

DOI: 10.31857/S0367676521030030

ВВЕДЕНИЕ

В потоке космических лучей, регистрируемых на Земле, наблюдается квазиодиннадцатилетняя вариация в противофазе с солнечной активностью. Связано это с тем, что космические лучи в интервале энергий 1-100 ГВ подвергаются солнечной модуляции в гелиосфере. Во время предыдущего глубокого минимума солнечной активности (в 2009 г.) наблюдался самый высокий поток космических лучей за все время регистрации на земле и околоземном пространстве. В 2019 году солнечная активность приближается к своему минимуму снова. Поток галактических космических лучей, попадая на Землю, проходит через атмосферу и магнитосферу, где интенсивность космических лучей разделяется и фильтруется по энергии, под воздействием атмосферы и магнитосферы возникают вариации космических лучей магнитосферного и атмосферного происхождения, но наиболее сильно поток меняется с 11-летним циклом солнечной активности. При этом амплитуда вариаций космических лучей уменьшается с ростом энергии приходящих частиц. Временные изменения одной из важных составляющих космической среды - потока галактических космических лучей - дают возможность описать состояние гелиосферы, спрогнозировать космическую погоду и взглянуть на ее

прошлое. Установленная Форбушем [1] более шестидесяти лет назад связь наблюдаемого потока КЛ с солнечной активностью подтверждена сегодня результатами многолетних наблюдений Солнца, гелиосферных характеристик и космических лучей на земле и в космосе.

Двадцать четвертый цикл солнечной активности оказался во многом необычным. К настоящему времени солнечная активность приблизилась к очередному минимуму, а 24 цикл к завершению. При этом прошлый минимум в 2009 г. был необычно глубоким, поток космических лучей превысил максимумы предыдущих циклов. По мере приближения к очередному минимуму СА на мировой сети нейтронных мониторов отмечен интересный эффект. Значимая часть станций нейтронных мониторов (HM) или достигла, или превысила максимум 2009 г., тогда как на остальных станциях пока еще уровень 2009 г. не достигнут.

Анизотропия космических лучей, наблюдаемая нейтронными мониторами, не превышает единицы процентов. Она связана с динамическими явлениями на Солнце и в межпланетном пространстве, а также с движением Земли [2]. В связи с суточным вращением Земли возникающая в потоке космических лучей анизотропия отмечается на большинстве HM. В целом же поток космиче-



Рис. 1. Профили счета НМ в Апатитах и Баренцбурге за 2002–2020 гг. (вверху) и число солнечных пятен (ЧСП) как показатель солнечной активности (внизу). Использованы среднемесячные значения.

ских лучей в высокой степени изотропен, особенно на больших масштабах времени (год и более). Темп счета на каждой станции определяется как глобальными факторами (жесткость геомагнитного или атмосферного обрезания, высота над уровнем моря и др.), так и локальными (эффективность счетчиков, настройки усилительного тракта). Поэтому для оценки глубины минимума солнечной активности имеет смысл сравнивать в первую очередь максимумы темпа счета на одной и той же станции. Именно для этих целей выполнено сравнение максимумов в космических лучах в 2009 и 2019 гг. на станциях Апатиты, Оулу, Киль и др. По данным этих станций максимум 2009 г. в космических лучах не достигнут. Однако, в Баренцбурге (и на ряде других станций, как позже выяснилось) данные показывают, что максимум 2009 г. достигнут или даже превзойден. Таким образом, один набор данных от станций НМ показывает, что текущий минимум солнечной активности оказался глубже, чем минимум 2009 г., а максимум космических лучей в текущем минимуме выше 2009 г. В случае другого набора станций НМ это не верно. При этом обе выборки станций многочисленны, включают НМ, располагающиеся как в высоких широтах, так и в низких, поэтому аппаратурный эффект весьма маловероятен.

НАБЛЮДЕНИЯ

Появление устойчивого различия прохождения минимума солнечной активности на близких станциях Апатиты и Баренцбург привлекло внимание. На рис. 1 приведены потоки космических лучей по данным НМ в Апатитах и Баренцбурге и активность Солнца, измеряемая числом солнечных пятен на протяжении двух последних циклов солнечной активности. Использованы данные за 2002-2020 гг. Как видим, солнечная активность и поток космических лучей изменяются в противофазе. Обращает на себя особенность: счет НМ в Баренцбурге к концу 2019 г. достиг пикового значения, отмеченного в предыдущем минимуме в 2009 г. В Апатитах уровень 2009 г. явно еще не достигнут. При этом обе станции являются высокоширотными российскими станциями: Апатиты находятся на широте 67.6° с.ш., Баренцбург на широте 78.2° с.ш. На обеих станциях действует атмосферное обрезание 1 ГВ, в то время как геомагнитное обрезание составляет ~0.6 и ~0 ГВ в Апатитах и Баренцбурге соответственно. Причем, как видно на рис. 1, различие не имеет характера одного случайного выброса данных, а носит систематический характер: на спаде солнечной активности около 2016 г. счет НМ в Баренцбурге начал расти быстрее, чем в Апатитах, и это продолжается до настоящего времени.

Были проанализированы профили счета многих станций мировой сети НМ. Использованы базы данных NMDB [3] и ИЗМИРАНа [4]. Отбирались станции НМ, непрерывно работавшие в течение 23-24 циклов солнечной активности. Анализ данных мировой сети НМ показал, что различие носит глобальный характер и проявляется на целом ряде станций, как в высоких широтах, так и в низких. Всего около четверти от общего количества станций показали подобный аномальный эффект: темп счета на станции НМ в 2019 г. сравнялся или даже превысил темп счета в минимуме 2009 г. При этом в число аномальных станций вошли такие НМ, как Москва (среднеширотная станция) и Германус (низкоширотная станция). Следовательно, аномальное увеличение счета является не локальным эффектом на отдельной станции, обусловленным какими-то внутренними процессами (например, постепенная потеря электронными компонентами усилительного тракта своих функциональных свойств), а общим для целого ряда станций, расположенных по всему земному шару.

Несмотря на хорошее усреднение (см. рис. 1) – использовано среднемесячное значение счета НМ – флуктуации потока космических лучей, вызванные изменениями солнечной активности, затрудняют выделение аномального эффекта на



Рис. 2. Отношение счета некоторых станций к счету на станции Апатиты. Среднемесячные значения. *1* – Кергелен, *2* – Наин, *3* – Ньюарк, *4* – Инувик, *5* – Туле.

станциях. Кроме того, критерий "превышение уровня 2009 г." является качественным признаком, но не количественным. Даже при взгляде на рис. 1, где представлены профили обычной станции (Апатиты) и аномальной (Баренцбург), различие не носит явного характера. Следовало бы разработать более надежный и наглядный метод выделения аномального поведения станции. Такой метод был найден: следует брать отношение счета на двух станциях, причем, одна из них выполняет роль базовой, в надежности данных которой имеется большая уверенность. В этом случае влияние солнечной активности частично будет компенсировано, особенно для полярных станций. В качестве эталона взята станция Апатиты. Во-первых, к ее данным имеется полный доступ, есть возможность работать с исходными данными. Во-вторых, надежность данных станции Апатиты проверена сравнением со станцией Оулу (Финляндия). С одной стороны, станция Оулу расположена недалеко от станции Апатиты, асимптотические конусы приема станций различаются не более чем на десять градусов в самых крайних случаях. В то же время — это разные станции, оснащенные совершенно разной электронной аппаратурой, имеют разное программное обеспечение, следовательно, вероятность синхронных аппаратурных эффектов ничтожна. Поэтому отношение счетов двух этих станций, если их данные корректны, должно быть стабильной величиной с малыми флуктуациями.

Предположение о стабильной работе станции Апатиты (и Оулу соответственно) подтвердилось. Отношение Оулу/Апатиты (взяты среднемесячные значения) на протяжении всего изучаемого периода (2002–2020) имеет постоянное значение с очень небольшими флуктуациями. В паре Оулу– Апатиты влияние солнечной активности действительно сведено к минимуму, поскольку вариации счета НМ происходят синхронно. Однако, абсолютный счет на станциях различается значительно. Это связано со многими факторами: конструкцией и количеством счетчиков, высотой над уровнем моря, чувствительностью электронного тракта и др. Поэтому дополнительно в отношение станций вводился нормировочный множитель, приближающий значение к 1. Это сделано ради удобства представления и сравнения. Отработанная на паре станций Оулу–Апатиты методика определения отношений была затем использована для ряда других станций мировой сети HM.

На рис. 2 приведены отношения счета некоторых НМ к счету НМ в Апатитах. Станции Наин, Инувик и Ньюарк показывают стабильность отношения счета к Апатитам, соответственно, профиль счета на этих станциях пропорционален профилю в Апатитах, следовательно, на этих станциях максимум 2009 г. не превышен. Интересно отметить, что метод отношений выявил вероятный "снежный эффект": накопление снега на крыше здания, в котором находится НМ. На рис. 2 на графике отношений Наин/Апатиты отмечены периодические проседания счета на НМ в Наине, происходящие в начале каждого года. В здании НМ в Апатитах крыша имеет очень крутой скат, и снег в течение зимы не скапливается на ней, а сходит вскоре после снегопада.

В то же время метод отношений выявил аномальный эффект на НМ в Кергелене: отношение выросло с 2008 по 2019 гг. на ~ 3%. Это существенное изменение счета на НМ в Кергелене. На станции Кергелен аномальный дрейф отмечен на протяжении всего периода сравнения. На станции Туле он внезапно начинается в 2016 и к 2020 гг. возрастает на 6%! Для Баренцбурга отношение счета к Апатитам возрастает на 1%, начало роста отмечено также около 2016 г. Отношение Кергелен—Апатиты примечательно еще и ростом флуктуаций. Постепенный рост отношения счета к счету НМ в Апатитах отмечен на НМ в Москве, Якутске, Германусе (ЮАР). НМ на станции Певанук (Канада) показал явный рост до 2018 года, далее данные отсутствуют, поэтому эта станция в данной работе не приводится.

По отдельности изменение отношения счета какой-либо станции HM к эталонной, в стабильной работе которой имеется крепкая уверенность, не вызывает удивления. Причиной многолетнего дрейфа может быть, как аппаратурный эффект, так и локальный (далее о нем будет сказано). Например, скачкообразное изменение отношения Туле–Апатиты в 2016–2018 гг. вполне может быть аппаратурным или локальным эффектом. Однако возникновение аппаратурного или локального эффекта сразу на десятке станций маловероятено, причем, в основном дрейф начинается в 2016 г. или около того.

ОБСУЖДЕНИЕ

1. Различие скорости счета на станциях, достигнутое в конце 2019 г. по отношению к уровню в максимуме 2009 г., можно было бы объяснить неясным локальным дефектом на 1-2 станциях. Яркий пример — станция Туле. Расположена она в Гренландии, покрытой льдом. Сезонные вариации счета, связанные с накоплением снега и льда в месте, где расположена станция, отмечаются на бессвинцовых НМ, чувствительных к нейтронам меньших энергий (до 1 МэВ) [2]. Возможно, скачкообразный дрейф счета в Туле – следствие таяния ледников. Однако, общее число аномальных станций более десяти. Очень маловероятно, что на десятке станций, разбросанных по всему миру от Антарктики до Шпицбергена, оснащенных разными системами регистрации, проявятся аналогичные эффекты дрейфа.

2. Можно предположить, что различие в поведении профиля интенсивности космических лучей на полярных станциях объясняется североюжной асимметрией. Или анизотропией между направлениями, близкими к плоскости эклиптики, и на полюса. Но в список аномальных станций входят Германус, Москва, конусы приема которых практически лежат в плоскости магнитного экватора, который незначительно отличается от географического. 3. Можно предположить, что эффект объясняется дрейфом магнитных полюсов Земли и изменениями жесткостей геомагнитного обрезания [5]. Однако, наиболее сильный эффект наблюдается на полярных станциях на обоих полюсах: там, где пороговой является жесткость атмосферного обрезания, а не геомагнитного. Кроме того, в [5] приведен обширный список станций НМ с данными по изменению жесткости геомагнитного обрезания. Станции НМ с большими изменениями как раз не входят в число аномальных.

4. Пространственная анизотропия КЛ по отношению к Солнцу не привела бы к такому эффекту, поскольку за счет суточного вращения Земли станции, расположенные на одной широте, будут за сутки сканировать примерно один и тот же конус (телесный угол). Москва и Киль находятся примерно на одной широте, асимптотические конусы приему у них похожи, располагаются с долготным сдвигом, но в Москве отмечен аномальный эффект, а в Киле — нет. Если же ось этой анизотропии располагается близко к оси мира, то такой аномальный эффект наблюдали бы только полярные станции, в то время как он также наблюдается в Москве и Германусе.

5. Обнаруженный эффект аномального дрейфа требует дальнейшего изучения, поскольку он ставит под некоторое сомнение изотропию космических лучей.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные особенности достижения максимума космических лучей частицами разной энергии (на примере минимумов солнечной активности в 1976, 1996 и 2019 гг. [6, 7]) в настоящее время не позволяют сделать определенное заключение о восстановлении плотности космических лучей и о начале нового цикла в космических лучах. Можно только определенно сказать, что поток будет не ниже уровня 2009 г. По скользящим значениям чисел пятен W минимум солнечной активности в 24/25 наблюдался в 08.2019 г., но начало нового цикла в космических лучах происходит с учетом времени запаздывания космических лучей относительно солнечной активности при данном направлении гелиосферного поля. Обнаруженное различие в достижении максимума потока космических лучей на разных станциях НМ может иметь различные составляющие, как локального характера, так и глобального.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Forbush S.E. // J. Geophys. Res. 1954. V. 59. P. 525.
- 2. Дорман Л.И. Экспериментальные и теоретические основы астрофизики космических лучей. М.: Наука, 1975. 402 с.

- 3. http://www01.nmdb.eu/nest.
- 4. http://www.izmiran.ru.
- Гвоздевский Б.Б., Абунин А.А., Кобелев М.С. и др. // Геомагн. и аэроном. 2016. Т. 56. № 4. С. 411; Gvozdevskii B.B., Abunin А.А., Kobelev P.G. // Geomagn. Aeronomy. 2016. V. 56. No. 4. Р. 381.
- Гущина Р.Т., Белов А.В., Янке В.Г. // Изв. РАН. Сер. физ. 2013. Т. 77. № 5. С. 577; Gushchina R.T., Belov A.V., Yanke V.G. // Bull. Rus. Acad. Sci. Phys. 2013. V. 77. No. 5. P. 513.
- 7. *Dorman L.I., Gushchina R.T.* // Proc. 15th ICRC. V. 3. (Plovdiv, 1977). P. 263.

On variations of the cosmic rays flow at the end of the 24th cycle of solar activity

Yu. V. Balabin^a, *, A. V. Belov^b, R. T. Gushchina^b, V. G. Yanke^b, I. V. Yankovsky^c

^aPolar Geophysical Institute, Apatity, 184209 Russia

^bPushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation, Moscow 108840 Russia ^cKabardino-Balkarian State University named after H.M. Berbekov, Nalchik 360004 Russia *e-mail: balabin@pgia.ru

The data of most neutron monitors show that the intensity of cosmic rays has not yet reached the level observed at these stations in 2009. However, at a number of stations (Barentsburg, Tula, Kerguelen, Moscow, etc.), the intensity has already exceeded the level of 2009. Perhaps this anomalous effect is associated with the unusual behavior of the characteristics of solar activity in the 24th cycle. УДК 550.385.4

ИССЛЕДОВАНИЕ СТАТИСТИЧЕСКОЙ СВЯЗИ КОРОНАЛЬНЫХ ВЫБРОСОВ МАССЫ С СОЛНЕЧНЫМИ ВСПЫШКАМИ

© 2021 г. Н. А. Бархатов^{1, *}, В. Г. Воробьев², С. Е. Ревунов¹, Е. А. Ревунова³

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования Нижегородский государственный педагогический университет имени К. Минина, Нижний Новгород, Россия

²Федеральное государственное бюджетное научное учреждение

³Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования

Нижегородский государственный архитектурно-строительный университет, Нижний Новгород, Россия

**E-mail: nbarkhatov@inbox.ru* Поступила в редакцию 25.09.2020 г. После доработки 20.10.2020 г. Принята к публикации 27.11.2020 г.

В исследовании на основе анализа статистической связи корональных выбросов массы с солнечными вспышками устанавливается последовательность этих событий. Определены временные задержки в появлении корональных выбросов массы относительно ассоциированного с ним вспышечного проявления солнечной активности. Обнаружено, что приоритетными являются ситуации, когда вспышки опережают корональные выбросы на несколько часов.

DOI: 10.31857/S0367676521030054

введение

Солнечные вспышки и корональные выбросы массы (КВМ) являются самыми высокоэнергетическими проявлениями солнечной активности. Источники КВМ, несмотря на высокое энерговыделение, а также на сопровождение вспышками и микроволновым излучением, часто не обнаруживаются на фоне фотосферы или короны и тогда могут определяться по своим остаточным явлениям. Особого внимания заслуживает такой вид КВМ, как магнитное облако (МО). В отличие от непосредственно выброса корональной массы, МО, даже не имея механического импульса, может заключать в себе гигантскую энергию магнитного поля. Из-за крайне низкого содержания частиц МО слабо меняется гравитацией Солнца, но увеличивает удельную энергию магнитного поля в результате сжатия при взаимодействии с другими плотными структурами солнечного ветра [1-6]. Уединенное МО является достаточно редким явлением и ввиду сложности обнаружения его источника долгосрочный прогноз его геоэффективности сильно затруднен. Конкретные сценарии последовательности событий КВМ и вспышек до конца не выяснены. Согласно [7] до 40% изученных КВМ сопровождались вспышками и до 90% вспышек, тем или иным образом, были связаны с КВМ. Это означает, что имеют место

события КВМ, которые вообще не связаны со вспышками. Кроме того, существует мнение, что КВМ могут и опережать вспышки [8]. В связи с такой неопределенностью представляет интерес дополнительно исследовать причинно-следственную связь рассматриваемых событий.

Целью настоящего исследования является определить статистическую связь KBM с солнечными вспышками, установить последовательность этих событий и определить время задержки между солнечными вспышками и KBM в процессе развития солнечной активности.

ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ДАННЫЕ И МЕТОДИКА РАСЧЕТА

Поиск статистической связи событий КВМ с проявлениями солнечной вспышечной активности выполнен по данным общедоступного обновляемого каталога http://www.srl.caltech.edu/ACE/ASC/ DATA/level3/icmetable2.htm. Под событием КВМ в каталоге понимается непосредственно сам выброс, т.е. событие вблизи Солнца, зарегистрированное коронографом LASCO (https://www.swpc.noaa.gov/ products/lasco-coronagraph). Сведения о солнечных вспышках слабой (B, C), умеренной (M) и экстремальной (X) интенсивности, были взяты из каталогов http://umtof.umd.edu/sem/sem_figs.html и

Полярный геофизический институт, Апатиты, Россия

http://vso.nso.edu/cgi/catalogui. В этом случае возможный временной интервал между событием КВМ и ассоциированной вспышкой измеряется часами. В используемом каталоге приведены события магнитных облаков (MO), зарегистрированные на космическом аппарате (KA) ACE (http://www.srl.caltech.edu/ACE/) вблизи Земли. В этом случае временная задержка между таким событием MO и ассоциированной вспышкой измеряется сутками, поскольку существенно время переноса KBM на 1AU.

Для исследования были отобраны все случаи регистрации KBM, трансформировавшиеся в магнитные облака за период с 1996 по 2012 гг. Из этих случаев KBM—МО для исследования были оставлены те, которые регистрировались на интервалах ± 2 сут от ассоциированных солнечных вспышек слабой (В, С), умеренной (М) и экстремальной (Х) интенсивности.

Магнитные облака были маркированы на "неуверенно определенные" – тип 1 и "надежно определенные" – тип 2. Обработке подвергнуты 116 событий МО, которые были сопоставлены 79 вспышкам различной интенсивности. Среди этих 116 событий ряд МО (21 событие) подтверждено нами с помощью разработанного в [1] алгоритма поиска МО в потоке данных о параметрах солнечного ветра. Как показала практика работы с каталогами, событий КВМ всегда оказывается меньше, чем событий МО, регистрируемых на спутнике АСЕ, поскольку не все события КВМ были зарегистрированы коронографом LASCO на спутнике SOHO вследствие сбоев или пропусков.

Статистическая связь КВМ (52 события КВМ трансформированных в МО) и МО (79 событий в окрестности Земли) с солнечными вспышками устанавливалась путем анализа соответствующих данных. При этом для каждой выборки применялись правила отбора событий относительно типа МО: 1) связь всех типов МО со всеми типами вспышек; 2) связь всех типов МО с экстремальными Х-вспышками; 3) связь МО типа 2 (надежно определенных МО) со всеми типами вспышек; 4) связь МО типа 2 с экстремальными Х-вспышками.

Для выборок с данными о КВМ фиксировалось время (в часах) регистрации КВМ относительно вспышки. Результаты обработки были разделены на 4 категории: 1) КВМ наблюдался на коронографе LASCO раньше вспышки (отрицательная задержка); 2) КВМ наблюдался на коронографе спустя 0–5 ч после вспышки; 3) КВМ наблюдался на коронографе спустя 5–10 ч после вспышки; 4) КВМ наблюдался на коронографе спустя более 10 ч после вспышки.

Для выборок с данными о МО зарегистрированными в окрестности Земли фиксировалось время (в сутках) регистрации МО относительно вспышки. Результаты обработки разделялись на



Рис. 1. Гистограмма числа замеченных событий KBM, трансформированных во все типы MO, от времени задержки между вспышками всех типов и регистрацией KBM.

5 категорий: 1) МО наблюдалось спустя менее суток после вспышки, что означает появление соответствующего КВМ раньше вспышки; 2) МО наблюдалось на патрульном КА АСЕ спустя 1– 2 сут после вспышки; 3) МО наблюдалось на патрульном КА спустя 2–3 сут после вспышки; 4) МО наблюдалось на патрульном КА спустя 3– 4 сут после вспышки; 5) МО наблюдалось на патрульном КА спустя более 4 сут после вспышки.

Полученные статистические результаты демонстрируются на графиках (рис. 1 и 2), которые показывают гистограмму числа произошедших событий КВМ или МО в зависимости от времени между солнечной вспышкой (задержки между вспышкой и регистрацией КВМ(часы)/МО(сутки)) и рассматриваемым событием.

АНАЛИЗ СВЯЗИ ВСПЫШЕК С КВМ, ЗАРЕГИСТРИРОВАННЫМИ КОРОНОГРАФОМ LASCO

Первая часть статистического исследования дает результаты связи KBM со вспышечной солнечной активностью. Полученные гистограммы отражают зависимость числа исследуемых событий от времени задержки между вспышкой и регистрацией KBM (рис. 1).

Результатами этой части статистического исследования можно считать следующие закономерности появления КВМ относительно солнечных вспышек. КВМ могут наблюдаться как раньше, так и позднее вспышки, однако:

1) Максимальное число событий КВМ отвечает положительному временному интервалу, что соответствует ситуации, когда вспышка опережа-



Рис. 2. Гистограмма числа замеченных событий МО всех типов, от времени задержки между вспышками всех типов и регистрацией МО.

ла КВМ на 0–5 ч. События с предшествующим вспышке КВМ крайне редки.

2) События КВМ отвечающие МО типа 1 (неуверенно определенные облака) отстают от вспышки на время порядка 1 ч.

3) События КВМ отвечающие МО типа 2 (надежно определенные облака) отстают от вспышки на время более 2 ч.

4) Самые большие задержки в появлении КВМ в 10 и более часов имеют место в случае экстремальных вспышек класса Х, при этом наблюдаемые КВМ всегда трансформируются в надежные МО типа 2.

СВЯЗЬ ВСПЫШЕК С МО, ЗАРЕГИСТРИРОВАННЫМИ ВБЛИЗИ ЗЕМЛИ

Вторая часть статистического исследования направлена на изучение связи МО, зарегистрированных в окрестности Земли, со вспышечной солнечной активностью. Гистограммы на рис. 2 демонстрируют количество исследуемых событий в зависимости от времени задержки между вспышкой и регистрацией МО в окрестностях Земли.

Установлено, что появление КВМ относительно ассоциированных вспышек (по данным каталога) лежит во временном интервале до 15 ч. С учетом времени переноса КВМ в окрестность Земли, наблюдение МО всегда происходит позднее вспышки. Результатами этой части статистического исследования являются следующие закономерности появления МО относительно солнечных вспышек:

1) Максимальное число событий МО отвечает трехсуточной задержке по отношению к вспышке.

2) Экстремальные вспышечные события ответственны за более ранее (спустя 2–3 сут) появление в окрестностях Земли МО, опережающих спокойный солнечный ветер.

3) Задержка регистрации МО на время менее суток после вспышки отвечает КВМ, опережающим ассоциированную вспышку. Такие события редки.

РАСЧЕТ ВРЕМЕНИ ПЕРЕНОСА КВМ ОТ СОЛНЦА ДО ГРАНИЦ МАГНИТОСФЕРЫ

Результаты выполненного выше статистического исследования носят в целом демонстрационный характер, что возможно является следствием качественных выводов, представленных в каталоге. Поэтому нами предпринято дополнительное исследование, направленное на уточнение связи МО с конкретным КВМ, ассоциированным со вспышкой. Для этого выполнен расчет времени переноса визуально зарегистрированного выброса типа КВМ от Солнца до патрульного космического аппарата АСЕ по формуле (1) согласно [9]:

$$\Delta t = \frac{-U + \sqrt{U^2 + 2ad_1}}{a} + \frac{d_2}{\sqrt{U^2 + 2ad_1}},$$
 (1)

где U – начальная скорость выброса по данным коронографа LASCO (https://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/), a – ускорение KBM, d_1 – дистанция, на которой изменяется скорость KBB (0.75 а.е.), d_2 – остаток пути (0.25 а. е.). Для быстрых и медленных событий KBM, дистанции d_1 и d_2 должны варьироваться. Как показала практика применения формулы (1), изменение d_1 для рассматриваемых событий в пределах 0.70–0.76 а.е. не приводит к заметным изменениям результата.

Выше, было показано, как статистически распределяются времена задержки между вспышкой и моментом регистрации КВМ по данным каталога http://www.srl.caltech.edu/ACE/ASC/DATA/ level3/icmetable2.htm. В этом разделе исследования ту же задержку или опережение момента визуальной (LASCO) регистрации КВМ относительно вспышки мы получим на основе расчета времени переноса КВМ до патрульного спутника АСЕ. Для этого вычисляется разница между расчетным временем переноса по формуле (1) и временем регистрации КВМ, приведенным в каталоге. Результат этой операции представлен на рис. 3, на котором последовательность номеров анализируемых событий вдоль оси абсцисс выстроена таким образом, чтобы имел место рост временного интервала в часах между вспышкой и появлением КВМ.

Оценивая график на рис. 3 можно утверждать, что формула (1) расчета времени переноса [9] ви-



329



Рис. 3. Демонстрация задержки или опережения момента регистрации КВМ относительно вспышки как разницы между расчетным временем переноса и временем регистрации КВМ по каталогу. Ломаная линия отвечает времени задержки/опережения вспышки по каталогу, пологая линия является медианой вычисленной задержки.

зуально зарегистрированного выброса типа КВМ от Солнца до патрульного КА АСЕ допускает заметную вариативность в определении моментов регистрации вспышек. Тем не менее, вычисляемая здесь медиана задержки (пологая линия) демонстрирует общий тренд с вариациями времени задержки/опережения вспышки по каталогу и коэффициент корреляции для этих кривых (ломаная и пологая) достигает 0.56. Согласно полученным результатам, расчетная формула допускает появление КВМ раньше ассоциированной вспышки для 19 случаев из 52 рассмотренных, в то время как по данным каталога таких событий было только 4. Это свидетельствует о том, что формула неточна для проанализированных случаев появлений КВМ. Заметим, что авторы статьи [9] также допускают, что в их модели расчета времени переноса КВМ от Солнца до Земли более чем в 70% случаев возможна погрешность в ± 15 ч.

При анализе последовательностей, аналогичных рис. 3, для определения связи всех типов МО с экстремальными X-вспышками и связи МО надежного типа 2 с экстремальными X-вспышками установлено, что корреляция между методами имеет место только для магнитных облаков, возникающих вслед за экстремальными X-вспышками. Таким образом, выполненный здесь сравнительный анализ методов определения времен задержки/опережения вспышки после/до KBM показал, что в некоторых случаях методы могут дополнять друг друга.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Продемонстрирована статистическая связь КВМ с солнечной вспышечной активностью, которая позволяет делать выводы о вероятности сопровождения вспышек КВМ. Согласно данным каталога, приоритетными являются ситуации, когда

вспышка наблюдалась на несколько часов ранее КВМ. События КВМ, предшествующие вспышке редки. Наибольшие задержки в 10 и более часов наблюдаются для КВМ, следующих за экстремальными Х-вспышками. Возникающие при этом КВМ всегда трансформируются в МО. В результате экстремальные вспышечные события ответственны за появление МО, перемещающихся со скоростями выше скоростей спокойного солнечного ветра и достигающих окрестность Земли спустя 2-3 сут. Выполнен сравнительный анализ методов определения времен задержки/опережения вспышки после/до КВМ построенных на данных каталогов и с помощью известной расчетной формулы переноса КВМ в межпланетном пространстве. Заметная корреляция между результатами, полученными двумя методами, имеет место только для магнитных облаков, возникающих вслед за экстремальными Х-вспышками. Показано, что в некоторых случаях методы могут дополнять друг друга.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Бархатов Н.А., Левитин А.Е., Ревунова Е.А. // Геомагн. и аэрон. 2014. Т. 54. № 6. С. 718; Barkhatov N.A., Levitin A.E., Revunova E.A. // Geomagn. Aeron. 2014. V. 54. No. 6. Р. 718.
- 2. Бархатов Н.А., Ревунов С.Е., Виноградов А.Б. // Вестн. Минин. ун-та. 2014. № 3(7). С. 25.
- 3. Бархатов Н.А., Ревунов С.Е., Воробьев В.Г., Ягодкина О.И. // Геомагн. и аэроном. 2018. Т. 58. № 2. С. 155; Barkhatov N.A., Revunov S.E., Vorobjev V.G., Yagodkina O.I. // Geomagn. Aeron. 2018. V. 58. No. 2. P. 147.
- 4. Бархатов Н.А., Ревунова Е.А., Романов Р.В. и др. // Солн.-земн. физ. 2019. Т. 5. № 3. С. 70; Barkhatov N.A., Revunova E.A., Romanov R.V. et al. // J. Atmos. Sol. 2019. V. 5. No. 3. P. 59.
- 5. Бархатов Н.А., Долгова Д.С., Ревунова Е.А. // Геомагн. и аэроном. 2019. Т. 59. № 1. С. 19; Barkhatov N.A.,

Dolgova D.S., Revunova E.A. // Geomagn. Aeron. 2019. V. 59. No. 1. P. 16.

- Nitta N.V., Hudson H.S. // Geophys. Res. Lett. 2001. V. 28. P. 3801.
- 8. Harrison R.A. // Astron. Astrophys. 1995. V. 304. P. 585.
- Gopalswamy N., Lara A., Yashiro S. et al. // J. Geophys. Res. 2001. V. 106. Art. No. 29207.
- 6. Манакова Ю.В., Пехтелева К.А., Бархатов Н.А., Ревунов С.Е. // Вестн. Минин. ун-та. 2016. № 1-1. С. 32.

Investigation of the statistical relationship of coronal mass ejections with solar flares

N. A. Barkhatov^{*a*, *}, V. G. Vorobjev^{*b*}, S. E. Revunov^{*a*}, E. A. Revunova^{*c*}

^aKozma Minin Nizhny Novgorod State Pedagogical University, Nizhny Novgorod, 603002 Russia ^bPolar geophysical institute, Apatity, 184209 Russia ^cNizhny Novgorod State University of Architecture and Civil Engineering, Nizhny Novgorod, 603000 Russia *e-mail: nbarkhatov@inbox.ru

In the study, based on the analysis of the statistical relationship of coronal mass ejections with solar flares, the sequence of these events is established. Time delays in the appearance of coronal mass ejections relative to the associated solar flare are determined. It has been found that priority is given to situations where flares are several hours ahead of coronal emissions.

УДК 550.388.2

УНЧ ВОЗМУЩЕНИЯ, ВЫЗВАННЫЕ ТУРБУЛЕНТНОЙ ОБОЛОЧКОЙ МЕЖПЛАНЕТНЫХ МАГНИТНЫХ ОБЛАКОВ

© 2021 г. О. М. Бархатова^{1, *}, В. Г. Воробьев², Н. А. Бархатов³, С. Е. Ревунов³

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования Нижегородский государственный архитектурно-строительный университет, Нижний Новгород, Россия

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

полярный геофизический институт, Апатиты, Россия

³Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования Нижегородский государственный педагогический университет имени К. Минина, Нижний Новгород, Россия

*E-mail: o.barkhatova@inbox.ru

Поступила в редакцию 25.09.2020 г. После доработки 20.10.2020 г. Принята к публикации 27.11.2020 г.

В периоды магнитосферных суббурь зарегистрированы одновременные возмущения полного электронного содержания и горизонтальной компоненты геомагнитного поля в диапазоне периодов Рсб, возникающие в интервалы взаимодействия магнитосферы Земли с турбулентной оболочкой магнитных облаков. Вейвлет анализ возмущений межпланетного магнитного поля, скорости и плотности плазмы солнечного ветра свидетельствует о существовании в межпланетной среде колебаний с такими же периодами.

DOI: 10.31857/S0367676521030066

введение

Магнитные облака (МО) солнечного ветра являются одной из основных причин возникновения геомагнитной возмущенности, которая выражается в развитии магнитных бурь и магнитосферных суббурь [1, 2]. Возникновение и развитие суббуревой активности в магнитосфере напрямую связано с линамикой параметров солнечного ветра и межпланетного магнитного поля [3]. В периоды суббурь возникает интенсивная трехмерная токовая система (токовый клин суббури) [4], которая связывает активные области магнитосферы с высокоширотной ионосферой. Благодаря формированию такой токовой системы, низкочастотная МГД возмущенность солнечного ветра может непосредственно передаваться в магнитосферно-ионосферную систему [5] и регистрироваться наземными обсерваториями.

Настоящее исследование посвящено поиску одновременной ионосферной и геомагнитной МГД возмущенности в диапазоне периодов Рсб в ночное и дневное местное время в периоды интенсивной суббуревой активности. Предполагается, что низкочастотные МГД возмущения, содержащиеся в переходных областях магнитных облаков (МО), могут проникать в ночное местное время из солнечного ветра в магнитосферу и ионосферу через токовый клин суббури. Такой подход является основным отличием от известных моделей возникновения УНЧ колебаний, в которых магнитосфера глобально резонирует под действием потоков солнечного ветра [6].

ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ДАННЫЕ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

Анализ МГД возмущений, генерируемых турбулентными явлениями оболочек МО в диапазоне периодов Рсб (7—35 мин), выполнен для семи событий, представленных в табл. 1. Каждое из рассматриваемых МО вызывало развитие последовательностей магнитосферных суббурь интенсивностью в AL индексе от —500 до —1800 нТл.

Для обнаружения ионосферных и геомагнитных возмущений были использованы данные GPS станций о полном электронном содержании (ПЭС) и значения H-компоненты геомагнитного поля на магнитных обсерваториях, расположенных в интервале широт 30° — 60° с.ш. В различные периоды станции находились как в ночном секторе LT, т.е. в долготном секторе западного электроджета, так и в дневном секторе.

Возмущенность межпланетной среды определялась по данным о плотности и скорости солнечного ветра и вариациям модуля межпланетного магнитного поля (ММП). Волновые явления в

Событие	Регистрация УВ, UT	Интервал UT	Спокойная часть, UT	Возмущенная часть, UT
10.08.2000	05:22	04:22-07:22	04:22-05:22	05:22-07:22
06.11.2000	09:50	08:50-11:50	08:50-09:50	09:50-11:50
18.02.1999	02:55	01:55-04:55	01:55-02:55	02:55-04:55
20.03.2003	04:50	03:50-06:50	03:50-04:50	04:50-06:50
14.06.2005	18:35	17:35-20:35	17:35-18:35	18:35-20:35
05.04.2010	08:30	07:30-10:30	07:30-08:30	08:30-10:30
03.08.2010	18:05	17:00-20:00	17:00-18:05	18:05-20:00

Таблица 1. Параметры событий

ионосфере изучались в течение часового интервала перед регистрацией ударной волны (УВ) каждого МО на космическом аппарате (спокойная часть, табл. 1) и двухчасового интервала после (возмущенная часть, табл. 1). Характерные времена появления внемагнитосферных и ионосферных МГД возмущений и их периоды устанавливались на основе использования метода спектрального вейвлет анализа с базовой функцией Добеши 4 порядка.



Рис. 1. Вейвлет-спектры модуля ММП (*a*), плотности (*б*) и скорости (*в*) солнечного ветра для события 06 ноября 2000 г.; ударная волна в 09:50 UT. По вертикальной оси – период (в мин), по горизонтальной оси – время UT.

ВНЕМАГНИТОСФЕРНАЯ МГД ВОЗМУЩЕННОСТЬ

Процессы воздействия УНЧ возмущений солнечного ветра на магнитосферно-ионосферную систему в интервалы суббуревой активности рассмотрим подробно на примере магнитного облака, зарегистрированного 06 ноября 2000 г. и вызвавшего серию суббурь с интенсивностью в AL до -1800 нТл. Анализировался трехчасовой интервал, содержащий спокойную часть (1 ч до УВ) и возмушенную часть (2 ч после УВ). Для этого события на рис. 1 приведены вейвлет спектры модуля ММП (а), плотности (б) и скорости (в) солнечного ветра. Представленные рисунки демонстрируют наличие синхронных интенсивных возмущений в ММП и параметрах солнечного ветра на возмушенном интервале. т.е. при взаимодействии магнитосферы Земли с турбулентной оболочкой МО. В параметрах солнечного ветра максимумы вейвлет-спектров отмечаются сразу же за ударной волной (10:00-11:00 UT). В часовом интервале перед УВ возмущенность в этих параметрах отсутствовала и геомагнитные возмущения не регистрировались.

ИОНОСФЕРНАЯ МГД ВОЗМУЩЕННОСТЬ

Результаты спектрального анализа низкочастотных МГД возмущений, полученные по данным о вариациях ПЭС ионосферы и горизонтальной компоненты геомагнитного поля в "спокойные" и "возмущенные" интервалы времени для события 06 ноября 2000 г. представлены на рис. 2.

Особенности реакции магнитосферно-ионосферной системы на УВ и турбулентную оболочку МО в этом событии исследовались в местное ночное время на основе данных двух ионосферных GPS станций: Holberg (50.65° с.ш., 231.98° в.д., L = 2.87) и Mammoth Lakes (37.65° с.ш., 241.04° в.д., L = 1.84) и трех магнитных станций Sitka (57.1° с.ш., 224.67° в.д., L = 3.8), Victoria (48.52° с.ш., 236.58° в.д., L = 2.7), Tucson (32.17° с.ш., 249.27° в.д., L = 1.66). Используемые GPS и магнитные станции расположены в интервале широт от 32° до 57° с.ш. На рис. 2 приведены вейвлет-спектры вариаций ПЭС на станции Holberg. Н-компоненты геомагнитного поля на станции Sitka и инлекса AL в интервале от 08:50 UT до 11:50 UT. Анализ полученных вейвлет-картин показывает, что одновременные спектральные максимумы вариаций ПЭС и Н-компоненты отмечаются в интервале времени 10:10-11:00 UT. Характерные периоды возмущений лежат в диапазоне Рсб. Отметим, что в интегральном индексе AL, характеризующем активность западного электроджета, возмущения от ударной волны магнитного облака и его переходной области прослеживаются даже более отчетливо, чем на отдельных магнитных станциях. Как видно из рис. 2, возмущения AL сопровождаются интенсивными ионосферными возмущениями. На более низкоширотных станциях общий уровень ионосферной и геомагнитной возмущенности ниже. Это может свидетельствовать о том, что МГД возмущения распространяются от аврорального источника к средним широтам с затуханием. Следует заметить, что в интервал, отвечающий спокойному солнечному ветру до прихода УВ, ионосферные и геомагнитные возмущения одновременно не наблюдаются, а общий уровень возмущенности значительно ниже, чем в интервал времени после прихода УВ.

Можно заключить, что в период взаимодействия магнитосферы с турбулентной оболочкой облаков в авроральной зоне наблюдается усиление суббуревой активности. В эти же интервалы на наземных ионосферных и магнитных станциях отмечается одновременная УНЧ возмущенность в изучаемом частотном диапазоне.

Выполненная на основе анализа вейвлетспектров оценка уровня возмущенности в системе магнитосфера-ионосфера и обнаружение МГД возмущений в периоды прохождения Земли через оболочку МО для оставшихся шести случаев демонстрирует результаты, сходные с рассмотренными выше на рис. 1 и 2: до прихода ударных волн одновременная ионосферная и геомагнитная возмущенность отсутствует, но регистрируется при взаимодействии магнитосферы с оболочкой МО.

Отмеченная выше ночная возмущенность ионосферно-магнитосферной системы может быть связана с проникновением в магнитосферу МГД возмущений солнечного ветра через трехмерную токовую систему клина суббури. С другой стороны, подобные возмущения часто связывают с резонансным откликом магнитосферы на при-



Рис. 2. Вейвлет-спектры ПЭС по данным станции Holberg (50.65° с.ш., 231.98° в.д.), Н-компоненты геомагнитного поля по данным станции Sitka (57.06° с.ш., 224.67° в.д.) и индекса AL для события 06 ноября 2000 г.; УВ – область регистрации ударной волны магнитного облака.

бытие ударной волны магнитного облака [6]. С целью проверки действия такого механизма в рассматриваемых случаях, выполнено сопоставление возмушений ПЭС и Н-компоненты геомагнитного поля на станциях, находящихся с дневной стороны магнитосферы. Сопоставление полученных вейвлет-картин показывает не только отсутствие одновременности в рассматриваемых геомагнитной и ПЭС возмущенности, но и практически полное отсутствие возмущений ПЭС на всем рассматриваемом интервале. В Н-компоненте геомагнитного поля некоторая незначительная возмущенность наблюдается. Однако, ввиду ее рассогласованности по времени с возмущениями в плазме солнечного ветра и ММП, эта возмущенность не связана с полошелшим магнитным облаком.

Продемонстрированная выше на примере одного события методика была применена для семи магнитных облаков (табл. 1). Поиск синхронизованных ионосферных и геомагнитных возмущений был выполнен в ночное и дневное местное время с целью проверки степени глобального воздействия УНЧ возмущений оболочек МО на магнитосферно-ионосферную систему.



Рис. 3. Гистограммы количества событий, для которых возникает синхронизованная ионосферная и геомагнитная возмущенность в ночное местное время (a) и в местное дневное время (δ). По оси абсцисс отложены интервалы периодов возмущений.

На рис. За представлена гистограмма общего количества событий, для которых при прохождении магнитосферы через оболочку МО в ночное местное время регистрируется синхронизованная ионосферная и геомагнитная возмущенность. По оси абсцисс отложены средние значения периодов на интервалах длительностью 3.5 мин, на которые был разделен весь исследуемый диапазон, по оси ординат — общее количество событий. Гистограмма демонстрирует увеличение числа событий с одновременно регистрируемой возмущенностью ионосферных и геомагнитных возмущений для интервалов периодов 7—10.5, 17.5—21 и 28—31.5 мин.

Анализ вейвлет-спектров ПЭС и Н-компоненты геомагнитного поля на дневной стороне магнитосферы, выполненный в тех же интервалах времени для всех рассматриваемых событий показал, что синхронизованная ионосферная и геомагнитная возмущенность практически отсутствует (рис. 36). Наибольшее число одновременных ионосферных и геомагнитных возмущений в дневное время регистрируется на интервале периодов 10.5—14 минут. Этот интервал не совпадает с наиболее часто регистрируемыми "ночными" периодами, выделенными ранее. Это может означать, что регистрируемые в дневное и ночное местное время одновременные возмущения ПЭС и геомагнитного поля имеют разные источники.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведен анализ УНЧ ионосферных и геомагнитных возмущений в диапазоне периодов Рсб, возникающих в интервалы суббуревой активности, вызываемой турбулентными оболочками магнитных облаков солнечного ветра.

Для всех событий в местное ночное время на широтах 30°-60° с.ш. обнаружена синхронизованная по частоте одновременная ионосферная и геомагнитная возмушенность. Наиболее часто олновременность ионосферных и геомагнитных ночных возмущений была отмечена для интервалов периодов 7-10.5, 17.5-21 и 28-31.5 мин. В магнитноспокойный часовой интервал перед приходом к магнитосфере ударной волны, одновременные ионосферные и геомагнитные возмущения на рассматриваемых станциях отсутствуют. В местное дневное время синхронизованная ионосферная и геомагнитная возмущенность практически отсутствует. В редких случаях ее возникновения период вариаций не совпадает с наиболее часто регистрируемыми "ночными" периодами. Это означает, что регистрируемые в дневное и ночное местное время возмущения имеют разные источники.

Можно заключить, что низкочастотная МГД возмущенность возникает в магнитосферноионосферной системе только в случае развития суббуревой активности и только в местное ночное время. Согласно рассматриваемому нами качественному сценарию, под воздействием возмущенного замагниченного солнечного ветра геомагнитный хвост магнитосферы может передать рассматриваемые УНЧ колебания западному авроральному электроджету (AL), который является частью трехмерной токовой системы клина суббури. Этот активный электроджет может, в свою очередь, являться источником среднеширотных МГД возмущений, регистрируемых на среднеширотных магнитных обсерваториях и в данных GPS. Полученные результаты согласуются с выводами работ [5, 7-9].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Дэспирак И.В., Любчич А.А., Клейменова Н.Г. // Геомагн. и аэроном. 2014. Т. 54. № 5. С. 619; Despirak I.V., Lyubchich A.A., Kleimenova N.G. // Geomagn. Aeron. 2014. V. 54. No. 5. P. 575.
- Barkhatov N.A., Revunov S.E., Mukhina M.V. et al. // JP J. Heat Mass Transfer. 2019. V. 17. No. 1. P. 195.
- Воробьев В.Г., Ягодкина О.И., Антонова Е.Е., Зверев В.Л. // Геомагн. и аэроном. 2018. Т. 58. № 3. С. 1; Vorobjev V.G., Yagodkina O.I., Zverev V.L., Antonova E.E. // Geomagn. Aeron. 2018. V. 58. No. 3. P. 295.
- McPherron R.L. Barfield J.N. // J. Geophys. Res. 1980.
 V. 85. No. A12. Art. No. 6743.
- Белаховский В.Б., Пилипенко В.А., Самсонов С.Н. // Physics of Auroral Phenom. Proc. XXXVIII Ann. Seminar. (Apatity, 2015). P. 71.

- Kepko L., Spence H.E. // J. Geophys. Res. 2003. V. 108. P. 1257.
- 7. Клибанова Ю.Ю., Мишин В.В., Цэгмэд Б. // Косм. иссл. 2014. Т. 52. № 6. С. 459; Klibanova Yu.Yu., Mishin V.V., Tsegmed B. // Cosmic Res. 2014. V. 52. No. 6. P. 421.
- Клейменова Н.Г., Козырева О.В., Шотт Ж.Ж. // Геомагн. и аэроном. 2003. Т. 43. № 3. С. 321; Kleimenova N.G., Kozyreva O.V., Shott J.-J. // Geomagn. Aeron. 2003. V. 43. No. 3. P. 299.
- 9. Бархатов Н.А., Виноградов А.Б., Ревунова Е.А. // Косм. иссл. 2014. Т. 52. № 4. С. 286; Barkhatov N.A., Vinogradov A.B., Revunova E.A. // Cosmic Res. 2014. V. 52. No. 4. C. 269.

ULF disturbances caused by interplanetary magnetic clouds sheath

O. M. Barkhatova^{a, *}, V. G. Vorobjev^b, N. A. Barkhatov^c, S. E. Revunov^c

^aNizhniy Novgorod State University of Architecture and Civil Engineering, Nizhniy Novgorod, 603000 Russia ^bPolar Geophysical Institute, Apatity, 184209 Russia

^cKozma Minin Nizhny Novgorod State Pedagogical University, Nizhny Novgorod, 603002 Russia *e-mail: o.barkhatova@inbox.ru

Simultaneous disturbances of the total electronic content and the horizontal component of the geomagnetic field in the range of Pc6 periods occurring during the intervals of interaction of the Earth's magnetosphere with the turbulent shell of magnetic clouds were registered during the periods of magnetospheric substorms. Wavelet analysis of perturbations of both the interplanetary magnetic field and the solar wind plasma velocity and density indicate the existence of fluctuations in the interplanetary medium with the similar periods.

УДК 550.338.1

ДАВЛЕНИЕ ИОНОВ В ОБЛАСТИ ВЫСЫПАНИЙ ДНЕВНОГО НИЗКО-ШИРОТНОГО ГРАНИЧНОГО СЛОЯ

© 2021 г. В. Г. Воробьев^{1,} *, О. И. Ягодкина¹, Е. Е. Антонова^{2, 3}

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

 $^{2}\Phi$ едеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования

"Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова",

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

³Федеральное государственное бюджетное учреждение науки

Институт космических исследований Российской академии наук, Москва, Россия

**E-mail: vorobjev@pgia.ru*

Поступила в редакцию 25.09.2020 г. После доработки 20.10.2020 г. Принята к публикации 27.11.2020 г.

По данным спутников DMSP F6 и F7 показано, что в магнитоспокойные периоды давление ионов в области ионосферной проекции низкоширотного граничного слоя не зависит от B_z компоненты межпланетного магнитного поля, но быстро увеличивается с ростом динамического давления солнечного ветра. Обнаружено локальное увеличение ионного давления в полуденном секторе и обсуждается возможное его проявление в интенсивности высокоширотных дневных полярных сияний.

DOI: 10.31857/S0367676521030315

ВВЕДЕНИЕ

На дневной стороне область мягких высыпаний создается частицами различных типов. Определение области магнитосферного источника различных типов высыпаний проводится путем сравнения средних энергий и потоков энергии частиц, наблюдаемых на низкоорбитальных спутниках, с характеристиками частиц на больших высотах. По положению области магнитосферного источника в [1] были определены высыпания, характерные для плазменной мантии, полярного каспа и низкоширотного граничного слоя. В этих пограничных слоях дневной магнитопаузы наиболее интенсивно протекают процессы, связанные с взаимодействием магнитосферы с солнечным ветром и передачей энергии солнечного ветра в магнитосферу Земли.

Скорость солнечного ветра меняется в небольших пределах, поэтому его динамическое давление (P_{sw}) определяется, главным образом, плотностью плазмы. Характеристики частиц в различных областях вторжений дневного сектора в зависимости от плотности плазмы солнечного ветра исследовались в работе [2]. По данным спутников DMSP F6 и F7 было показано, что с ростом плотности плазмы солнечного ветра наблюдается значительное увеличение потоков высыпающихся ионов во всех областях дневных высыпаний. Однако в зоне структурированных высыпаний аврорального овала и в зоне мягких диффузных высыпаний одновременно с ростом потоков наблюдается уменьшение средней энергии высыпающихся ионов. Давление плазмы, определяемое как потоками высыпающихся частиц, так и их средней энергией, в дневном секторе до настоящего времени не исследовалось. В ночном секторе, как показывают результаты работы [3], давление плазмы на границах авроральных высыпаний почти линейно возрастает с ростом P_{sw} .

Ранее в [4, 5] была обнаружена тесная связь поведения дневных авроральных высыпаний с B_z компонентой межпланетного магнитного поля (ММП). Было показано, что уменьшение (увеличение) B_z сопровождается смещением овала сияний в более низкие (высокие) широты. Отмечена высокая корреляция между вариациями B_z и изменениями положения дневного полярного каспа.

Целью настоящей работы является определение ионного давления в области ионосферной проекции низкоширотного граничного слоя и изучение влияния *B*_z компоненты ММП и дина-



Рис. 1. Давление ионов в области высыпаний LLBL: при разных значениях B_z компоненты ММП (*a*); в зависимости от динамического давления солнечного ветра (δ); распределение давления по МLT при фиксированных уровнях P_{sw} (1.0, 2.0 ... 6.0 нПа) (θ).

мического давления солнечного ветра на уровень давления плазмы.

ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ДАННЫЕ

В работе использованы данные спутников DMSP F6 и F7 за 1986 г. Для определения положения границ авроральных высыпаний и времени их регистрации использовались данные автоматизированной системы обработки, представленные на портале http://sd-www.jhuapl.edu/Aurora/ dataset_list.html.

Методика определения ионного давления по измерениям спутников серии DMSP, использованная в настоящем исследовании, изложена в работе [6]. Определялись средние потоки и энергии ионов между соседними границами различных зон высыпаний, на основании которых рассчитывалась величина ионного давления. Чтобы избежать процессов, связанных с развитием магнитосферных возмущений, рассматривались данные спутников только при низком уровне магнитной активности AL > -200 нТл.

ДАВЛЕНИЕ ИОНОВ В ОБЛАСТИ ВЫСЫПАНИЙ LLBL

Низкоширотный граничный слой (LLBL – low-latitude boundary layer) является граничной областью дневной магнитосферы, в которой регистрируются частицы, как магнитослоя (magnetosheath), так и частицы магнитосферного происхождения. Поток энергии высыпающихся ионов в LLBL ~ 10^9 (эB/см² · с · ст), а средняя энергия ионов ~3-6 кэВ.

Результаты исследования ионного давления представлены на рис. 1. Так как характеристики плазмы в граничном слое магнитосферы могут существенно зависеть от угла между направлением на Солнце и нормалью к магнитопаузе, для исследований был выбран узкий интервал местного геомагнитного времени, 11:00–13:00 MLT. В этом

интервале при низком уровне магнитной активности, при наличии данных о параметрах солнечного ветра и ММП было обнаружено 262 пролета спутников, в которых регистрировались высыпания граничного слоя.

Рисунок 1*а* показывает, что давление в области высыпаний LLBL (P_L) не зависит от B_z компоненты ММП. Средний уровень давления (P_L) = 0.27 ± ± 0.07 нПа. Зависимость P_L от динамического давления солнечного ветра иллюстрирует рис. 1*б*. Как видно на рисунке, давление ионов существенно увеличивается с ростом Psw. Сплошная линия на рисунке соответствует уравнению линейной регрессии, коэффициент корреляции по всем точкам массива данных r = 0.61, стандартная ошибка уравнения регрессии 0.18.

Рисунок 1в иллюстрирует распределение давления в высыпаниях граничного слоя по MLT при фиксированных уровнях динамического давления солнечного ветра от 1.0 до 6.0 нПа. Точки на графиках соответствуют уравнениям регрессии, которые были получены для всех, показанных на рисунке, секторов MLT. Данные в 12:00 MLT соответствуют уравнению регрессии для сектора 11:00-13:00 MLT. Чтобы избежать влияния весовых показателей, данные усреднялись в каждом интервале *P*_{sw} по 1 нПа. В результате было получено уравнение регрессии: $P_L = 0.10$ Psw + 0.06 (с коэффициентом корреляции r = 0.90). Затем аналогичные линейные уравнения $P_L = P_L(P_{sw})$ были получены для всех 2 часовых интервалов MLT со сдвигом на 1 час в восточном и западном направлениях. Рис. 1в демонстрирует ярко выраженное локальное увеличение ионного давления в полуденном секторе, величина которого растет с увеличением P_{sw} При $P_{sw} = 6$ нПа величина пика P_L примерно в два раза превышает уровень давления в соседних секторах MLT, что существенно выше величины стандартного среднеквадратичного отклонения, типичные значения которого составляют ~0.1 нПа.



Рис. 2. Вариации динамического давления солнечного ветра (верхняя панель) и *AL* индекса магнитной активности (нижняя панель) 24 ноября 1997 г. в интервале 06:00–09:00 UT. Вертикальные штриховые линии указывают интервал наблюдений спутника POLAR, представленных на рис. 3.

В магнитослое, когда плазма солнечного ветра перемещается от фронта ударной волны в сторону магнитопаузы, ее скорость уменьшается, но увеличиваются флуктуации магнитного поля, амплитуда которых в подсолнечной области может превышать величину магнитного поля около магнитопаузы [7]. Это, по-видимому, создает в полуденные часы локальную область с наиболее благоприятными условиями для проникновения плазмы в магнитосферу. При удалении от этой области увеличивается угол между вектором скорости солнечного ветра и нормалью к магнитопаузе и уменьшается динамическое давление плазмы магнитослоя на магнитопаузу [8, рис. 2]. Плазма в пограничном слое течет в сторону флангов магнитосферы, что приводит к уменьшению давления в погранслое.

В дневной высокоширотной области типичным проявлением геомагнитной активности являются неструктурированные осцилляции в диапазоне периодов Pc1-2. В ряде исследований LLBL рассматривается как область источника пульсаций Pc1. Общепринято, что Pc1 генерируются вследствие развития электромагнитной ионно-циклотронной неустойчивости (ЭИЦН) в экваториальной плоскости магнитосферы. Сжатие магнитосферы динамическим давлением солнечного ветра приводит к увеличению анизотропии плазмы и, как результат, к росту ЭИЦН и электромагнитной электронно-циклотронной (ЭЭЦН) неустойчивости. Рассеяние частии ЭИШ и ЭЭШ волнами может способствовать появлению как протонных, так и электронных полярных сияний. В соответствии с результатами, представленными выше на рис. 1*в*, в высокоширотной ионосфере можно ожидать появления "пятна" свечения, соответствующего ионосферной проекции области генерации неустойчивостей в экваториальной плоскости. Размеры такого "пятна" свечения могут составлять $\sim 2^{\circ}-3^{\circ}$ широты [9, рис. 1] и 2–3 ч по долготе (рис. 1*в*) на исправленных геомагнитных широтах около 78° CGL.

Исследования характеристик электронных высыпаний в секторе 11:00-13:00 МLТ показывают, что с ростом P_{sw} от 1.0 до 5.0 нПа поток энергии высыпающихся электронов увеличивается от 0.2 до 0.5 эрг/см² · с (рис. не приводится). Это соответствует увеличению интенсивности свечения полосы LBH (170.0 нм) от 25 R до 70 R, а эмиссии 557.7 нм от 0.15 kR до 0.4 kR. При $P_{sw} = 5.0$ нПа средние пиковые значения потока составляют ~2.0 эрг/см² с, интенсивность свечения LBH ~260 R, а в эмиссии 557.7 нм ~1.5 kR.

В работе [10] показано поведение дневных сияний в период резкого увеличения динамического давления солнечного ветра 18 марта 2002 г. Представленные в работе снимки высокоапогейного спутника IMAGE указывают на то, что резкое увеличение Psw сопровождалось появлением в полуденном секторе яркого "пятна" свечения как в протонных, так и в электронных сияниях. Условия развития ЭИЦН и ЭЭЦН разные, поэтому возможны существенные различия пространственно-временных характеристик протонных и электронных высыпаний/полярных сияний. Связь электронных дневных сияний с динамическим давлением солнечного ветра исследовалась в [11]. Рассмотренные в этой работе события показывают, что при В₂ ММП > 0 как короткопериодные (15-20 мин), так и длиннопериодные (1-3 ч) вариации P_{sw} сопровождались увеличениями интенсивности сияний в полосе дневного красного свечения.

В отличии от [10], ниже мы рассмотрим пример поведения сияний в период плавного роста P_{sw} , наблюдаемого 24 ноября 1997 г. В рассмотренном событии P_{sw} изменялось от ~1.0 нПа в 07:00 UT до ~5.0 нПа в 07:45 UT. Вариации P_{sw} и уровень магнитной активности в авроральной зоне в интервале 06:00–09:00 UT иллюстрирует рис. 2. Рассмотренное событие происходило в период очень низкой магнитной активности AL > -100 нТл. Глобальные снимки сияний, выполненные спутником POLAR в УФ области спектра (LBH, 170.0 нм), представлены на рис. 3. Временной интервал, соответствующий интервалу наблюдений POLAR, выделен вертикальными штриховыми линиями на рис. 2.

При спокойных условиях и низком динамическом давлении солнечного ветра авроральное свечения в дневном секторе не регистрируется (рис. 3*a*). С ростом P_{sw} в послеполуденном секторе (~13–15 MLT) на широте ~78° CGL формируется пятно свечения (рис. 3*b*), площадь и яркость которого увеличиваются с ростом P_{sw} (рис. 3*b*, 3*c*). В 07:24 UT (рис. 3*c*) яркость свечения достигает



Рис. 3. Глобальные снимки сияний спутника POLAR в ультрафиолетовой области спектра, выполненные в 07:16 UT (*a*), 07:18 UT (*b*), 07:20 UT (*b*), 07:24 UT (*c*), 07:40 UT (*b*). На снимки нанесена сетка исправленных геомагнитных координат. Вертикальная линия — меридиан полдень—полночь; верх — полдень, справа — утро. Шкала интенсивности свечения в нижней части рисунка.

~250 R. "Пятно" свечения сохраняется в течение всего периода роста P_{sw} . Появление полос диффузного свечения в утреннем и вечернем секторах при уровне динамического давления 4—5 нПа соответствует характерным признакам поведения сияний после внезапных импульсов динамического давления, SI, и внезапных начал бури, SSC, (см. [10] и ссылки там).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе были использованы данные спутников F6 и F7 для изучения ионного давления в области ионосферной проекции низкоширотного граничного слоя (LLBL). Исследовано влияние B_z компоненты ММП и динамического давления солнечно-го ветра (P_{sw}) на уровень давления плазмы при низком уровне магнитной активности (AL > -200 нТл). Основные полученные результаты:

 Давление ионов в области высыпаний LLBL не зависит ни от полярности, ни от величины вертикальной компоненты ММП.

2. С ростом P_{sw} уровень ионного давления существенно увеличивается от ~0.15 нПа при $P_{sw} = 1.0$ нПа до ~0.65 нПа при $P_{sw} = 6.0$ нПа. Средний уровень давления составляет $\langle P_L \rangle = 0.27 \pm \pm 0.07$ нПа.

3. Распределение ионного давления по MLT демонстрирует ярко выраженное локальное увеличение давления в полуденном секторе (~11–14 MLT), величина которого растет с увеличением P_{sw} . При $P_{sw} = 6$ нПа величина пика P_L примерно в два раза превышает уровень давления в соседних секторах MLT.

4. Обсуждаются возможные эффекты в протонных и электронных полярных сияниях, которые могут быть следствием неоднородного распределения ионного давления по MLT. На отдельном примере показано увеличение интенсивности электронных сияний в околополуденном секторе в период роста динамического давления солнечного ветра.

Данные спутников F6 и F7 взяты на страницах http://sd-www.jhuapl.edu; параметры MMП, плазмы солнечного ветра и индексы магнитной активности взяты на страницах http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/ и http://cdaweb.gsfc.nasa.gov/. Авторы выражают благодарность руководителю проекта POLAR Парксу Г. и институту APL/JHU за предоставление УФ снимков полярных сияний.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Newell P.T., Burke W.J., Sanchez E.R., et al. // J. Geophys. Res. V. 96. 1991. No. A12. Art. No 21013.
- Воробьев В.Г., Ягодкина О.И. // Геомагн. и аэроном. 2006. Т. 46. № 1. С. 55; Vorobjev V.G., Yagodkina O.I. // Geomagn. Aeron. 2006. V. 46. No. 1. P.52.
- 3. Воробьев В.Г., Ягодкина О.И., Антонова Е.Е. // Геомагн. и аэроном. 2019. Т. 59. № 5. С. 582. Vorobjev V.G., Yagodkina O.I., Antonova E.E. // Geomagn. Aeron. 2019. V. 59. No. 5. P. 543.
- 4. Vorobjev V.G., Starkov G.V., Feldstein Ya.I. // Planet. Space Sci. 1976. V. 24. P. 055.
- Horwitz J.L., Akasofu S.I. // J. Geophys. Res. 1977. V. 82. No. 19. P. 2723.
- 6. *Stepanova M., Antonova E.E., Bosqued J.-M.* // Adv. Space Res. 2006. V. 38. No. 8. P. 1631.
- Rossolenko S.S., Antonova E.E., Yermolaev Yu.I. et al. // Proc. XXX Ann. Seminar "Physics of Auroral Phenomena". (Apatity, 2007). P. 81.
- Antonova E.E., Stepanova M., Kirpichev I.P., et al. // J. Atm. Sol.-Terr. Phys. 2018. V. 177. P. 103.
- Vorobjev V.G., Yagodkina O.I., Katkalov Y. // J. Atm. Sol.-Terr. Phys. 2013. V. 102. P. 157.
- Safargaleev V., Kozlovsky A., Honary F. et al. // Ann. Geophys. 2010. V. 28. P. 247.
- Воробьев В.Г., Ягодкина О.И. // Геомагн. и аэроном. 2009. Т. 49. № 6. С. 736; Vorobjev V.G., Yagodkina O.I. // Geomag. Aeron. 2009. V. 49. No. 6. Р. 703.

ВОРОБЬЕВ и др.

Ion pressure in the precipitation region of dayside low latitude boundary layer

V. G. Vorobjev^{a, *}, O. I. Yagodkina^a, E. E. Antonova^{b, c}

^aPolar Geophysical Institute, Apatity, 184209 Russia ^bMoscow State University, Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Moscow, 119991 Russia ^cSpace Research Institute, Russian Academy of Sciences, Moscow, 117997 Russia *e-mail: vorobjev@pgia.ru

By using the DMSP F6 and F7 spacecraft observations, it is shown that during magnetic quietness the ion pressure in the region of the ionospheric projection of the low-latitude boundary layer does not depend on the B_z component of the interplanetary magnetic field, but increases rapidly with the growth of the solar wind dynamic pressure. A local increase in ion pressure in the midday sector is detected and its possible manifestation in the intensity of high-latitude daytime auroras is discussed.
УДК 551.584:528.88

ВЛИЯНИЕ МИКРОКЛИМАТА НА ТЕМПЕРАТУРУ ИСКУССТВЕННЫХ ПОВЕРХНОСТЕЙ

© 2021 г. В. И. Демин^{1,} *, Б. В. Козелов¹

¹Федеральное государственное бюджетное научное учреждение Полярный геофизический институт, Апатиты, Россия *E-mail: demin@pgia.ru

Поступила в редакцию 25.09.2020 г. После доработки 20.10.2020 г. Принята к публикации 27.11.2020 г.

В ночное время температура искусственных городских поверхностей подвержена влиянию окружающего микроклимата. Несмотря на влияние других факторов, в первом приближении значение микроклиматической изменчивости температуры искусственных поверхностей можно считать близкой к значению микроклиматической изменчивости температуры воздуха в данной местности.

DOI: 10.31857/S0367676521030091

введение

Источником информации о термическом режиме той или иной местности являются данные ближайших метеорологических станций (MC). Как правило, главным критерием отбора, становится их наиболее близкое положение. Данный подход нельзя считать правильным. Многочисленные полевые исследования показывают, что основные климатические показатели из-за особенностей микроклимата на близких расстояниях могут изменяться даже сильнее, чем при переходе из одной климатической зоны в другую [1]. В частности, микроклиматическая изменчивость термических характеристик воздуха может на порядок превышать свой характерный широтный и высотный градиент.

В условиях неоднородной подстилающей поверхности или сложного рельефа перенос данных MC на районы, не охваченные регулярными наблюдениями, не всегда оказывается корректным. Например, температурные напряжения растяжения или сжатия в проводах электрических линий или железнодорожных рельсах зависят именно от локальной температуры, которая может сильно отличаться от ее значения на ближайшей MC. Было показано, что на территории Мурманской области перепады температур зимой даже в условиях слабохолмистого рельефа за счет разных условий для стока и накопления холодного воздуха по элементам рельефа на расстоянии всего в 2– 3 км могут достигать 10–15°C [2].

В случае температуры воздуха или почвы проблема частично решается введением микроклиматических поправок, значения которых для разных условий приведены в ряде специальных изданий (см., например, [1]). Гораздо менее изученным является вопрос о микроклиматических вариациях температуры искусственных поверхностей (автодороги, крыши и стены зданий, другие конструкции и сооружения). Между тем, для правильной эксплуатации многих объектов такой учет представляется необходимым.

Целью данной работы является обнаружение и количественная оценка эффекта окружающего микроклимата на температуру ряда искусственных поверхностей (ИП).

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ДАННЫЕ

В работе использованы измерения, выполненные Полярным геофизическим институтом в Мурманской области, а также данные Территориальноситуационного центра ФКУ "Управление Федеральной автомобильной магистрали Санкт-Петербург—Мурманск" (ФКУ Упрдор "Кола").

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Температура искусственных поверхностей ($T_{\rm И\Pi}$) зависит от большого числа факторов: интенсивности солнечного излучения, погодные условия (облака, осадки, ветер), вида, цвета и текстуры материала, его формы и пространственной ориентации, условий затенения, теплопереноса посредством теплопроводности внутрь конструкции, теплообмена с наружным воздухом, величины длинноволновой тепловой эмиссии. Суммарный эффект этих факторов проявляется в очень сложной картине пространственного распределения $T_{\rm ИП}$ над техногенной территорией даже в условиях однородного микроклимата.



Рис. 1. Суточный ход температур в ориентированном с запада на восток уличном каньоне: *1* – воздуха в каньоне, *2* – плоской крыши, *3* – дороги, *4* – северной стены, *5* – южной стены, *6* – внутри зданий, *7* – средняя каньона и крыш; рисунок построен по [3].

Общее представление о суточном ходе температуры по ряду наиболее характерных для города поверхностей можно получить из рис. 1. Днем ИП нагреваются за счет поглощения солнечной радиации. Температура отдельных объектов может на десятки градусов отличаться от температуры прилегающих слоев воздуха. Для сравнения, температура незатененных листьев в большинстве случаев в зависимости от их ориентации лишь на 2–4°С выше, чем воздуха [4].

Тепловой режим ИП существенно отличатся от теплового режима природных объектов. В то же время ИП находятся в постоянном теплообмене с окружающим воздухом и, как следствие, должны реагировать на вариации его температуры, в т.ч., и микроклиматические.

Большой диапазон пространственных вариаций $T_{\rm И\Pi}$ днем не позволят выделить в них в это время суток эффекты, вызванные микроклиматическими неоднородностями в поле температуры воздуха ($T_{\rm возд}$). Например, вариации дневной $T_{\rm возд}$ в холмистом рельефе, как правило, не превышают 0.5–1.5°C [5]. В то же время разница в температуре, например, по поперечному сечению рельса (головка, шейка, подошва) на локальном участке с одинаковым окружающим микроклиматом в зависимости только от условий освещения этих поверхностей Солнцем достигает 10°C [6].

Картина меняется ночью. Длинноволновое излучение ИП выше, чем у воздуха. Благодаря этому поверхности быстро теряют тепло, а турбулентный теплообмен выравнивает их температуру и температуру прилегающего слоя воздуха. Температурный контраст разных ИП также уменьшается (рис. 1).

Для иллюстрации на рис. 2 показаны вариации температуры плоской поверхности крыши с битумным покрытием в г. Апатиты (Мурманская обл.) и $T_{\rm возд}$ на высоте 50 см над ней. Хорошо заметен сильный перегрев поверхности крыши в дневные часы и кратковременные вариации температуры поверхности, вызванные меняющимися погодными условиями (изменения облачности или скорости ветра). В ночное время температура кровельной поверхности приближается к температуре окружающего воздуха, а при ясной сухой погоде даже опускается ниже. Эффект ночного охлаждения поверхности кровли одинаков как для темных, так и для светлых покрытий [7, 8].

Аналогичная картина наблюдается при сравнении $T_{\text{возд}}$ и дорожного покрытия (рис. 26). В дневные часы поверхность автодороги перегревается, но ночью ее температура приближается к $T_{\text{возд}}$, хотя и остается, как правило, выше из-за теплового потока из глубины дорожного полотна (в условиях Мурманской области солнечная радиация сохраняется и в июне — полярный день).

Повышенный интерес к этим двум типам поверхностей (крыши и дорожное полотно) не случаен. В дневные часы крыши, как правило, являются самыми перегретыми среди всех ИП в городе (рис. 1) и, очевидно, задают максимальное значение поверхностного городского острова тепла (ГОТ). В ночное время наиболее теплым становится дно уличных каньонов, составным элементом которого являются дороги.



Рис. 2. *а* – Вариации $T_{\text{возд}}(I)$ и температуры поверхности плоской горизонтальной крыши с битумным покрытием (2); $\delta - T_{\text{возд}}(3)$ и температуры асфальта дорожного полотна (4); Мурманская обл.

Интересно также, что дневной поверхностный ГОТ наиболее выражен и заметно сильнее, чем ГОТ в $T_{возд}$. Характерная максимальная интенсивность дневного поверхностного ГОТ достигает 10–15°С, а ГОТ в температуре воздуха – менее 3°С [9]. Ночные же ГОТ в температуре поверхности и в $T_{возд}$ довольно близки по масштабу: 5–10 и 7–12°С, соответственно. Это указывает на более близкие значения $T_{И\Pi}$ и $T_{возд}$ в ночное время (при осреднении их по территории).

В ряде практических задач температура $T_{\rm И\Pi}$ в ночное время прямо задается линейной функцией от $T_{\rm возд}$ (см., например, [10, 11]) или даже равной $T_{\rm возд}$ [6]. Это подразумевает, что $T_{\rm И\Pi}$ должна в той или иной степени отражать особенности окружающего микроклимата.

Важным фактором, сильно влияющим на температуру объектов, является скорость ветра, определяющая интенсивность турбулентного теплообмена. Ветер принадлежит к числу метеоэлементов со значительной пространственной изменчивостью. При этом наибольшие различия проявляются при небольших скоростях — при сильном ветре микроклиматические разности почти нивелируются. Например, при значениях скоростей ветра на открытом ровном месте до 3-5 м/с и устойчивой стратификации (ночь или зима) на вершинах небольших возвышенностей и верхних частях холмов с пологими склонами (крутизной 1-3 градуса) и относительными высотами менее 50 м скорость окажется в среднем в 1.4-1.7 раза сильнее, а в непродуваемых долинах и лощинах — почти в 2 раза ниже [12]. Таким образом, в условиях холмистого рельефа скорость ветра может отличаться многократно даже на соседних участках.

Для иллюстрации реальности присутствия в $T_{\rm И\Pi}$ микроклиматической составляющей на рис. 3 показаны разности $T_{\rm возд}$ и поверхностей дорожного полотна (асфальт) между двумя автоматическими дорожными метеостанциями (МС). Одна из них расположена в верхней части холма на высоте примерно 210 м н. у. м., а вторая — на прилегающей к холму равнине (135 м н. у. м.). Из-за неоднородностей в поле ветра и облачности разность температур между ними должна варьировать как в отрицательную, так и в положительную сторону примерно на одинаковую величину. В действительности она сильно смещена (табл. 1). В ясную тихую погоду холодный воздух, образующийся на приподнятых



Рис. 3. Разности температура (*1*- температура воздуха, *2* – температура дорожного покрытия (асфальт) между МС в верхней части холма и на прилегающей равнине зимой 2016–2017 гг.; Мурманская обл.

участках местности, как более тяжелый, стекает вниз. Благодаря этому верхние части холмов становятся теплее своих подножий и прилегающей равнины. При этом, появление стоковых течений проявляется как в увеличении разности $T_{возд}$ между вершиной холма и прилегающей равниной, так одновременно и в разности температур дорожного покрытия в указанных местоположениях (рис. 3). Средние микроклиматические поправки к ровному местоположению оказываются довольно близкими по величине (табл. 1), но диапазон вариаций $T_{возд}$ выше за счет большей тепловой инерции земляного полотна дороги [10].

Для северных регионов, где продолжительное время существует период с малыми потоками солнечной радиации или даже их полного отсутствия (полярная ночь), влияние микроклимата на $T_{\rm И\Pi}$ может оказаться значительным. Наблюдения на территории Мурманской области показывают, что в отсутствии специальных измерений $T_{\rm И\Pi}$ их микроклиматические вариации в первом приближении можно принять равными микроклиматической изменчивости $T_{\text{возд}}$ в данных ландшафтных условиях.

Необходимость учета влияние микроклимата на температуру ИП возникает и в задачах установления природы тепловых аномалий, регистрируемых на инфракрасных (ИК) изображениях со спутников. Интенсивность теплового излучения над городскими территориями выше естественного фона, и городам на ИК-изображениях, в целом, соответствуют положительная тепловая аномалия, наиболее выраженная над активно действующими промышленными предприятиями, промзонами, районами с плотной жилой застройкой. Но получение качественных ИК-снимков возможно только в ясную погоду и при отсутствии сильного ветра [13]. В ночное время эти требования соответствуют погодным условиям, когда в наибольшей степени проявляются естественные микроклимати-

Таблица 1. Разности температур воздуха и дорожного покрытия на автоматических МС в верхней части холма (210 м н. у. м.) и на прилегающей равнине (135 м н. у. м.); СКО – среднеквадратичное отклонение, мин, макс. – минимальная и максимальная зарегистрированные разницы за период параллельных измерений, *N* – количество наблюдений

Разность температур	N	Средняя	Средняя СКО Мин.		Макс.			
		Зима						
Воздуха	2160	1.8	2.5	—	15.2			
Дорожного полотна	2160	2160 2.3		-3.5	10.3			
май-сентябрь (23-5 час)								
Воздуха	1071	1.4	2.0	-6.0	8.2			
Дорожного полотна	1043	1.1	1.5	-3.7	8.3			

ческие неоднородности изучаемой местности. Корректное восстановление поля температуры по ИК-изображениям здесь имеет особое значение, так как позволяет количественно оценить антропогенное воздействие на тепловой режим местности – ГОТ, считающийся одним из наиболее эффектных проявлений воздействия человека на климат. Принимая во внимание, что в температуре излучающих ИП содержится микроклиматическая составляющая, нельзя обнаруженные по данным дистанционного зондирования аномалии относить только к техногенным.

Примеры некорректной интерпретации тепловой аномалии в городах рассмотрены в работах [14, 15]. Так, в случае г. Апатиты игнорирование роли микроклимата приводит к объявлению о существовании в городе на площади всего 3 км², где нет промышленных предприятий. поверхностного ГОТ величиной до 3.2°С [16] – на порядок вы-ше характерного значения ГОТ, рассчитанного по 56 крупнейшим городам Европы в зимний период ($0.4 \pm 0.4^{\circ}$ С [17]). Если же учесть, что город занимает верхнюю часть холма, который на 30-70 м возвышается над равниной, и откуда осуществляется сток холодного воздуха, то в городе существует и естественная положительная аномалия в температуре $T_{\rm MII}$. Например, температура автомобильных дорог выше, чем на равнине в среднем на 2.3°С (и более, если ограничиться выборкой только безоблачных дней, когда возможно получение ИК-изображений), а в максимуме – до 10°С (табл. 1). Прямые метеорологические наблюдения в городе и в верхней части фоновых холмов подтверждают, что величина обнаруженной аномалии в действительности не выходит за пределы естественной микроклиматической изменчивости, возможной в холмистом рельефе [15].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Днем ИП за счет поглощения солнечной радиации нагреваются и их температура, как правило, выше температуры окружающего воздуха. Пространственное распределение $T_{\rm ИП}$ в это время суток характеризуется значительными вариациями, вкладом в которые окружающего естественного микроклимата можно пренебречь.

Ночью температура ИП приближается к температуре прилегающего слоя воздуха. Так как характер теплообмена с окружающим воздухом, сама температура воздуха и интенсивность радиационного излучения существенно различаются в разных местоположениях, $T_{\rm И\Pi}$ в отсутствии солнечной радиации также содержит информацию об окружающем микроклимате. При отсутствии прямых измерений для оценки обусловленного микроклиматом диапазона температурных вариаций ИП можно принять, что они близки к значениям микроклиматической изменчивости $T_{\rm возд}$ в данной местности.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Гольцбере И.А. Микроклимат СССР. Л.: Гидрометеоиздат, 1967. 282 с.
- 2. Демин В.И., Заров Е.А. // Phys. Auroral Phenom. 2018. Т. 41. С. 179.
- 3. Oke T.R., Mills G., Christen A., Voogt J.A. Urban climates. Cambridge University Press, 2017. 582 p.
- 4. Полевой А.Н. Сельскохозяйственная метеорология. СПб.: Гидрометеоиздат, 1992. 424 с.
- 5. *Мищенко З.А*. Биоклимат дня и ночи. Л.: Гидрометеоиздат, 1984. 280 с.
- 6. *Крейнис З.Л., Селезнева Н.Е*. Бесстыковой путь. М.: Маршрут, 2005. 84 с.
- 7. *Воронин А.М., Орлов Ю.Н.* // Кров. изол. мат. 2008. № 4. С. 56.
- Griggs E.I., Sharp T.R., MacDonald J.M. // ORNL-6527. Oak Ridge National Laboratory, 1989. P. 57.
- 9. Reducing urban heat islands: compendium of strategies, urban heat island Basics, U.S. Environmental Protection Agency's Office of Atmospheric Programs, 2008.
- 10. Кирюхин Г.Н. // Дор. мост. 2014. № 30. С. 309.
- 11. Зябриков В.А., Кобышева Н.В., Циркунов В.С. Климат и железнодорожный транспорт. М.: Метеоагентство Росгидромета, 2000. 187 с.
- 12. Романова Е.Н. Микроклиматическая изменчивость основных элементов климата. Л.: Гидрометеоиздат, 1977. 279 с.
- Шилин Б.В. Тепловая аэросъемка при изучении природных ресурсов. Л.: Гидрометеоиздат, 1980. 247 с.
- Демин В.И. // Совр. пробл. ДДЗ из космоса. 2019. Т. 16. № 5. С. 25.
- 15. Демин В.И., Козелов Б.В., Горбань Ю.А. и др. // Фунд. прикл. климат. 2019. Т. 3. С. 121.
- 16. Константинов П.И., Грищенко М.Ю., Варенцов М.И. // Иссл. Земли из космоса. 2015. № 3. С. 27.
- Peng S.S, Piao S.L., Ciais P. et al. // Environ. Sci. Technol. 2011. V. 46. No. 2. P. 696.

Influence of the microclimate on the temperature of artificial surfaces

V. I. Demin^{*a*, *}, B. V. Kozelov^{*a*}

^aPolar Geophysical Institute, Apatity, 184209 Russia *e-mail: demin@pgia.ru

At night the temperature of artificial urban surfaces is influenced by the surrounding microclimate. Despite the influence of other factors, in a first approximation, the value of microclimatic variability of the temperature of artificial surfaces can be considered close to the value of microclimatic variability of air temperature in a given area.

УДК 523.31-853:523.62.726

ДОЛГОТНЫЕ ГЕОМАГНИТНЫЕ ЭФФЕКТЫ СУПЕРСУББУРЬ ВО ВРЕМЯ МАГНИТНОЙ БУРИ 9 МАРТА 2012 г.

© 2021 г. И. В. Дэспирак^{1,} *, А. А. Любчич¹, Н. Г. Клейменова²,

Л. И. Громова³, С. В. Громов³, Л. М. Малышева²

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 ³Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн имени Н.В. Пушкова Российской академии наук, Москва, Троицк, Россия *E-mail: despirak@gmail.com Поступила в редакцию 25.09.2020 г. После доработки 20.10.2020 г. Принята к публикации 27.11.2020 г.

На основе глобальных геомагнитных данных (планетарных сетей SuperMAG, INTERMAGNET и скандинавского профиля IMAGE) детально исследованы пространственные особенности двух очень интенсивных суббурь (суперсуббурь) во время магнитной бури 9 марта 2012 г. Обнаружено, что суперсуббури развивались в глобальном по долготе масштабе — от предполуночного, через ночной и утренний, до дневного сектора.

DOI: 10.31857/S0367676521030108

введение

Недавно были начаты исследования очень интенсивных суббурь, т.е. сильных магнитных возмущений с амплитудой больше 1500 нТл, так называемых "суперсуббурь" (supersubstorms – SSS) [1]. В первых работах, которые были выполнены по данным глобальной сети наземных магнитометров SuperMAG, SSS определялись как события с очень низкими значениями SML –индекса геомагнитной активности (SML < -2500 нТл) [1, 2, 3]. В дальнейшем были исследованы различные аспекты космической погоды, при которых могут появляться SSS. Было показано, что SSS наблюдаются при южном направлении межпланетного магнитного поля (ММП) и часто связаны со скачками плотности и импульсами давления в солнечном ветре [1, 2]. Анализ появления SSS в зависимости от крупномасштабных типов солнечного ветра для 23 и 24 циклов солнечной активности показал. что их появление связано с определенными потоками солнечного ветра, а именно, с межпланетными корональными выбросами массы [4]. Как известно, наиболее распространенной классификацией потоков солнечного ветра является их разделение на квазистационарные высокоскоростные потоки из корональных дыр, спорадические потоки, связанные с корональными выбросами массы (CME – coronal mass ejections) и медленный солнечный ветер (SLOW – slow solar wind) [5, 6]. В работе [4] была использована классификация типов солнечного ветра, которая представлена в каталоге [6]. Гистограммы распределения SSS по разным типам солнечного ветра для периода с 1998 по 2016 годы показаны на рис. 1 (взят из работы [4]). Как видно из рис. 1, появление SSS связано с магнитными облаками (МС) и областями сжатой плазмы перед ними (SHEATH), т.е. с теми же структурами солнечного ветра, которые обычно вызывают магнитные бури [7]. Логично было бы предположить, что такие интенсивные суббури – суперсуббури – наблюдаются во время очень интенсивных геомагнитных бурь, так называемых "супербурь". Однако было показано, что суперсуббури не всегда связаны с очень интенсивными бурями, а могут наблюдаться во время менее интенсивных ($-100 \text{ нTл} \ge D_{st} >$ >-250 нТл) и умеренных (-50 нТл $\geq D_{st}$ > > -100 нТл) магнитных бурь, и даже в небуревых условиях ($D_{st} > -50$ нТл) [1, 4].

Недавно были проведены исследования распределения авроральных возмущений во время SSS, которые показали особенное развитие сияний, отличающееся от классической схемы [8]: в ночном секторе не наблюдался брейкап, не было

развития авроральной выпуклости, но интенсивные сияния были зарегистрированы в предполуночном и утреннем секторах MLT [9]. Кроме того, разное развитие авроральной выпуклости во время бурь и во время обычных условий, в зависимости от изменяющихся условий в солнечном ветре, отмечалось ранее в работах с использованием данных спутника Polar. Это проявлялось, в том числе, и в разных соотношениях широтного и долготного размеров авроральной выпуклости [10-12]. В работе [13] было показано, что в магнитовозмущенных условиях западный электроджет может регистрироваться в большом интервале долгот от вечернего до предполуденного сектора, т.е. от ~17 MLT до ~11 MLT. Недавно был проведен анализ долготного распределения западного электроджета во время суперсуббурь, наблюдавшихся на фоне развития двух сильных магнитных бурь ($D_{st} \sim -150$ нТл) 7-8 сентября 2017 г. и было показано, что западный электроджет во время SSS развивался в глобальном масштабе по долготе - от вечернего сектора, через ночной, до дневного сектора [14]. В этой работе авторы проанализировали только два события, следовательно, необходимо проверить, так ли это для SSS во время других бурь. Была выбрана сильная магнитная буря 9 марта 2012 года ($D_{st} \sim -140$ нТл), которая была вызвана магнитным облаком в солнечном ветре [15].

Целью нашей работы является анализ долготного пространственного распределения геомагнитных возмущений во время двух случаев SSS, наблюдавшихся на фоне развития этой бури, по данным глобальных сетей магнитометров Super-MAG, INTERMAGNET, скандинавского профиля IMAGE и спутников AMPERE.

ДАННЫЕ

Работа основана на анализе наземных наблюдений на глобальных сетях магнитометров проек-Ta SuperMAG (http://supermag.jhuapl.edu/) [16, INTERMAGNET (https://www.intermagnet.org/) 17] и на меридиональной сети станций скандинавского профиля IMAGE (http://space.fmi.fi/image/) [18]. Суперсуббури определялись с помощью геомагнитного индекса *SML* (*SML* \leq - 2200 нТл). Отметим, что в более ранних работах был использован более жесткий критерий отбора SSS (SML < < -2500 нТл) [1], однако, это значение было выбрано произвольно [2]. На наш взгляд, события с SML ≤ -2200 нТл являются достаточно интенсивными суббурями и могут быть отнесены к суперсуббурям. В отличие от известного AL-индекса, SML-индекс рассчитывается по глобальной сети магнитометров SuperMAG, которая, кроме авроральных станций включает в себя также информацию многих других наземных станций, расположенных как в более низких, так и в более высоких широтах [16].



Рис. 1. Гистограммы распределения суперсуббурь по разным типам солнечного ветра. По вертикальной оси – число событий, по горизонтальной – типы солнечного ветра согласно [6]: *1* – CIR, *2* – FAST, *3* – SHEATH, *4* – MC, *5* – EJECTA, *6* – SLOW, *7* – без потоков (рисунок взят из работы [4]).

Глобальное пространственное распределение западного электроджета во время SSS определялось по картам векторов магнитного поля, полученных по наземным наблюдениям магнитометров сети SuperMAG, а также по картам распределения магнитных векторов возмущений и их сферического гармонического анализа в ионосфере (на высоте 680 км), полученных по данным спутников связи Iridium системы AMPERE (Active Magnetosphere and Planetary Electrodynamics Experiment, http://ampere.jhuapl.edu). Response Проект AMPERE включает одновременную регистрацию магнитного поля на 66 спутниках, находящихся на 12 меридиональных профилях [19, 20]. Карты строятся за каждые 2 мин с осреднением в 10 мин. Магнитные вектора на картах AMPERE представлены в явном виде, в отличие от Super-MAG карт, где они повернуты на 90°, для того чтобы показать направление электрических токов. Условия в солнечном ветре и межпланетном магнитном поле (ММП) перед началом SSS определялись с помощью базы данных CDAWeb OMNI (http://cdaweb.gsfc.nasa.gov/).

РЕЗУЛЬТАТЫ

Межпланетные условия во время магнитной бури 9 марта 2012 года

Буря 9 марта 2012 года является частью события 7—17 марта, во время которого произошло несколько последовательных магнитных бурь [15]. Эти бури были вызваны сложным комплексом явлений в солнечном ветре: приходом к Земле межпланетных корональных выбросов массы с ударными волнами, а также высокоскоростного потока, которые следовали друг за другом и частично



Рис. 2. Параметры солнечного ветра и ММП, геомагнитные индексы с 05 UT 8 марта по 02 UT 10 марта 2012. Сверху вниз: магнитуда магнитного поля B, $B_Y u$ B_Z -компоненты ММП, скорость и динамическое давление солнечного ветра, геомагнитные индексы *SYM/H* и *SML*. Границы магнитного облака (MC), и области сжатой плазмы SHEATH обозначены горизонтальными стрелками, моменты наблюдения SSS-1 и SSS-2 –вертикальными штриховыми линиями.

перекрывались [15]. В нашей работе мы будем рассматривать только наиболее сильную из них – магнитную бурю 9 марта 2012 года ($D_{st} \sim -140$ нТл), которая была связана с магнитным облаком (MC). На рис. 2 представлены данные о параметрах солнечного ветра и межпланетного магнитного поля (ММП) за период с 05 UT 8 марта по 02 UT 10 марта 2012 г. Границы магнитного облака (MC) и области сжатой плазмы (SHEATH) перед ним обозначены горизонтальными стрелками вверху рисунка. Видно, что в начале MC наблюдалось усиление южной компоненты ММП (–14 нТл), которое происходило на фоне высокой скорости солнечного ветра (700–750 км/с), что и привело к развитию магнитной бури, пик интенсивности которой ($SYM/H \sim -140$ нТл) был зарегистрирован в ~ 08:00 UT 9 марта.

На нижнем графике рис. 2 показаны вариации SML-индекса, которые представляют интегрированные по широте вариации интенсивности западного электроджета. Видно, что на главной фазе магнитной бури, в ~06-16 UT 9 марта, наблюдалось резкое возрастание западного электроджета в виде последовательности суббурь, причем часто фаза развития одной суббури происходила на восстановительной фазе предыдущей, что привело к сложной картине возмущений, из которой трудно выделить отдельные суббури. На рис. 2 видны, по крайней мере, 4 минимума в SML-индексе: ~-2800, ~-2500, ~-2370 и ~-2200 нТл, соответствующие развитию четырех SSS. В данной работе будут рассмотрены две из них, в 09:19 UT (SSS-1) и в 11:57 UT (SSS-2), во время которых американские станции были расположены в ночном и раннем утреннем секторах, а станции меридиональной цепочки IMAGE – в околополуденном секторе. На рис. 2 эти события отмечены вертикальными штриховыми линиями и обозначены как SSS-1 и SSS-2; оба события наблюдались во время МС, на фазе восстановления бури, близко к минимуму SYM/Н индекса. Ниже мы рассмотрим пространственное поведение магнитных возмущений во время SSS-1 и SSS-2.

Глобальное развитие западного электроджета

Для исследования глобального пространственного распределения магнитных возмущений на земной поверхности во время развития SSS-1 и SSS-2 были использованы карты магнитных векторов сети SuperMAG (рис. 3a) с указанием положения некоторых наземных станций сети INTERMAGNET и IMAGE, магнитограммы которых показаны далее на рис. 4. Карты, представленные на рис. За, были построены для минимумов SSS-1 и SSS-2, при этом магнитные вектора повернуты на 90 градусов по часовой стрелке, чтобы они совпадали с направлением ионосферного тока. Как видно из рис. 3, в обоих событиях авроральный электроджет наблюдался практически в глобальном масштабе с наибольшей интенсивностью в послеполуночном секторе, где располагались станции американского сектора. В то же время видно, что западный электроджет продолжался и на дневную сторону, но со значительно меньшей (в ~5-6 раз) интенсивностью. При этом в ночном секторе геомагнитные возмущения наблюдались в большом интервале широт от авроральных до полярных, а в утреннем (Гренландия) и дневном (Скандинавия) секторах геомагнитная активность переместилась в более высокие, полярные широты.

а

б

500 нТл

111111

в 500 нТл

MO

300 нТл



Рис. 3. Карты магнитных возмущений для SSS-1(слева) и SSS-2 (справа) в исправленных геомагнитных координатах: мгновенные (09:19 UT и 11:57 UT) карты магнитных векторов, полученные по наземным магнитометрам сети Super-MAG с указанием наземных станций (черные точки) (*a*); карты магнитных векторов на высоте спутников AMPERE за два временных интервала 09:16–09:26 UT (слева) и 11:48–11:58 UT (справа) (*б*); результаты сферического гармонического анализа возмущений, представленных на рис. *36* (*в*). На картах полночь находится внизу рисунка, полдень – вверху.

ИЗВЕСТИЯ РАН. СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ том 85 № 3 2021

MEA

MO.



Рис. 4. Вариации Х-компоненты магнитного поля наземных магнитных станций с 08 по 13:30 UT 9 марта 2012: *а*) по сети INTERMAGNET; *б*) по сети IMAGE. Рядом с названием станций приведены их геомагнитные координаты (CGLAT).

Следует заметить, что на земной поверхности из-за очень редкой сети магнитных станций и нерегулярных наблюдениях на огромной территории Сибири нет данных о развитии геомагнитных возмущений в большой области долгот от околополуденных до вечерних часов для SSS-1 и от послеполуденных до полуночных часов для SSS-2. Кроме того, отсутствуют данные о геомагнитных возмущениях в большом диапазоне широт утреннего сектора, где расположены Тихий и Атлантический океаны. Таким образом, по наземным наблюдениям не получается построить полную картину глобального распределения магнитных возмущений.

Чтобы дополнить картину глобального распределения магнитных возмущений, мы использовали данные магнитных наблюдений в ионосфере на высоте 680 км на спутниках AMPERE. На рис. 36 показаны осредненные за 10 мин карты горизонтальных магнитных векторов возмущений, измеренных магнитометрами, установленными на каждом из одновременно работающих 66 спутников [19, 20]. Основание каждой стрелки (вектора) на картах соответствует положению спутника, на котором проводились измерения. Детальное описание метолики получения этих ланных приведено на сайте http://ampere.jhuapl.edu. На рис. Зв приведены результаты их сферического гармонического анализа для интервалов, близких к минимумам SSS-1 и SSS-2. Эти карты AMPERE свидетельствуют о развитии западного электроджета в глобальном масштабе от околополуночных до околополуденных часов местного времени и подтверждают результаты, полученные по картам наземных наблюдений SuperMAG (рис. 3a). В послеполуночном секторе геомагнитные возмущения отмечаются в авроральных широтах, а в утреннем и дневном секторах – в полярных. Отметим, что неожиданной особенностью ионосферных токов во время SSS было развитие интенсивного восточного электроджета в раннем вечернем секторе (~17-20 MLT), что четко видно на картах AMPERE (рис. 36 и 36) над восточной Сибирью, где нет наземных геомагнитных наблюдений.

Развитие магнитных возмущений

На рис. 4 показаны магнитные возмущения с 08:00 по 13:30 UT 9 марта 2012, зарегистрированные на наземных магнитометрах INTERMAG-NET и IMAGE: рис. 4*а* – для станций Северной Америки (BRW, CMO, YKC, MEA, FCC), расположенных в авроральной зоне (от ~62.2° до ~69.8° CGLAT), рис. 46 – для станций Скандинавии (MAS, HOP, HOR, LYR, NAL), находящихся в авроральной зоне и в полярных широтах (от ~66.1° до 76.1° CGLAT). На американских станциях, находящихся в авроральной зоне, в полуночном и послеполуночном секторах MLT видны сильные вариации магнитного поля (~2500 нТл) около моментов регистрации SSS-1 и SSS-2 (~09:00 UT, ~11:50 UT). Таким образом, наиболее сильные геомагнитные возмушения были сосредоточены в ночном и послеполуночном секторах, на геомагнитных широтах авроральной зоны. Однако, как видно из рис. 46, одновременно на скандинавских станциях в дневном и послеполуденном секторах MLT наблюдались небольшие магнитные возмущения (~200 нТл). На нижней панели рис. 46 представлена для сравнения магнитограмма станции MAS, которая расположена в авроральной зоне (~66.1° CGLAT) и видно, что на ней вместо отрицательных магнитных бухт наблюдаются небольшие положительные возмущения (восточный электроджет). Следовательно, в дневном секторе западный электроджет наблюдался только в полярных широтах и его интенсивность была значительно ниже, чем в ночном секторе.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

При исследованиях SSS событий важным вопросом является вопрос о том, имеют ли SSS все признаки классических суббурь или являются просто интенсификациями западного тока? В нашей работе мы называем такие явления "суперсуббурями" (supersubstorms – SSS) вслед за предыдущими исследователями [1-3]. В этих работах авторы суббурей называют любую отрицательную магнитную бухту (т.е. усиление западной струи). Это оправданно для случаев SSS, поскольку: а) не всегда могут быть данные о сияниях (метеоусловия); б) то, что типично для изолированных суббурь (предварительная фаза и т.д.), в последовательных суббурях, когда начало одной происходит на фазе восстановления или даже развития предыдущей (а именно такими является подавляющее большинство SSS), как правило не наблюдается.

Надо отметить так же, что недавно было показано [9], что во время SSS наблюдается нетипичное развитие сияний — отсутствуют предварительная фаза суббури и брейкап сияний на ночной стороне. Но эти исследования были выполнены всего для двух событий SSS. Также имеются работы (например, [14]), где рассмотрены особенности развития электроджета во время единичных случаев SSS. Таким образом, вопрос о том, все ли SSS являются суббрями в классическом понимании, пока остается нерешенным.

Наш анализ двух событий SSS 9 марта 2012 года показал, что западный электроджет наблюдался в очень большой долготной области, от полуночного до полуденного секторов MLT: интенсивные возмущения были сосредоточенны в послеполуночном секторе на авроральных широтах, значительно меньшие возмущения наблюдались в полярных широтах в утреннем и дневном секторах. Подобное протяженное по долготе развитие полярных сияний отмечалось ранее по наблюдениям на спутнике Polar во время прохождения магнитных облаков солнечного ветра [12] и области сжатой плазмы SHEATH перед МС [11]. Подобное глобальное по долготе развитие суперсуббурь во время сильных магнитных бурь 7-8 сентября 2017 г. обсуждалось в недавней работе [14].

Можно предположить, что во время больших магнитных бурь вторжения интенсивных потоков заряженных частиц из хвоста магнитосферы создают особые условия, приводящие к развитию суперсуббурь, характеризующихся не только огромными амплитудами, но и чрезвычайно большим азимутальным протяжением западного электроджета.

Особенностью ионосферных токов во время рассмотренных событий SSS было развитие интенсивного восточного электроджета в раннем вечернем секторе. Этот интересный факт требует дальнейшего отдельного исследования.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Западный электрождет во время SSS-1 и SSS-2 развивался в глобальном по долготе масштабе, от околополуночных до околополуденных часов местного времени, через утренний сектор. В ночном секторе геомагнитные возмущения отмечались в авроральных широтах, а в утреннем и дневном секторах — в полярных широтах. Наибольшая интенсивность электроджета наблюдалась в авроральных широтах в послеполуночное время. Особенностью ионосферных токов во время SSS было развитие интенсивного восточного электроджета в раннем вечернем секторе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Tsurutani B.T., Hajra R., Echer E., Gjerloev J.W. // Ann. Geophys. 2015. V. 33. No. 5. P. 519.
- Hajra R., Tsurutani B.T., Echer E. et al. // J. Geophys. Res. 2016. V. 121. No. 8. P. 7805.
- Adhikari B., Baruwal P., Chapagain N.P. // Earth Space Sci. 2017. V. 4. P. 2.
- 4. Дэспирак И.В., Любчич А.А., Клейменова Н.Г. // Геомагн. и аэроном. 2019. № 2. С. 183.
- Feldman U., Landi E., Schwadron N.A. // J. Geophys. Res. 2005. V. 110. Art. No. A07109.
- 6. Ермолаев Ю.И., Николаева Н.С., Лодкина И.Г., Ермолаев М.Ю. // Косм. исслед. 2009. Т. 47. № 2. С. 99.
- 7. Yermolaev Yu.I., Yermolaev M.Yu., Zastenker G.N. et al. // Planet. Space Sci. 2005. V. 53. No. 1/3. P. 189.
- Старков Г.В., Фельдитейн Я.И. // Геомагн. и аэроном. 1971. Т. 11. С. 560.
- Hajra R., Tsurutani B.T. // Astrophys. J. 2018. V. 858. P. 123.
- Hoffman R.A., Gjerloev J.W., Frank L.A., Sigwarth J.W. // Ann. Geophys. 2010. V. 28. P. 1183.
- 11. Дэспирак И.В., Любчич А.А., Колева Р.Т. // Косм. исслед. 2014. Т. 52. № 1. С. 39.
- 12. Despirak I.V., Lubchich A.A., Yahnin A.G. et al. // Ann. Geophys. 2009. V. 27. P. 1.
- Feldstein Y.I., Prigancova A., Vorobjev V.G. et al. // Proc. XXX Annual Seminar "Physics of Auroral Phenomena". (Apatity, 2007). P. 55.
- 14. Дэспирак И.В., Клейменова Н.Г., Громова Л.И. и др.// Геомагн. и аэроном. 2020. Т. 60. № 3. С. 308.

- 15. *Tsurutani B.T., Echer E., Shibata K. et al.* // J. Space Weather Space Clim. 2014. V. 4. Art. No. A02.
- Newell P.T., Gjerloev J.W. // J. Geophys. Res. 2011.
 V. 116. No. A12. Art. No. A12211.
- 17. Love J.J. // Phys. Today. 2008. V. 61. No. 2. P. 31.
- 18. Viljanen A., Häkkinen L. // In: ESA publications SP-1198, 1997. P. 111.
- Anderson B.J., Takanashi K., Toth B.A. // Geophys. Res. Lett. 2000. V. 27. No. 24. P. 4045.
- Clausen L.B., Baker J.B.H., Ruohoniemi J.M. et al. // J. Geophys. Res. 2012. V. 117. No. A6. Art. No. A06233.

Longitude geomagnetic effects of the supersubstorms during the magnetic storm on March 09, 2012

I. V. Despirak^{a, *}, A. A. Lubchich^a, N. G. Kleimenova^b, L. I. Gromova^c, S. V. Gromov^c, L. M. Malysheva^b

^a Polar Geophysical Institute, Apatity, 184209 Russia ^bSchmidt Institute of Physics of the Earth, Moscow, 123995 Russia ^cPushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation, Moscow, 108840 Russia *e-mail: despirak@gmail.com

Based on geomagnetic data (SuperMAG and INTERMAGNET global networks and IMAGE Scandinavian profile), the spatial features of two very intense substorms (supersubstorms—SSS) during the magnetic storm on March 9, 2012 were investigated in detail. It is shown that supersubstorms developed on a global scale in the longitude—from the pre-midnight to the daytime sector.

УДК 551.583.7:57.045:561.26:551.583.4:523.982.8

ДИАТОМОВЫЙ СДВИГ В ОЗЕРАХ АРКТИКИ: РЕАКЦИЯ НА ГЛОБАЛЬНОЕ ПОТЕПЛЕНИЕ ИЛИ ИЗМЕНЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЦА?

© 2021 г. Е. А. Касаткина^{1, 2}, О. И. Шумилов^{1, 2, *}, Д. В. Макаров¹, Д. Б. Денисов¹

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки

Институт проблем промышленной экологии Севера Кольского научного центра Российской академии наук, Апатиты, Россия

 $^2\Phi$ едеральное государственное бюджетное научное учреждение

Полярный геофизический институт, Апатиты, Россия

*E-mail: oleg@aprec.ru

Поступила в редакцию 25.09.2020 г. После доработки 20.10.2020 г. Принята к публикации 27.11.2020 г.

За последние десятилетия произошло значительное увеличение биомассы фитопланктона во многих озерах мира. В качестве наиболее вероятной причины обнаруженного эффекта в некоторых работах было предложено глобальное потепление. Нами проанализирован недавний рост общей численности диатомовых водорослей в озере Раббватнет (Северная Норвегия). Для анализа использованы палеолимнологические, дендрохронологические и метеорологические наборы региональных данных, а также информация о локальном загрязнении. Обсуждаются возможные причины наблюдаемого роста, включая глобальное потепление климата и вариации спектральных характеристик солнечной активности.

DOI: 10.31857/S036767652103011X

введение

Диатомовые водоросли (диатомеи) являются важнейшими и наиболее распространенными представителями фитопланктонного сообщества и обитают практически повсеместно в морских и пресноводных экосистемах (рис. 1а). Эти одноклеточные организмы, размером от 2 до 500 мкм, поглощают углекислый газ и вырабатывают почти 25% кислорода нашей планеты посредством фотосинтеза, способствуя углеродному циклу Земли [1-3]. Препятствуя возрастанию атмосферного СО₂, диатомеи участвуют в фотосинтетическом связывании углерода и переносе его на дно водоемов, чем обеспечивают поступление большого количества (до 40%) органического углерода и составляют, таким образом, основу пищевой цепочки водных экосистем [1, 2, 4].

Диатомеи отличаются от других групп водорослей строением своей оболочки (фрустулы), состоящей из кремнезема (оксида кремния SiO₂). Диатомовые фрустулы благодаря своей пористой иерархической наноструктуре, приспособленной для улавливания света (рис. 1δ), находят все более широкое применение в светозахватывающих нанотехнологиях, например, в производстве элементов для солнечных батарей [5, 6]. Специфические свойства диатомовых водорослей, а именно

их способность к биоминерализации (процессу синтеза неорганических твердых веществ в живых организмах) позволяют использовать их при создании полупроводников и сверхпрочных биокомпозитных материалов [7–9]. Интересно, что кроме создания свойственных собственно диатомовым комплексам соединений типа SiO₂, эти микроводоросли могут использоваться для синтеза других важных химических соединений, таких как кристаллический карбонат кальция (СаСО₃) [8] и металлы (платина (Pt) и кадмий (Cd)) [7]. Использование процесса биоминерализации диатомовых комплексов находит все более широкое применение в бионанотехнологиях по сравнению с обычными методами синтеза аналогичных материалов, которые требуют создания специальных режимов высоких температур и являются очень энергозатратными [7, 8]. Диатомовые водоросли являются также перспективным источником биологически активных веществ, полезных для человека (полиненасыщенные жирные кислоты, полисахариды, витамины и др.) [10]. Сверхчувствительность диатомовых водорослей к изменениям внешней среды позволяет использовать их для мониторинга качества воды в пресноводных водоемах с повышенной антропогенной нагрузкой [11], а также для очистки воды и утилизации отходов [7].

5 мкм б 10 нм 200 нм 1000 нм Диатом 20 мкм

a

Рис. 1. Композитная микрофотография различных по размеру и форме представителей диатомовых водорослей: быстро тонущие рода *Aulacoseira* (цилиндрические) и термофильные, более плавучие рода *Cyclotella* (дискообразные) [2] – (*a*); модельное изображение наноструктуры диатомовой оболочки (фрустулы) [5] – (δ).

Диатомеи являются эффективным показателем изменчивости климата из-за высокой чувствительности к любым изменениям естественных факторов окружающей среды, таким как солнечная радиация, величина ледяного покрова, метеопараметры (температура воздуха, ветер, осадки) [2, 4, 12]. Поэтому изучение диатомовых комплексов в донных отложениях различных водоемов важно для палеонтологических, палеоклиматических и палеогеографических реконструкций на различных временных масштабах, начиная от голоцена (~10 тыс. лет) [13] и заканчивая эпохой эоцена (~50 млн лет) [14].

В то же время, взаимодействие между изменениями климата и пресноводными диатомовыми сообществами имеет сложную структуру, поскольку другие факторы, такие как морфометрические характеристики озера (географическое положение, глубина, площадь), а также плотность воды, наличие питательных ресурсов и степень стратификации, могут влиять на численность и динамику состава диатомовых водорослей [2, 4]. Кроме того, климат также может оказывать непрямое воздействие на диатомеи, изменяя сами факторы окружающей среды [4].

В последние десятилетия во многих озерах было зафиксировано увеличение биомассы фитопланктона [15–18]. В некоторых исследованиях в качестве вероятной причины наблюдаемого сдвига рассматривалось недавнее глобальное потепление [15, 17, 19]. Действительно, по данным измерений температура поверхности многих озер в последние десятилетия увеличивалась, как полагают, вследствие повышения температуры возлуха [20-25]. Тем не менее, другие факторы и механизмы, в том числе не связанные с температурой, включая солнечную радиацию, также могут рассматриваться в качестве возможных причин наблюдаемого увеличения биомассы диатомовых водорослей [2, 4, 16, 17]. Кроме того, реакция диатомовых водорослей на изменение климата может значительно различаться в зависимости от географического положения и морфометрических характеристик озера с увеличением степени воздействия в высоких широтах [2, 12].

В данной работе представлены результаты диатомового анализа колонки донных отложений из арктического озера Раббватнет в северной Норвегии за период 1895–2012 гг. Для изучения возможных причин "диатомового сдвига" были использованы региональные палеоклиматические (дендрохронологические) и метеорологические данные, а также параметры загрязнения окружающей среды.

РАЙОН ИССЛЕДОВАНИЯ

Озеро Раббватнет (69.7° с.ш., 30.5° в.д.) – небольшое субарктическое озеро олиготрофного типа, расположенное на высоте 83 м на побережье Баренцева моря. Площадь озера составляет 0.4 км^2 , а максимальная глубина 10 м. Озеро находится на территории Норвегии, в приграничной зоне между Россией и Норвегией. Начиная с 1940-х годов озерная экосистема подвержена влиянию атмосферных выбросов диоксида серы (SO₂) и тяжелых металлов (Ni, Cu, Co) с заводов предприятия "Печенганикель" (российское предприятие "Норильский Никель"), находящихся в городах Никеле (69.4° с.ш., 30.3° в.д.) и Заполярном (69.4° с.ш., 30.8° в.д.), приблизительно в 30 км от озера Раббватнет. Наиболее значительный рост содержания тяжелых металлов в озерных отложениях начиная с 1970—1980-х годов связан с началом переработки норильской руды с высоким (до 30%) содержанием серы [26]. Общий объем выбросов SO₂ в течение этого периода составлял более 400 тыс. т. в год, в настоящее время, с началом переработки местной руды, выбросы сократились примерно до 100 тыс. т. [27].

В г. Никель средняя годовая температура воздуха составляет + 0.2° С. Январь является самым холодным, а июль — самым теплым месяцем со средними значениями температуры воздуха —10.7 и + 13.1°С, соответственно [27]. Зимой преобладающими направлениями ветра являются южное и юго-западное, а летом преобладают северные и северо-восточные ветры. Среднегодовая скорость ветра в г. Никель составляет 3.8 м · с⁻¹ [27]. Зимой территория находится в условиях полярной ночи с полным отсутствием солнечного света.

Для более детального изучения климата в регионе были использованы метеоданные норвежской станции Варде (70.4° с.ш., 31.1° в.д.) и собственная древесно-кольцевая хронология Кольского полуострова (Кузрека; 66.6° с.ш., 34.8° в.д.). Данная хронология является ближайшей к оз. Раббватнет древесно-кольцевой хронологией, охватывающей исследуемый период, включая последнее десятилетие.

МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

Отбор проб донных отложений состоялся в 2013 г. с помошью пробоотборника открытого гравитационного типа с автоматически закрывающейся диафрагмой в самой глубокой (~10 м) части оз. Раббватнет. Колонка мощностью 44 см была разделена на слои по 1 см. Диатомовый анализ донных отложений проводился в ИППЭС КНЦ РАН по стандартной общепринятой методике [11]. Определение таксономической идентификации и подсчет количества диатомей проводились с помощью светового микроскопа "Motic ВА 300" при увеличениях в 400-1000 раз. Для каждого слоя донных отложений определялись слелующие показатели: общая численность диатомей N (млн экз./г), относительная численность каждого таксона (%), а также видовое разнообразие по индексу Шеннона–Уивера І (бит/экз.):

$$I = -\sum p_i \cdot \log_2 p_i \tag{1}$$

 p_i — удельная численность *i*-го таксона, $p_i = N_i / \sum N_i$, где N_i — численность *i*-го таксона. Номенклатура приведена в соответствии с международной альгологической базой данных [28]. Датировка колонки донных отложений и расчет средней скорости осадконакопления были выполнены в Институте геохимии и аналитической химии им. В.И. Вернадского РАН. Определение радиоактивности изотопов ¹³⁷Cs и ²¹⁰Pb в пробах донных отложений проводили с использованием методов гамма-спектрометрии. Расчетное значение абсолютной скорости седиментации для озера Раббватнет составило 0.65 мм/год, а приблизительный возраст колонки — более 680 лет.

Реконструкция величины водородного показателя *pH* проводилась в соответствии с методами, изложенными в [29] по следующей формуле:

$$pH = \frac{\sum ph_i \cdot k_i}{\sum k_i},\tag{2}$$

где ph_i — индивидуальное значение для каждого таксона-индикатора, k_i — величина численности индикаторного таксона.

В работе использована древесно-кольцевая хронология (1592–2014 гг.), полученная по образцам сосны *Pinus sylvestris* L. в районе д. Кузрека (66.6° с.ш., 34.8° в.д.). Ширина колец измерялась с точностью до 0.01 мм с использованием сканера Epson Perfection V850 и соответствующего программного обеспечения TREMET [30]. При построении хронологии применялись современные методики дендроанализа (перекрестное датирование, стандартизация) с использованием программ COFECHA и ARSTAN [31, 32].

РЕЗУЛЬТАТЫ

При анализе диатомовых комплексов в колонке донных отложений оз. Раббватнет было выявлено 255 таксонов. Типичными представителями диатомовых являются Aulacoseira alpigena, Aulacoseira distans, Fragilariales и представители вида Cvclotella. Наиболее массовые виды родов Aulacoseira и Cyclotella составляют основу численности диатомовых в озере Раббватнет (рис. 1а). Доминирующими видами на всем временном интервале (~680 лет) были Aulacoseira alpigena некоторые представители рода Cyclotella, но общая численность *N* оставалась относительно низкой до ~1940 г. (рис. 2д). На рис. 2 представлены вариации N (рис. 2д) и относительной численности доминирующих таксонов (Aulacoseira alpigena и Cyclotella schumanni) (рис. 2г) оз. Раббватнет за период 1895-2012 гг. В верхних слоях, начиная с ~1940 г. доминировал таксон Aulacoseira alpigena (>50%) (рис. 2г). В этот период в диатомовом сообществе появляются некоторые новые виды. Основные виды рода *Cyclotella* были доминантными (>40%) до ~1950 г., но с тех пор их численность стала уменьшаться (рис. 2г). Общая численность диатомовых водорослей N характеризовалась постепенным ростом с 1920 г. (рис. 2∂). Как видно из рис. 2д, помимо двух максимумов в 1965 и 1980 гг.,



Рис. 2. Вариации по данным измерений донных отложений в оз. Раббватнет концентрации фосфора (мг · Γ^{-1}) – (*a*); водородного показателя pH – (*б*); индекса видового разнообразия (бит экз.⁻¹) – (*в*); относительной численности представителей различных таксонов диатомовых (%): *Aulacoseira alpigena* (светлосерый) и *Cyclotella schumanni* (черный) – (*г*); общей численности диатомовых (млн экз./г).

наиболее значительное увеличение величины Nнаблюдалось с ~2002 г. до настоящего времени. Изменения в видовом разнообразии диатомового сообщества оз. Раббватнет происходили на протяжении всего исследуемого периода (рис. 2 β).

В первой половине XX в. наблюдается снижение видового разнообразия до ~1930 г., когда величина I достигает своего минимального значения (1.66 бит/экз.) (рис. 2e). Причем это снижение происходит одновременно с ростом относительной численности диатомовых комплексов Aulacoseira alpigena и Cyclotella schumanni (рис. 2e). Следующий минимум величины I зафиксирован в ~1960 г. на фоне роста N и относительной численности Aulacoseira alpigena, после чего начинается рост индекса Шеннона–Уивера (рис. 2e). Азот и фосфор являются основными элементами минерального питания, которые могут существенным образом ограничить рост диатомовых водорослей. Видно, что с 1920 г. до настоящего времени наблюдалось постепенное снижение концентрации фосфора P (рис. 2a), хотя в целом концентрации этих питательных веществ в оз. Раббватнет являются типичными для пресноводных арктических водоемов [27].

Значения pH, реконструированные по диатомовым водорослям, на протяжении сего временного интервала изменялись от 7 до 7.05, что, в целом, свидетельствует о нейтральном статусе воды в оз. Раббватнет (рис. 26). Самые высокие значения pH были обнаружены в верхнем слое (0– 0.5 см) колонки (рис. 26). Несмотря на значительные атмосферные выбросы соединений серы предприятиями "Печенганикель", во второй половине XX в., величина pH не уменьшалась и вариации водородного показателя не превышали естественный фон.

Ниже представлены кривые вариаций общего содержания озона (ОСО) в высоких широтах (>65° с.ш.) [33] (рис. 3*a*), среднегодовых изменений температуры за сентябрь-ноябрь (рис. 36), май (рис. 3в) и июнь-август (рис. 3г) по данным норвежской метеостанции Варде, а также вариаций годичного прироста колец деревьев на Кольском п-ове (рис. 3∂). За 1895-2012 гг. во все сезоны отмечены тенденции повышения температуры воздуха практически с одинаковой скоростью $0.011 - 0.012^{\circ}$ С · год⁻¹. Тем не менее, в последнем десятилетии скорости роста температуры воздуха, в зависимости от сезона, различаются. Наиболее интенсивное потепление за период 2000-2012 гг. наблюдается в осенний сезон (0.12° C · год⁻¹), наименьшее — в мае $(0.074^{\circ}\text{C} \cdot \text{год}^{-1})$ (рис. 36, 3в). Летом зафиксирован даже отрицательный тренд, т.е. в последние десять лет в данном регионе происходило снижение температуры воздуха (рис. 3г). Следует отметить, что в осенний период более значительное повышение температуры воздуха (0.12°C · год⁻¹), по сравнению с последним десятилетием, началось еще раньше (с 1990 г.) (рис. 3б). Величина коэффициента положительного тренда для мая 1970-2012 гг. составила 0.038°С · год⁻¹, что почти в два раза меньше скорости роста температуры воздуха в этом месяце в последние десять лет (рис. 36). На рис. 3д приведены вариации индекса прироста годичных колец деревьев на Кольском полуострове. Начиная с 1900 г. в вариациях годичного прироста наблюдаются максимумы: в 1925 г., 1955—1965 гг., в 1975 г. и в 2008 г. (рис. 3*д*). Причем величина максимума прироста в последнем десятилетии наибольшая (рис. 3*д*). Значительный минимум в приросте колец деревьев зафиксирован в 1990-2000 гг. и совпадает по времени с аналогичным минимум в общем содержании озона (до 25%) в высоких широтах (рис. 3a, 3d). Можно видеть, что годичный прирост колец деревьев имеет примерно ту же тенденцию, что и общая численность лиатомей N (рис. 2 ∂ и 3 ∂).

ОБСУЖЛЕНИЕ

Анализ донных отложений показал, что во второй половине XX века происходили существенные изменения состава и численности лиатомовых комплексов озера Раббватнет. Наиболее значительный рост общего количества диатомовых отмечен в последнем десятилетии (рис. 2*д*). Изменения происходили также в структуре и видовом разнообразии диатомовых комплексов. Индекс видового разнообразия Шеннона-Уивера *I* испытывал вариации в середине исследуемого периода, тем не менее, его величина не претерпела сушественных изменений за последние три десятилетия (рис. 2e). Подобный рост биомассы фитопланктона в различных озерных системах последние десятилетия был отмечен во многих исследованиях [15-18]. В ряде работ утверждается, что основной причиной наблюдаемого диатомового сдвига в пресноводных системах является глобальное потепление температуры воздуха и, как следствие, соответствующее повышение температуры воды [15, 17, 19]. Действительно, данные измерений свидетельствуют об увеличении поверхностной температуры во многих озерах в последние десятилетия, но при этом отмечается. что рост температуры воды в региональных водоемах значительно превышает рост температуры воздуха [20, 22, 23].

Гипотеза глобального потепления климата ("парниковый эффект"), являющаяся предметом оживленной дискуссии в последнее время, базируется на возрастании CO_2 в атмосфере за счет, в основном, антропогенных источников. Вместе с тем, величина изменений солнечной радиации ΔI в прошлом столетии по данным о солнечных корональных полях составила $\Delta I = 1.65 \pm 0.23 \text{ BT/M}^2$ [34], по другим оценкам (светимости Солнца в зависимости от площади, занимаемой солнечными пятнами и факелами) – $\Delta I = 2 \text{ Br/m}^2$ [35]. Привеленные оценки сопоставимы с величиной радиационного воздействия углекислого газа на климат за этот же период, которая, согласно данным МГЭИК, составляет 1.56 Вт/м² [36]. Такие вариации солнечной радиации могут объяснить до 50% глобального потепления за период 1900-2000 гг. и до 35% роста температуры с 1980 г. по настоящее время [34, 35, 37]. С учетом непрямых воздействий (галактических космических лучей на облачный покров и ультрафиолетовой радиации на химический состав и озоновый слой) вклад солнечной вариабельности в изменения климата может даже возрасти [37-39]. Кроме того, увеличение концентрации СО₂ в атмосфере за счет обменных процессов между атмосферой и океаном,

10 8 6 0.41 д 1.2 0.8 0.4 1920 1900 1980 1940 1960 Рис. 3. Вариации усредненной концентрации общего содержания озона в высоких широтах (>63° с.ш.) [33] – (а); среднегодовых значений температуры воздуха (°С) по данным метеостанции Варде (70.4° с.ш., 31.1° в.д.) за сентябрь-октябрь (б), май – (в) и июньавгуст — (r); изменения индексов годичного прироста сосны на Кольском п-ове (Кузрека; 66.6° с.ш., 34.8° в.д.) – (д). Тренды температурных изменений с 95%-ными доверительными интервалами изображе-

ны тонкими линиями.

может значительно превышать антропогенные выбросы, что и происходило в прошлом на протяжении сотен тысяч лет [40]. Диатомовые водоросли посредством фотосинтеза образуют до 40% органического углерода в океане и, скорее всего, играют решающую роль в процессах обмена и переноса углерода с поверхности в глубокие слои океана [1, 2, 4].

Обычно повышение температуры воды вызывает термофикацию и термическое расслоение водоемов, что, в свою очередь, приводит к появлению сравнительно небольших по размеру диатомовых водорослей, таких как Cyclotella [2]. Эти термофильные диатомеи дискообразной формы с более высоким значением отношения площади поверхности к объему и более низкими скоростя-





Рис. 4. Вариации среднегодовых значений температуры воздуха (°С) по данным метеостанции Варде (70.4° с.ш., 31.1° в.д.) за май Tm - (a) и июнь—август $Ts - (\delta)$; (e) — вариации общей численности диатомовых в оз. Рабоватнет N (млн экз./г.) — значения по оси Yслева, среднегодовых значений чисел Вольфа W (штриховая линия) — значения по оси Y справа, изменений интегрального потока ССИ в диапазоне 400–691 нм dI относительно величины 9.11.2007 г. (Вт · м²) — тонкая линия.

ми погружения могут сохранять плавучесть в верхних фотических слоях, обеспечивая таким образом доступ к солнечному свету в течение относительно длительного времени [2]. Типичные представители диатомовых комплексов из родов *Cyclotella* и *Aulacoseira* приведены на рис. 1*a*.

Также следует отметить, что другие факторы (pH, антропогенные загрязнения, питательные вещества, солнечная радиация) могут изменять характеристики сообщества диатомовых, В то время как температура остается неизменной [2, 4, 15, 16, 18, 23, 27]. Например, обнаружение факта весеннего цветения фитопланктона под ледяным покровом в арктических озерах, указывает на то, что низкая температура не препятствует росту фитопланктона, и солнечная радиация, по-видимому, играет не менее важную роль в его биопродуктивности, особенно в высоких широтах [2, 4, 41, 42].

Результаты нашего анализа указывают на то, что региональные инструментальные и дендрохронологические данные не демонстрируют значительного потепления в течение последних десяти лет (рис. 3δ —3d). Кроме того, в оз. Раббватнет в последние десятилетия уменьшилось количество представителей рода *Cyclotella*, в то же время численность других, более крупных диатомовых водорослей, например, *Aulacoseira alpigena* увеличивалась (рис. 2r). Концентрации минеральных веществ в оз. Раббватнет, составляющих основу питания диатомовых комплексов (азот, фосфор, органический углерод) также не претерпели значительных изменений в последнее время и соответствовали средним показателям, характерным для высокоширотных пресноводных экосистем [27] (рис. 2a). Реконструированные вариации pH оз. Раббватнет показали, что в течение всего периода вода характеризовалась почти нейтральными значениями, а колебания величины водородного показателя были незначительными (рис. 2δ).

Для более детального анализа ниже приведены вариации температуры в мае Тт (рис. 4а) и летом *Ts* (рис. 4*б*) по данным метеостанции Варде, а также изменения общей численности диатомовых в оз. Раббватнет N (рис. 4e) за временной интервал 1975-2012 гг. Видно, что значительное увеличение температуры в мае наблюдалось с 1996 г. $(1.8^{\circ}C/10$ лет: $R^2 = 0.52$), т.е. значительно раньше начала увеличения общей численности диатомовых в 2002 г. (384 млн экз./10 лет) (рис. 4а, 4в). Причем до 2002 г. происходило снижение показателя N в оз. Раббватнет (рис. 4в). Отметим, что снижение *N* наблюдалось на фоне роста майских температур. Что касается летних температур, то в этом случае наблюдается даже отрицательный тренд с 2004 г. (2.6°С/10 лет; $R^2 = 0.51$) (рис. 46).

Хорошо известно, что условия освещенности (солнечная радиация, продолжительность дня, облачность и ледяной покров, прозрачность водяного столба) имеют очень важное значение для фотосинтеза и, следовательно, могли внести значительный вклад в зафиксированное в последнее время смещение в биомассе диатомовых водорослей в пресноводных экосистемах [2, 4, 16, 18, 23, 41, 42]. Причем, в условиях Арктики степень этого воздействия только возрастает: облачный слой над покрытыми льдом поверхностями может существенно увеличить дозу солнечного излучения на поверхности за счет многократного рассеяния [27]. Диатомовые комплексы активно поглошают солнечное излучение в процессе фотосинтеза, и большинство из них имеет пики поглощения в диапазоне длин волн около ~400 нм (синий свет) и ~680-750 нм (ближнее инфракрасное и инфракрасное излучение) [1, 6]. Об этом свидетельствует строение диатомовых фрустул, приспособленных для улавливания света, что позволяет их использовать в различных светозахватывающих нанотехнологиях [5, 6] (рис. 1δ).

УФ-Б излучение (280—315 нм), которое в значительной степени поглощается атмосферным озоном, также влияет на биомассу фитопланктона, подавляя фотосинтез и повреждая дезоксирибонуклеиновую кислоту (ДНК) [33, 43, 44]. Выше было показано, что примерно в 1990—2000 гг. наблюдалось значительное снижение (до 25%) общего содержания озона (рис. 3*a*), которое сопровождалось снижением общей численности диатомей в оз. Раббватнет (рис. 2*d*). Известно, что уменьшение ОСО на 10% приводит к увеличению потока УФ-Б на 20%, что, в свою очередь, может привести к гибели некоторых микроорганизмов, в частности фитопланктона и зоопланктона [44]. В работе [45] было показано, что солнечная активность (СА), в основном УФ-излучение, в сочетании с антропогенными воздействиями может значительно повлиять на продуктивность зоопланктона в арктическом оз. Имандра. Мы полагаем, что снижение общей численности диатомовых комплексов в оз. Раббватнет, начавшееся в ~1990 г., было вызвано снижением ОСО и повреждающим действием УФ-Б-излучения.

Интересно, что два максимума в вариациях общей численности диатомовых (в 1965 и 1980 гг.) совпали с максимумами в вариациях индексов годичного прироста колец деревьев (рис. 2∂ и 3∂). В работе [46] при сравнении вариаций солнечной активности и ширины колец деревьев Кольского п-ова, обнаружено, что спектральное солнечное излучение (ССИ) является одним из основных солнечных агентов, влияющих на рост деревьев за Полярным кругом. Недавние прямые измерения на борту спутника Solar Radiation and Climate Experiment (SORCE) показали, что в период с 2004 по 2007 г. на фазе спада 23-го 11-летнего солнечного цикла изменения величины потоков ССИ в видимом и инфракрасном диапазонах спектра были противоположны вариациям в УФ-диапазоне и интегральной солнечной радиации [47, 48]. То есть, согласно данным ИСЗ SORCE, наблюдаемые потоки ССИ в видимом и инфракрасном диапазонах увеличивались на фоне общего снижения уровня солнечной активности.

На рис. 4в приведены вариации чисел Вольфа (W), характеризующие изменения СА, и относительного изменения интегрального потока солнечной радиации спектральном диапазоне 400-691 нм dI данным SORCE [47]. Из рис. 4в видно, что на фоне спада СА в 23-м цикле наблюдается увеличение потока ССИ в видимом диапазоне длин волн, в котором находятся пики поглощения солнечной радиации диатомовыми комплексами [1, 6]. В результате модельных вычислений было показано [49], что наблюдаемое изменение потоков ССИ в данном спектральном диапазоне может являться значимым для состава и температуры атмосферы. В работе [46], при сопоставлении дендрохронологических данных с вариациями СА, сделано предположение, что изменение величины потоков ССИ в видимом и инфракрасном диапазонах могут быть ответственными за радиальный годичный прирост деревьев в высоких широтах во время вековых минимумов СА.

Для более детального изучения наблюдаемых эффектов предполагается провести дополнительные полевые исследования пресноводных экосистем в полярных широтах Евро-Арктического региона для создания палеоклиматических реконструкций при помощи дендрохронологического и диатомового анализа и прогноза глобальных изменений климата.

Таким образом, на основе проведенного анализа мы полагаем, что наблюдаемый в период 2000—2012 гг. значительный рост общей численности диатомовых водорослей в оз. Раббватнет и, по-видимому, в других арктических озерах, вызван зафиксированным ИСЗ SORCE увеличением величины ССИ в видимом и инфракрасном диапазоне длин волн.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты проведенного анализа позволили сделать вывод о том, что недавний рост общей численности диатомовых водорослей, наблюдаемый в озере Раббватнет, а также в других озерах, может быть обусловлен в значительной степени увеличением фотосинтетически активных потоков спектрального излучения в видимом и инфракрасном диапазонах, зарегистрированных измерениями SORCE. Региональная температура воздуха не являлась основной причиной недавно обнаруженного сдвига в общей численности диатомовых водорослей оз. Раббватнет и, по-видимому, в других арктических озерах. Однако нельзя полностью исключить влияние некоторых других факторов, включая изменение температуры воды в озере. Дальнейшие исследования, касаюшиеся диатомовых сообществ в арктических озерах, безусловно, необхолимы, поскольку откроют новые аспекты их применения в палеоклиматологии и создании природоподобных бионанотехнологий. Учитывая то, что диатомовые водоросли являются источником полезных для человека структурных материалов и биологически активных веществ, полученные результаты важны также для создания биотехнологических производств, основанных на их промышленном культивировании.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. *Kirk J.T.O.* Light and photosynthesis in aquatic ecosystems. Cambridge: Cambridge University Press, 2011. 649 p.
- Ruhland K.M., Paterson A.M., Smol J.P. // J. Paleolimnol. 2015. V. 54. P. 1.
- Benoiston A.-S., Ibarbalz F.M., Bittner L. et al. // Phil. Trans. R. Soc. B. 2017. V. 372. Art. No. 20160397.
- 4. Winder M., Sommer U. // Hydrobiol. 2012. V. 698. P. 5.
- Jeffryes C., Campbell J., Li H. et al. // Energy Environ. Sci. 2011. V. 4. P. 3930.
- Chen X., Wang C., Baker E., Sun C. // Sci. Rep. 2015. V. 5. Art. No. 11977.
- Jamali A., Akbari F., Ghorakhlu M. et al. // Bioimpacts. 2012. V. 2. P. 83.
- Ehrlich H., Motylenko M., Sundareshwar P.V. et al. // Adv. Funct. Mater. 2016. V. 26. P. 2503.
- 9. Памирский И.Э., Голохваст К.С. // УНЖ. 2012. № 5. С. 4765.

- 10. Нехорошев М.В., Рябушко В.И., Железнова С.Н., Геворгиз Р.Г. // РБЖ. 2016. Т. 15. С. 74.
- 11. Денисов Д.Б., Даувальтер В.А., Кашулин Н.А. // Тр. Кар. НЦ РАН. 2015. № 9. С. 10.
- 12. Adrian R., O'Reilly C.M., Zagarese H. et al. // Limnol. Oceanogr. 2009. V. 54. P. 2283.
- Смирнова М.А., Казарина Г.Х., Матуль А.Г., Макс Л. // Океанол. 2015. Т. 55. С. 425; Smirnova М.А., Kazarina G.K., Matul A.G., Max L. // Oceanol. 2015. V. 55. P. 383.
- Barron J.A., Stickley C.E., Burky D. // Palaeogeogr. Palaeoclimatol. Palaeoecol. 2015. V. 422. P. 85.
- Larsen J., Jones V.J., Eide W. // J. Paleolimnol. 2006. V. 36. P. 175.
- Deng J., Zhang W., Qin B. et al. // PLOS One. 2018.
 V. 13. Art. No. e0205260.
- 17. Lehnherr I., Louis V.L.S., Sharp M. et al. // Nat. Commun. 2018. V. 9. Art. No. 1290.
- Anneville O., Chang C.-W., Dur G. et al. // Oikos. 2019. V. 128. P. 1666.
- 19. Elliot J.A. // Glob. Change Biol. 2010. V. 16. P. 864.
- Schneider P., Hook S.J. // Geophys. Res. Lett. 2010. V. 37. Art. No. L22405.
- Fink G., Schmid M., Wahl B. et al. // Water Resour. Res. 2014. V. 50. P. 2072.
- O'Reilly C.M., Sharma S., Gray D.K. et al. // Geophys. Res. Lett. 2015. V. 42. Art. No. 10773.
- 23. Schmid M., Koster O. // Water Resour. Res. 2016. V. 52. Art. No. 8103.
- 24. Woolway R.I., Dokulil M.T., Marszelewski W. et al. // Clim. Change. 2017. V. 142. P. 505.
- 25. Ефремова Т.В., Пальшин Н.И., Белашев Б.З. // Водн. ресурсы. 2016. Т. 43. С. 228; Efremova T.V., Pal'shin N.I., Belashev B.Z. // Water Resour. 2016. V. 43. P. 402.
- 26. Даувальтер В.А., Кашулин Н.А., Денисов Д.Б. // Тр. Кар. НЦ РАН. 2015. № 9. С. 62.
- 27. Ylikorkko J., Christensen G.N., Kashulin N. et al. Environmental challenges in the joint border area of Norway, Finland and Russia. Rep. 41. Centre for Economic Development, Transport and the Environment for Lapland. Juvenes Print, 2011. 165 p.
- Guiry M.D., Guiry G.M., Morrison L. et al. // Cryptogamie Algol. 2014. V. 35. P. 105.
- Моисеенко Т.И., Разумовский Л.В. // ДАН. 2009. Т. 427. С. 132; Moiseenko T.I., Razumovsky L.V. // Dokl. Biol. Sci. 2009. V. 427. P. 325.

- Канатьев А.Г., Шумилов О.И., Касаткина Е.А. // ПТЭ. 2014. № 2. С. 127; Kanatjev A.G., Shumilov O.I., Kasatkina E.A. // Instrum. Exp. Tech. 2014. V. 57. P. 214.
- Cook E.R., Kairiukstis L. Methods of dendrochronology. Dordrecht: Kluwer Academic Publishing, 1990. 340 p.
- 32. Holmes R.L. // Tree-Ring Bull. 1983. V. 44. P. 69.
- 33. McKenzie R.L., Aucamp P.J., Bais A.F. et al. // Photochem. Photobiol. Sci. 2007. V. 6. P. 218.
- Lockwood M., Stamper R. // Geophys. Res. Lett. 1999.
 V. 26. P. 2461.
- Lean J.R., Beer J., Bradley R. // Geophys. Res. Lett. 1995. V. 22. P. 3195.
- 36. *Solomon S. et al.* IPCC, Climate change 2007: the physical science basis. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2007.
- Scafetta N., West B.J. // Geophys. Res. Lett. 2006. V. 33. Art. No. L05708.
- 38. Svensmark H. // Astron. Geosci. 2007. V. 48. P. 18.
- 39. Распопов О.М., Шумилов О.И., Касаткина Е.А. // Биофизика. 1998. Т. 43. С. 902.
- Petit J.R., Jouzel J., Raynaud D. et al. // Nature. 1999.
 V. 399. P. 429.
- Sommer U., Lengfellner K. // Glob. Change Biol. 2008.
 V. 14. P. 1.
- 42. Vehmaa A., Salonen K. // Aquat. Ecol. 2009. V. 43. P. 693.
- 43. Smith R.C., Prezelin B.B., Baker K.S. et al. // Science. 1992. V. 255. P. 952.
- 44. Зуев В.В. Биоиндикация стратосферного озона. Новосибирск: СО РАН, 2006. 228 с.
- 45. Shumilov O.I., Kasatkina E.A., Kashulin N.A., Sandimirov S.S. // Caspian J. Env. Sci. 2005. V. 3. P. 139.
- 46. *Kasatkina E.A., Shumilov O.I., Timonen M.* // J. Atmos. Sol. Terr. Phys. 2019. V. 193. Art. No. 105075.
- 47. Harder J.W., Fontenla J.M., Pilewskie P. et al. // Geophys. Res. Lett. 2009. V. 36. Art. No. L07801.
- 48. Haigh J.D., Winning A.R., Toumi R., Harder J.W. // Nature. 2010. V. 467. P. 696.
- Смышляев С.П., Галин В.Я., Блакитная П.А., Лемищенко А.К. // Изв. РАН. Физ. атм. и океана. 2016. Т. 52. С. 19; Smyshlyaev S.P., Galin V.Ya., Blakitnaya P.A., Lemishchenko A.K. // Izv. Atm. Ocean. Phys. 2016. V. 52. P. 16.

Diatom shift in Arctic lakes: response to global warming or changes in the spectral characteristics of solar radiation?

E. A. Kasatkina^{*a*, *b*}, O. I. Shumilov^{*a*, *b*, *, D. V. Makarov^{*b*}, D. B. Denisov^{*b*}}

^aInstitute of North Industrial Ecology Problems, Kola Science Centre RAS, Apatity, 184209 Russia

^bPolar Geophysical Institute, Apatity, 184209 Russia

*e-mail: oleg@aprec.ru

Over the past decades, there has been observed a significant increase in the phytoplankton biomass in many lakes in the world. As the most probable cause of the observed effect, global warming has been proposed in some works. This paper presents the results of analysis of the recent increase in the total abundance of diatoms in Rabbvatnet Lake (Northern Norway). For analysis, paleolimnological, dendrochronological and meteorological regional data were used, as well as information on local pollution. Possible causes of the observed growth are discussed, including global climate warming and variations in the spectral characteristics of solar activity.

УДК 524.1-65

МОДЕЛИРОВАНИЕ КОЛЕБАТЕЛЬНЫХ НАСЕЛЕННОСТЕЙ СОСТОЯНИЙ ГЕРЦБЕРГА МОЛЕКУЛЯРНОГО КИСЛОРОДА В СРЕДНЕЙ АТМОСФЕРЕ ЗЕМЛИ ВО ВРЕМЯ ВЫСЫПАНИЯ ВЫСОКОЭНЕРГИЧНЫХ ЧАСТИЦ

© 2021 г. А. С. Кириллов^{1,} *, Р. Вернер², В. Гинева²

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

²Институт космических исследований и технологий Болгарской академии наук, Стара Загора, Болгария

**E-mail: kirillov@pgia.ru* Поступила в редакцию 25.09.2020 г. После доработки 20.10.2020 г. Принята к публикации 27.11.2020 г.

Проведено исследование кинетики состояний Герцберга $c^1 \Sigma_u^-$, $A'^3 \Delta_u$, $A^3 \Sigma_u^+$ молекулярного кислорода на высотах средней атмосферы Земли во время высыпания в атмосферу высокоэнергичных протонов и электронов. Впервые показано, что учет переноса энергии с метастабильного молекулярно-

го азота $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ очень важен в процессах возбуждения колебательных уровней состояний Герцберга O_2 в атмосфере. Численно показано, что вклад межмолекулярных процессов переноса энергии с метастабильного молекулярного азота превышает вклад прямого возбуждения состояний Герцберга O_2 вторичными электронами на высотах средней атмосферы Земли.

DOI: 10.31857/S0367676521030121

ВВЕДЕНИЕ

Молекулярный азот N_2 является главным молекулярным газом в атмосферах Земли, Титана, Тритона и Плутона. Взаимодействие высокоэнергичных ультрафиолетовых фотонов, магнитосферных частиц и космических лучей с атмосферными газами приводит к образованию потоков вторичных электронов во время процессов ионизации молекул [1]. Образованные во время ионизации высокоэнергичные электроны эффективно возбуждают различные триплетные состояния молекулярного азота N_2 при неупругих столкновениях:

$$\begin{aligned} \mathbf{e} + \mathbf{N}_2(\mathbf{X}^1 \boldsymbol{\Sigma}_{g}^{+}, \, \upsilon = \mathbf{0}) \to \\ \mathbf{N}_2(\mathbf{A}^3 \boldsymbol{\Sigma}_{u}^{+}, \, \mathbf{B}^3 \boldsymbol{\Pi}_{g}, \, \mathbf{W}^3 \boldsymbol{\Delta}_{u}, \, \mathbf{B}^{'3} \boldsymbol{\Sigma}_{u}^{+}, \, \mathbf{C}^3 \boldsymbol{\Pi}_{u}, \, \upsilon \ge \mathbf{0}) + \mathbf{e}. \end{aligned} \tag{1}$$

Излучение полос Ву–Бенеша (WB), инфракрасного послесвечения (IRA), второй положительной (2PG) и первой положительной (1PG) систем во время спонтанных излучательных переходов

$$N_2(W^3\Delta_u, \upsilon) \rightarrow N_2(B^3\Pi_g, \upsilon') + h \upsilon_{WB}, \qquad (2a)$$

$$N_2(B'^3\Sigma_u^-,\upsilon) \rightarrow N_2(B^3\Pi_g,\upsilon') + h\nu_{IRA}, \qquad (26)$$

$$N_2(C^3\Pi_u, \upsilon) \to N_2(B^3\Pi_g, \upsilon') + hv_{2PG}, \qquad (2B)$$

$$N_2(B^3\Pi_g, \upsilon') \to N_2(A^3\Sigma_u^+, \upsilon) + hv_{1PG}$$
(3)

приводит к тому, что энергия электронного возбуждения аккумулируется на колебательных уровнях нижнего триплетного электронно-возбужденно-

го состояния $A^3\Sigma_u^+$ молекулы азота. Коэффициенты Эйнштейна для дипольно-разрешенных переходов (2а–2в) и (3) имеют высокие значения [2], поэтому излучение вышеупомянутых полос молекулярного азота играет важную роль в электронной кинетике N_2 и перераспределении энергии возбуждения между электронно-возбужденными триплетными состояниями азота на высотах верхних атмосфер планет. В недавних работах [3, 4] впервые было показано, что взаимодействие метастабильного молекулярного азота $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ с

молекулами СО играет важную роль в электронном возбуждении молекул угарного газа в атмосферах Титана, Тритона и Плутона.

Главная цель данной работы состоит в моделировании колебательных населенностей состояний

Герцберга молекулярного кислорода $O_2(c^1\Sigma_u^-, A'^3\Delta_u,$

 $A^{3}\Sigma_{u}^{+})$ и метастабильного молекулярного азота $N_{2}(A^{3}\Sigma_{u}^{+})$ в атмосфере, где доминирует молекулярный азот N_{2} с добавкой молекулярного кислорода O_{2} (средняя атмосфера Земли). Моделирование колебательных населенностей молекул N_{2} и O_{2} на высотах атмосферы Земли выполнены с учетом вклада триплетных состояний азота $A^{3}\Sigma_{u}^{+}$, $B^{3}\Pi_{g}$, $W^{3}\Delta_{u}$, $B^{13}\Sigma_{u}^{-}$, $C^{3}\Pi_{u}$ в возбуждение состояний молекулярного кислорода O_{2} .

КОНСТАНТЫ ГАШЕНИЯ $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ ПРИ СТОЛКНОВЕНИИ С О2 МОЛЕКУЛАМИ

Расчет констант скоростей гашения во время неупругих молекулярных столкновений [5] показал, что взаимодействие метастабильного молекулярного азота $N_2(A^3\Sigma_u^+, \upsilon' = 0)$ с молекулами кислорода O_2 приводит к переносу энергии и возбуждению состояний Герцберга $c^1\Sigma_u^-, A'^3\Delta_u, A^3\Sigma_u^+$ у молекулярного кислорода O_2

$$N_{2}(A^{3}\Sigma_{u}^{+}, \upsilon' = 0) + O_{2}(X^{3}\Sigma_{g}^{-}, \upsilon = 0) \rightarrow$$

$$\rightarrow N_{2}(X^{1}\Sigma_{u}^{+}, \upsilon^{*} \ge 0) + O_{2}(c^{1}\Sigma_{u}^{-}, \upsilon'' = 4, 5, 6)$$
(4a)

$$N_2(A^3\Sigma_u^+, \upsilon'=0) + O_2(X^3\Sigma_g^-, \upsilon=0) \rightarrow$$

$$\to N_2(X^1 \Sigma_g^+, \upsilon^* \ge 0) + O_2(A^{'3} \Delta_u, \upsilon'' = 4, 5),$$
⁽⁴⁰⁾

$$\begin{split} \mathbf{N}_{2}(\mathbf{A}^{3}\boldsymbol{\Sigma}_{u}^{+},\,\boldsymbol{\upsilon}'=0) + \mathbf{O}_{2}(\mathbf{X}^{3}\boldsymbol{\Sigma}_{g}^{-},\,\boldsymbol{\upsilon}=0) \rightarrow \\ \rightarrow \mathbf{N}_{2}(\mathbf{X}^{1}\boldsymbol{\Sigma}_{g}^{+},\,\boldsymbol{\upsilon}^{*}\geq0) + \mathbf{O}_{2}(\mathbf{A}^{3}\boldsymbol{\Sigma}_{u}^{+},\,\boldsymbol{\upsilon}''=4). \end{split} \tag{4B}$$

Суммарное значение констант процессов (4а–4в) $k_{4a} + k_{46} + k_{4B} = 1.1 \cdot 10^{-12} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$. Также при данном столкновении эффективно протекает процесс диссоциации молекулы кислорода

$$N_{2}(A^{3}\Sigma_{u}^{+}, \upsilon'=0) + O_{2}(X^{3}\Sigma_{g}^{-}, \upsilon=0) \rightarrow$$

$$\rightarrow N_{2}(X^{1}\Sigma_{g}^{+}, \upsilon^{*} \geq 0) + O + O \qquad (4r)$$

с константой взаимодействия $k_{4r} = 1.0 \cdot 10^{-12} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$. Суммарная константа неупругого взаимодействия $N_2(A^3\Sigma_u^+, \upsilon' = 0)$ с молекулой кислорода $k_4 =$ $= 2.1 \cdot 10^{-12} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ для процессов (4а–4г) находится в хорошем согласии с экспериментально полученными значениями (1.9 ± 0.3) $\cdot 10^{-12} \text{ см}^3 \cdot \text{c}^{-1}$ [6], (2.3 ± 0.4) $\cdot 10^{-12} \text{ см}^3 \cdot \text{c}^{-1}$ [7] и (2.5 ± 0.4) $\cdot 10^{-12} \text{ см}^3 \cdot \text{c}^{-1}$ [8]. В случае столкновений колебательно-возбужденного метастабильного азота $N_2(A^3\Sigma_u^+, \upsilon' > 0)$ с молекулами O_2 главным образом происходит перенос энергии возбуждения на отталкивательные состояния молекулы кислорода с последующей диссоциацией O_2 и образованием двух атомов кислорода [5, 9]. Константы спонтанного излучения состояний Герцберга $Y = c^{l}\Sigma_{u}^{-}$, $A'^{3}\Delta_{u}$, $A^{3}\Sigma_{u}^{+}$ имеют небольшие значения [10], поэтому электронно-возбужденные молекулы кислорода $O_{2}(c^{l}\Sigma_{u}^{-})$, $O_{2}(A'^{3}\Delta_{u})$, $O_{2}(A^{3}\Sigma_{u}^{+})$ теряют свою энергию при неупругом взаимодействии с N_{2} и O_{2} молекулами в атмосфере Земли, после чего происходит трансформация энергии в образование синглетных состояний $a^{l}\Delta_{u}$ и $b^{l}\Sigma_{g}^{+}$ при внутримолекулярных и межмолекулярных процессах переноса энергии:

$$O_{2}(\mathbf{Y}, \mathbf{v}') + \mathbf{N}_{2}, O_{2} \rightarrow$$

$$\rightarrow O_{2}(\mathbf{a}^{1}\Delta_{g}, \mathbf{b}^{1}\Sigma_{g}^{+}; \mathbf{v}'') + \mathbf{N}_{2}, O_{2},$$
(5a)

$$O_{2}(\mathbf{Y}, \mathbf{\upsilon}') + O_{2}(\mathbf{X}^{3}\Sigma_{g}^{-}, \mathbf{\upsilon} = 0) \rightarrow$$

$$\rightarrow O_{2}(\mathbf{X}^{3}\Sigma_{g}^{-}, \mathbf{\upsilon}^{*} \ge 0) + O_{2}(\mathbf{a}^{1}\Delta_{g}, \mathbf{b}^{1}\Sigma_{g}^{+}; \mathbf{\upsilon}''),$$
(56)

когда возбуждаются высокие колебательные уровни $a^{1}\Delta_{u}$ и $b^{1}\Sigma_{g}^{+}$ состояний при внутримолекулярных процессах (5а) и нижние $\upsilon'' = 0-2$ уровни при межмолекулярных процессах переноса энергии (56).

ВЛИЯНИЕ МЕТАСТАБИЛЬНОГО МОЛЕКУЛЯРНОГО АЗОТА $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ НА ВОЗБУЖДЕНИЕ СОСТОЯНИЙ ГЕРЦБЕРГА МОЛЕКУЛ O_2 В АТМОСФЕРЕ ЗЕМЛИ

Когда высокоэнергичные протоны (с энергиями порядка нескольких сотен МэВ) или электроны (с энергиями порядка нескольких МэВ) высыпаются в среднюю атмосферу Земли, их неупругое взаимодействие с атмосферными составляющими приводит к процессам ионизации молекул N_2 и O_2 , результатом которых становится образование потоков вторичных электронов. Вторичные электроны при столкновениях с молекулами N_2 возбуждают триплетные состояния (1), а при столкновениях с молекулами O_2 возбуждают состояния Герцберга

$$e + O_2(X^3 \Sigma_g^-, \upsilon = 0) \rightarrow$$

$$\rightarrow O_2(c^1 \Sigma_u^-, A'^3 \Delta_u, A^3 \Sigma_u^+; \upsilon \ge 0) + e.$$
(6)

Проведем расчет скоростей возбуждения триплетных состояний N_2 и состояний Герцберга O_2 вторичными электронами на высотах средней атмосферы Земли, используя метод деградационных спектров в воздухе [11]. Данный метод учитывает процессы возбуждения колебательных уровней основных состояний молекул азота и кислорода, различных электронных состояний, ионизацию и диссоциацию молекул при столкновениях с высокоэнергичными электронами. В настоящей работе мы рассматриваем как процессы прямого



Рис. 1. Схема процессов возбуждения и гашения электронно-возбужденных состояний молекулярного азота и молекулярного кислорода в атмосфере Земли.

возбуждения состояний Герцберга $c^{1}\Sigma_{u}^{-}$, $A^{'3}\Delta_{u}$, $A^{3}\Sigma_{u}^{+}$ вторичными электронами (6), так и процессы переноса электронного возбуждения (4а–4в) при столкновении с метастабильным молекулярным азотом (см. рис. 1).

На рис. 2–4 приведены результаты расчетов концентраций электронно-возбужденных молекул $O_2(c^1\Sigma_u^-, \upsilon = 0-8)$, $O_2(A'^3\Delta_u, \upsilon = 0-5)$, $O_2(A^3\Sigma_u^+, \upsilon = 0-4)$ на высотах 70 и 50 км при выделении энергии $W = 10^6 \ \Im B/cm^3 \cdot c$, теряемой высокоэнергичными частицами в 1 см³ в единицу времени. Здесь приведены вклад вторичных электронов при прямом возбуждении состояний Герцберга (процесс (6)), а также вклад процессов межмолекулярного переноса энергии электронного возбуждения (4а–4в) представлен для двух случаев: (а) при возбуждении только $A^{3}\Sigma_{u}^{+}$ состояния вторичными электронами, (б) при возбуждении состояний $B^{3}\Pi_{g}$, $W^{3}\Delta_{u}$, $B^{'3}\Sigma_{u}^{-}$, $C^{3}\Pi_{u}$ и переносе энергии с этих четырех состояний на $A^{3}\Sigma_{u}^{+}$ во время спонтанных излучательных переходов (2а–2в, 3) и при неупругих молекулярных столкновениях [3, 5, 9].

Представленные результаты наглядно демонстрируют значительный вклад межмолекулярных процессов переноса электронного возбуждения с метастабильного молекулярного азота $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ (процессы (4а-4в)) в образование электронновозбужденных молекул $O_2(c^1\Sigma_u^-, \upsilon = 3-7),$ $O_2(A'^3\Delta_u, \upsilon = 0-5), O_2(A^3\Sigma_u^+, \upsilon = 0-4)$ на высотах 70 и 50 км средней атмосферы при высыпании высокоэнергичных частиц. Этот факт указывает на то, что при расчете концентраций электронно-возбужденных молекул $O_2(c^1\Sigma_u^-), O_2(A'^3\Delta_u), O_2(A^3\Sigma_u^+)$ в средней атмосфере Земли, в активной среде лабораторного разряда, лазера и т.п., где используется смесь N₂ и O₂, необходимо учитывать кинетику молекулярного азота и особенности неупругого взаимодействия электронно-возбужденного молекулярного азота с молекулами О2.



Рис. 2. Рассчитанные концентрации $O_2(c^1\Sigma_u^-, \upsilon = 0-8)$ на высотах 70 и 50 км: пунктиры – вклад процесса (6), крестики – вклад только $A^3\Sigma_u$ состояния N_2 , возбужденного вторичными электронами, кружки – вклад $B^3\Pi_g$, $W^3\Delta_u$, $B^{\cdot3}\Sigma_u^-$, $C^3\Pi_u$ состояний N_2 , сплошная линия – сумма всех процессов.

ИЗВЕСТИЯ РАН. СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ том 85 № 3 2021



Рис. 3. Рассчитанные концентрации $O_2(A'^3\Delta_u, \upsilon = 0-5)$ на высотах 70 и 50 км (обозначения как на рис. 2).



Рис. 4. Рассчитанные концентрации $O_2(A^3\Sigma_u^+, \upsilon = 0-4)$ на высотах 70 и 50 км (обозначения как на рис. 2).

При взаимодействии высокоэнергичных частиц (или ультрафиолетовых фотонов) с атмосферными составляющими большую часть энергии частиц (фотонов) может быть поглощена молекулами азота. Однако в дальнейшем при межмолекулярных столкновениях энергия возбуждения молекулярного азота трансформируется в энергию возбужденных состояний кислорода.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено исследование кинетики состояний Герцберга с $^{1}\Sigma_{u}^{-}$, $A'^{3}\Delta_{u}$, $A^{3}\Sigma_{u}^{+}$ молекулярного кислорода на высотах средней атмосферы Земли во время высыпания в атмосферу высокоэнергичных протонов и электронов. Впервые показана важная роль межмолекулярных процессов переМОДЕЛИРОВАНИЕ КОЛЕБАТЕЛЬНЫХ НАСЕЛЕННОСТЕЙ

ного молекулярного азота $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ доминирует в процессах возбуждения колебательных уровней состояний Герцберга, для которых эффективно влияние процесса (4а–4в). Влияние процесса переноса энергии (4а–4в) оказывается более эффективным, чем прямое возбуждение вторичными электронами (6) на высотах средней атмосферы Земли.

носа энергии электронного возбуждения в кине-

тике молекулярного кислорода. Результаты расче-

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

 Campbell L., Brunger M.J. // Inter. Rev. Phys. Chem. 2016. V. 35. No. 2. P. 297.

- Gilmore F.R., Laher R.R., Espy P.J. // J. Phys. Chem. Ref. Data. 1992. V. 21. No. 5. P. 1005.
- Kirillov A.S., Werner R., Guineva V. // Chem. Phys. Lett. 2017. V. 685. P. 95.
- 4. Кириллов А.С. // Астр. вестн. 2020. Т. 54. № 1. С. 33.
- Kirillov A.S. // Ann. Geophys. 2010. V. 28. No. 1. P. 181.
- Dreyer J.W., Perner D., Roy C.R. // J. Chem. Phys. 1974. V. 61. No. 8. P. 3164.
- Piper L.G., Caledonia G.E., Kennealy J.P. // J. Chem. Phys. 1981. V. 74. No. 5. P. 2888.
- Thomas J.M., Kaufman F. // J. Chem. Phys. 1985. V. 83. No. 6. P. 2900.
- Kirillov A.S. // J. Quant. Spec. Rad. Trans. 2011. V. 112. No. 13. P. 2164.
- 10. Bates D.R. // Planet. Space Sci. 1986. V. 37. No. 7. P. 881.
- 11. Коновалов В.П. // ЖТФ. 1993. Т. 63. № 3. С. 23.

Modeling of vibrational populations of the Herzberg states of molecular oxygen in the Earth's middle atmosphere during the precipitations of high-energy particles

A. S. Kirillov^{a, *}, R. Werner^b, V. Guineva^b

^aPolar Geophysical Institute, Apatity 184209 Russia ^bSpace Research and Technology Institute BAS, Stara Zagora, Bulgaria *e-mail: kirillov@pgia.ru

A study of the kinetics of the $c^1 \Sigma_u^-$, $A'^3 \Delta_u$, $A^3 \Sigma_u^+$ Herzberg states of molecular oxygen at the altitudes of the Earth's middle atmosphere during the precipitation of high-energy protons and electrons into the atmosphere was carried out. For the first time it is shown that taking into account the energy transfer from metastable mo-

lecular nitrogen $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ is very important in the processes of excitation of vibrational levels of the O_2 Herzberg states in the atmosphere. It is shown numerically that the contribution of intermolecular energy transfer from metastable molecular nitrogen exceeds the contribution of direct excitation of the O_2 Herzberg states by secondary electrons at altitudes in the Earth's middle atmosphere.

УДК 53.05:528.735.2

ПОЛУЧЕНИЕ ИНФОРМАЦИИ ОБ ИОНОСФЕРНО-МАГНИТОСФЕРНОЙ ПЛАЗМЕ ПО НАБЛЮДЕНИЯМ ПОЛЯРНЫХ СИЯНИЙ

© 2021 г. Б. В. Козелов^{1, *}, А. В. Ролдугин¹

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

**E-mail: boris.kozelov@gmail.com* Поступила в редакцию 25.09.2020 г. После доработки 20.10.2020 г. Принята к публикации 27.11.2020 г.

Рассматриваются методы обработки изображений, предназначенные для получения информации об ионосферно-магнитосферной плазме из данных регулярных наблюдений полярных сияний. Приведены примеры триангуляции по данным пар камер с небольшим (несколько километров) пространственным разнесением для определения энергии высыпающихся электронов и численной оценки сложности пространственно-временной динамики сияний.

DOI: 10.31857/S0367676521030157

ВВЕДЕНИЕ

Динамика полярных сияний наглядно свидетельствует о сложности процессов в магнитосферно-ионосферной плазме. Пространственновременная структура полярных сияний, являющихся свечением атмосферных газов возбуждаемых потоками энергичных частиц, содержит информацию об этих процессах. В силу особенностей данных оптических наблюдений полярных сияний (большие объемы, наличие значительных геометрических искажений, необходимость учета особенностей аппаратуры, и др.), извлечение содержательной информации из них связано с достаточно непростой обработкой, поэтому использование оптических данных обычно ограничено чисто иллюстративными целями.

Наиболее существенной характеристикой, которую можно получить из оптических наблюдений — это энергия высыпающихся частиц, вызывающих авроральное свечение. Необходимо отметить, что яркие формы аврорального свечения вызываются высыпаниями электронов, протоны дают вклад в основном в диффузное свечение. Для оценки энергии авроральных электронов существуют два основных подхода. Первый основан на определение высоты свечения триангуляцией или методом пространственной томографии по данным наблюдений из разнесенных точек, после чего из сравнения с результатами расчетов в транспортной модели диссипации авроральных частиц можно определить характеристики потока частиц, проникающего на данные высоты. Второй метод основан на измерениях интенсивности

свечения в отдельных характерных эмиссиях, относительные интенсивности которых зависят от энергии высыпающихся частиц. Этот метод для корректной реализации, в общем случае, требует более детальных наблюдений, теоретических и вычислительных обоснований, и не будет рассматриваться в этой работе.

Другой вопрос, который будет далее обсуждаться — это численная характеристика пространственно-временной динамики процессов в магнитосферно-ионосферной системе по их проявлениям в динамике полярных сияний. К сожалению, единого подхода к такого рода анализу до сих пор нет. Здесь мы обсудим конкретный пример применения алгоритма Грассбергера—Прокаччи к данным камеры всего неба в Апатитах для оценки корреляционной размерности, характеризующей степень сложности (число степеней свободы) наблюдаемых процессов.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВЫСОТЫ АВРОРАЛЬНОГО СВЕЧЕНИЯ ТРИАНГУЛЯЦИЕЙ

Первое большое исследование полярных сияний методом триангуляции было проведено еще Штормером в 1913 г. [1]. Было зарегистрировано более 300 авроральных структур, для которых получены высотные профили свечения. Как ни странно, в дальнейшем такой подход использовался редко, даже при переходе на более совершенные технологии регистрации изображений.

Можно выделить следующие основные проблемы при триангуляционном подходе: 1) синхронизация времени и продолжительности экспозиции; 2) идентификация структур при наблюдениях из сильно разнесенных точек; 3) искажений геометрии наблюдений и недостаточное пространственное (угловое) разрешение при использовании широкоугольных камер.

Необходимо отметить, что в системе ALIS [2] и некоторых других работах, например [3], реализован более сложный вариант триангуляционного подхода – пространственная томография области аврорального свечения при наблюдении из нескольких точек. Однако использование томографических алгоритмов восстановления накладывает дополнительные ограничения на качество изображений.

При использовании камер с небольшим полем зрения с небольшим пространственным разнесением и наблюдениях вблизи зенита можно избежать проблем идентификации структур: на камерах будет наблюдаться практически одна и та же структура, но смещенная на фоне удаленных звезд. По величине смещения можно определить высоту наблюдаемой структуры. Такой подход используется в системе авроральных камер MAIN (Multiscale Auroral Imaging Network), данные которой обсуждаются далее и описание которой приведено в работе [4]. Две камеры Guppy-1 и Guppy-2 в этой системе идентичны, имеют поле зрения по диагонали 18 градусов при угловом разрешении 0.038 градусов/пиксель и расположены на расстоянии 4.12 км друг от друга в направлении восток-запад. Камеры ориентированы на область вблизи магнитного зенита, и их работа синхронизована по сигналам GPS. Камеры снабжены одинаковыми стеклянными фильтрами, подавляющими красную часть спектра. Полоса пропускания и калибровка регистрируемых скоростей счета камер к абсолютным значениям приведены в работе [5]. Для анализа общей динамики полярных сияний будем использовать данные панхроматической (в широком спектральном диапазоне, охватывающем видимый свет) камеры всего неба, также входящей в систему MAIN.

На рис. 1 приведен пример регистрации тремя камерами системы MAIN свечения неба 30 марта 2017 с 23:00 UT до 23:30 UT. На верхней панели (рис. 1*a*) приведена кеограмма, построенная по данным камеры всего неба, т.е. зависимость от времени интенсивности свечения в проходящем через зенит сечении поля зрения камеры с севера на юг (здесь и далее изображение полярных сияний инвертировано, т.е. черное – интенсивность больше, белое – меньше). Из кеограммы видны основные морфологические особенности полярных сияний в рассматриваемый интервал времени: в течение всего интервала южнее камеры наблюдались пульсирующие сияния, в 23:02 UT на полюсной (северной) границе пульсирующих сияний появилась яркая дуга, дальнейшее развитие и расширение которой к северу привело после 23:10 UT к появлению активных ярких сияний в зените камеры. После 23:15 UT активизация сияний угасает, а зона пульсирующих сияний к 23:27 UT расширяется на все поле зрения.

Ниже на рис. 16, 1в приведены кеограммы, построенные по данным разнесенных на 4.12 км камер Guppy-1 и Guppy-2, причем кеограммы строились по сечениям вдоль эпиполярной линии [6], лежащей в плоскости, проходящей через камеры и магнитный зенит. Постоянный фон. засветка от города, удален. Шкала абсолютных значений приведена для эмиссии 558 нм согласно данным калибровки [5] и соображению, что эта эмиссия составляет 35% интегральной интенсивности в синезеленой части спектра сияний. Видно, что структуры в сияниях повторяются на обеих кеограммах с некоторым пространственным смещением. По простым геометрическим соображениям, из треугольника с вершинами в наблюдаемой точке и в точках установки камер, это относительное угловое смещение может быть пересчитано в высоту структуры по формуле:

$$h = \frac{d \cos(w + f \, dy)}{\sin(f \, dx)}.$$
(1)

Здесь: $w = 15^{\circ}$ – зенитный угол центра изображения, dx – относительное смещение (параллакс) вдоль эпиполярной линии, в пикселах, f = 0.038 градусов/пиксел – угловое разрешение камер, dy – положение эпиполярной линии относительно центра изображения, пиксел, d = 4.12 км – расстояние между точками наблюдения.

На рис. 1г приведена зависимость "эффективной" высоты структур в поле зрения камер Guppy-1 и Guppy-2 в рассматриваемый интервал времени. "Эффективная" высота определялась по угловому смещению, которому соответствует максимум коэффициента корреляции по общему полю зрения для пары одновременных изображений. Так как контрастность структуры сияния на исходных изображениях не всегда достаточная, то предварительно изображения обрабатывались фильтром Собела.

ПОВЫШЕНИЕ КОНТРАСТА С ПОМОЩЬЮ ФИЛЬТРА СОБЕЛА

Фильтрация Собела является одним из типовых методов цифровой обработки изображений, и их реализация включена в основные математические пакеты [6, 7]. Также часто используемые фильтры Робертса и Превитта, в данной работе не рассматривались, так как для целей данной работы имеют недостатки по сравнению с фильтром Собела: фильтр Робертса более чувствителен к шуму, а фильтр Превитта дает большее сглаживание. Фак-



Рис. 1. Свечение неба, зарегистрированное камерами системы MAIN 30 марта 2017 с 23:00 UT до 23:30 UT: кеограмма для разреза в направлении север—юг, построенная по данным камеры всего неба (*a*); кеограммы для разреза вдоль эпиполярной линии восток—запад, построенные по данным камер Guppy-1 и Guppy-2 (δ , δ); зависимость эффективной высоты авроральных структур в поле зрения камер Guppy-1 и Guppy-2 (δ), ось справа — энергия электронов, высотный профиль энерговыделения для которых имеет максимум на соответствующей высоте. Зенитные углы на панелях *а*– δ в градусах.

тически, фильтр Собела — это оператор дискретного дифференцирования, приближенно вычисляющий градиент интенсивности изображения. Компоненты вектора градиента в каждой точке вычисляются путем свертки (convolution) с масками

$$X_{mask} = \begin{bmatrix} -1 & 0 & 1 \\ -2 & 0 & 2 \\ -1 & 0 & 1 \end{bmatrix}, \quad Y_{mask} = \begin{bmatrix} 1 & 2 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ -1 & -2 & -1 \end{bmatrix}.$$
(2)

Практический интерес представляет градиент на некотором характерном масштабе *m* пикселов, а не на минимальном масштабе при максимальном разрешении, при котором, на масштабе 1— 2 пиксела, сказывается влияние звезд и случайных флуктуаций. Поэтому матрицы (2) масштабировались в *m* раз по обеим размерностям, при этом каждый элемент матрицы заменялся матрицей $m \times m$, заполненной значением этого элемента. В данной работе использовалось значение m = 8, т.е. масштаб по угловому разрешению 0.3° , что для типичных высот сияний (90–200 км) соответствует пространственным масштабам 0.5-1.0 км.

По полученным компонентам вектора градиента G_x и G_y можно получить абсолютную величину и направление градиента:

$$A = \sqrt{G_x^2 + G_y^2}, \quad \varphi = \arctan\left(\frac{G_y}{G_x}\right). \tag{3}$$

На рис. 2 приведен пример обработки пары изображений с камер Guppy-1 и Guppy-2 с помощью описанной выше фильтрации. Компоненты вектора градиента G_x и G_y приведены красным и голубым цветом. На исходных изображениях присутствует диффузное свечение без очевидной структуры, однако после обработки видны волокнистые элементы, повторяющиеся на обоих снимках, что дает возможность проводить корреляцию и определить относительное смещение. Максимум корреляции для этой пары достигается при смещении 65 пикселей, что из формулы (1) соответствует высоте 92.3 км.

ДИНАМИКА ВЫСОТЫ СИЯНИЙ И ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОНОВ

Вернемся к обсуждению полученной высоты сияния, динамика которой в рассматриваемый интервал времени приведена на рис. 1г. Для сравнения на правой вертикальной оси рис. 1г отложена энергия моноэнергетического потока высыпаюшихся электронов с изотропным питчугловым распределением, высотный профиль энерговыделения которого имеет максимум на соответствующей высоте [8]. Из рис. 1г видно, что первые 6 минут алгоритм триангуляции не дает устойчивого значения высоты, что вызвано помехами от облачности в поле зрения камеры Guppy-2. После 23:06 UT высота определяется уверенно, со сравнительно небольшим разбросом в соседние моменты времени. Исключениями являются небольшие интервалы вблизи 23:10 UT и 23:17 UT, когда полярные сияний "убегают" из поля зрения камер. Из сравнения с кеограммой, приведенной на рис. 1а и полученной по камере всего неба, можно выделить следующие особенности:

23:07—23:09 UT — появление параллельной слабой дуги немного к полюсу от яркой основной дуги. Высота этой дуги не ниже 95 км, что соответствует энергии электронов не более 30 кэВ.

23:10:30–23:16 UT – активизация дуги, прохождение небольшой омега-структуры в сияниях. Явно видно постепенное повышение эффективной высоты от 90 до 100 км, что может свидетельствовать о дисперсии по энергии инжектированных электронов – уменьшение энергии от 50 до 20 кэВ.

23:18-23:19 UT — пересечение поля зрения несколькими слабыми дугами. Высота свечения 102—104 км, энергия электронов 10—12 кэВ.

23:24—23:26 UT — волокна "черных сияний" (black aurora), высота 90 км, соответствующая энергия 50 кэВ.

В 23:26 UT и далее поле зрения камер заполнено пульсирующими сияниями, высота 92–100 км, энергия 20–40 кэВ, с крупномасштабной (~1 мин) модуляцией. Интересно, что увеличениям интенсивности свечения соответствует увеличение эффективной высоты, т.е. уменьшение средней энергии электронов.



Рис. 2. Пример фильтрации Собела для выделения структуры. Верхний ряд — исходные изображения, полученные камерами 31 марта 2017 в 00:33:30 UT. Нижний ряд — компоненты вектора градиента G_x и G_y приведены красным и голубым цветом.

ОЦЕНКА РАЗМЕРНОСТИ ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННОЙ ДИНАМИКИ СИЯНИЙ

Визуально пространственно-временная динамика полярных сияний весьма сложна, может охватывать большой диапазон пространственных и временных масштабов [9], большой динамический диапазон. Тем не менее, во многих случаях эта динамика имеет внутреннюю организацию, не столь очевидную, но которая дает надежду на возможность ее простого описания, как систему сравнительно небольшой размерности [10, 11].

Покажем это для нашего события методом вложения [12], используя алгоритм Грассбергера-Прокаччи [13]. Ранее этот подход нами применялся при исследовании динамики полярных сияний по данным телевизионных наблюдений [10, 11]. Численный метод заключается в следующем. Из экспериментальных данных, измеренных во время исследуемого процесса, составляются эмпирические траектории системы в модельных фазовых пространствах разных размерностей d. Для траектории в каждом пространстве вычисляется корреляционный интеграл – вероятность $C_d(\varepsilon)$ того, что расстояние между точками на траектории не превышает некоторой величины є, и анализируется зависимость $C_d(\varepsilon)$ от размерности вложения d и масштаба є. Если динамика системы может быть описана небольшим числом дифференциальных уравнений, то с ростом d, существует такое d_e , что при $d > d_e$ зависимость $C_d(\varepsilon)$ практически не меняется, и на этой зависимости есть степенной участок $C_d(\varepsilon) \sim \varepsilon^D$.

Если исходный набор данных характеризует систему в (квази-) стационарном состоянии и $d \ge 2D + 1$, то *D* является оценкой размерности ат-



Рис. 3. Результаты расчета корреляционного интеграла (6) при d = 6 для интервалов: 23:05–23:20 UT (*a*); 23:20–23:35 UT (*b*). Пунктиром выделены степенные участки ~ ε^{Dc} и приведены аппроксимации значений D_c .

трактора системы в ее фазовом пространстве. Если полученное значение *D* не является целым числом, то система имеет аттрактор, обладающий фрактальными свойствами. В нашем случае мы будем использовать такую оценку, как оценку размерности траектории системы, характеризующей степень сложности переходного процесса.

Для применения описанного численного алгоритма к набору данных в виде растровых изображений $\{I: I \in \mathbb{R}^N \times \mathbb{R}^M\}$ определим "расстояние" между изображениями, т.е определим метрическое пространство $\{I, dist\}$:

$$dist(\mathbf{I}(t_{1}), \mathbf{I}(t_{2})) = |\mathbf{I}(t_{1}) - \mathbf{I}(t_{2})| =$$

= $\sum_{i=1}^{N} \sum_{j=1}^{M} |I_{i,j}(t_{1}) - I_{i,j}(t_{2})| \cdot 2^{-i-j}.$ (4)

В нашем случае растровые изображения имеют вид матриц 150×150 из центральной части поля зрения камеры всего неба, индексированных временем *t* с разрешением 1 секунда. Каждая такая матрица является "точкой" в метрическом пространстве с метрикой (4). Из последовательных *d* точек с постоянным шагом *dt* формируем "вектора" в пространстве вложения I^d. Рассматривались d = 3, ..., 10. Обоснование выбора шага *dt* опускаем для упрощения, для наших данных *dt* = 1 с.

Метрика пространствах вложения определяется аналогично:

$$dist(\mathbf{I}^{d}(t_{1}), \mathbf{I}^{d}(t_{2})) = \sum_{k=1}^{d} dist(I_{k}(t_{1}), I_{k}(t_{2})) \cdot 2^{-k}.$$
 (5)

Тогда корреляционный интеграл определяется так:

$$C_{d}\left(\varepsilon\right) = \frac{1}{N^{2}} \sum_{i=1}^{N} \sum_{j=1, j \neq i}^{N} \theta(\varepsilon - dist(\mathbf{I}^{d}(t_{i}), \mathbf{I}^{d}(t_{j}))\right).$$
(6)

Здесь θ — функция Хевисайда, *N* — число векторов в наборе данных.

Для анализа мы выбрали 15-минутные наборы последовательных изображений (900 шт. в наборе). Из них формировались "вектора" размерности d = 3 ,..., 10 и вычислялись корреляционные интегралы по (6). В нашем случае уже при d > 5 заметного изменения формы зависимости $C(\varepsilon)$ не было, поэтому далее приводим результаты только для d = 6. На рис. 3a, 36 приведены результаты расчета корреляционного интеграла для интервалов 23:05–23:20 UT и 23:20–23:35 UT. На зависимостях $C(\varepsilon)$ пунктиром выделены степенные участки ~ ε^{Dc} .

Первый интервал, см. кеограмму на рис. 1, включает активизацию авроральной дуги на приполюсной границе пульсирующих сияний, прохождение небольшой омега-формы и расширению области активных сияний к полюсу. Несмотря на морфологически сложное строение структуры сияний, корреляционная размерность траектории оказывается небольшой Dc = 1.7, т.е. пространственно-временные изменения подчинены единой низко-размерной динамике. Близкие фрактальные значение корреляционной размерности характерны для траекторий систем вблизи фазовых переходов [14].

Во время второго анализируемого интервала, 23:20-23:35 UT, происходит постепенное заполнение всего поля зрения камеры пульсирующими сияниями: в начале интервала пульсирующие формы видны только в южной части, к концу интервала они занимают все поле зрения. Значение корреляционной размерности повышается до $D_c = 2.8$. Т.е. динамика становится более сложной, в ее формировании играет роль большее число степеней свободы. Следует отметить, что далее в интервале 23:35-23:50 UT, не приведенном злесь, когла пульсании практически неизменно сохраняются по всему небу, зависимость $C(\varepsilon)$ не имеет явного степенного участка, а резко спадает к малым масштабам, что говорит о дальнейшем vсложнении линамики сияний.

Такое изменение может быть объяснено следующим образом. Активизация сияний была связана с инжекцией энергичных частиц в магнитосфере [15], которая сформировала доминирующее крупномасштабное движение в плазме, что выразилось в малой размерности динамики сияний во время первого интервала. Далее, по мере ослабления возмущения, стал постепенно увеличиваться относительный вклад других локальных слабо коррелированных диссипационных процессов, таких как взаимодействие волн и частиц в отдельных дактах, о чем свидетельствуют пульсирующие формы в это время. Ранее в работе [10] было показано, что хотя динамика одного пульсирующего пятна в группе может быть близка периодической осцилляции ($D_c = 2.0$), для группы пятен пульсации могут быть слабо связаны между собой, что приводит большому значению D_c.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Как видно из проведенных выше примеров, из данных оптических наблюдений можно получать полезные численные оценки, характеризующие динамические диссипативные процессы в магнитосферно-ионосферной системе. Конечно, этими примерами возможности оптических наблюдений не исчерпываются, и для полноценного использования их необходимо включать в комплексный анализ вместе с другими видами наблюдений. В частности, рассмотренный случай относится к одному из первых интервалов магнитного сопряжения японского спутника ERG(ARASE) с наземной аппаратурой ПГИ на Кольском полуострове. В работе [16] проведен одновременный анализ данных оптических наземных наблюдений камерой всего неба и данных регистрации на спутнике ERG электромагнитных волн ОНЧ диапазона, комплексный анализ которых будет продолжен в последующих работах.

Работа А.В. Ролдугина поддержана РФФИ (проект № 19-52-50025-ЯФ-а).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Störmer C. // Kristiania, Geofysisk Publikationer 1. 1921. No. 5. P. 269.
- Steen Å., Brändström U. // STEP International Newsletter. 1993. V. 3. No. 5. P. 11.
- Frey S., Frey H.U., Carr D.J. et al. // J. Geophys. Res. 1996. V. 101. No. A10. Art. No. 21731.
- 4. Kozelov B.V., Pilgaev S.V., Borovkov L.P., Yurov V.E. // Geosci. Instrum. Method. Data Syst. 2012. V. 1. P. 1.
- Kozelov B.V., Brändström B.U.E., Sigernes F. et al. // Proc. 36-th Ann. Seminar "Physics of Auroral Phenomena" (Apatity, 2013). P. 151.
- 6. Визильтер Ю.В., Желтов С.Ю., Бондаренко А.В. и др. Обработка и анализ изображений в задачах машинного зрения: курс лекций и практических занятий. М.: Физматкнига, 2010. 672 с.
- 7. *Duda R., Hart P.* Pattern classification and scene analysis. N.Y.: John Wiley and Sons, 1973. P. 271.
- 8. Иванов И.Е., Козелов Б.В. Перенос электронных и протонно-водородных потоков в атмосфере Земли. Апатиты: Изд. КНЦ РАН, 2001. 260 с.
- Kozelov B.V., Uritsky V.M., Klimas A.J. // Geophys. Res. Lett. 2004. V. 31. Art. No. L20804.
- Kozelov B.V., Vjalkova N.Y. // Int. J. Geomagn. Aeron. 2005. V. 5. Art. No. GI3005.
- 11. Kozelov B.V., Kozelova T.V., Kornilova T.A. // Proc. ICS-6 (Seattle, 2002). P. 432.
- 12. Takens F. // Int. J. Bifurc. Chaos. 1993. V. 3. P. 241.
- Grassberger P., Procaccia I. // Phys. Rev. Lett. 1983.
 V. 50. P. 346.
- Sitnov M.I., Sharma A.S., Papadopoulos K. et al. // J. Geophys. Res. 2000. V. 105. Art. No. 12955.
- 15. Лазутин Л.Л., Козелова Т.В., Мередит Н. и др.// Косм. исслед. 2007. Т. 45. № 2. С. 99; Lazutin L.L., Kozelova T.V., Meredith N.P. et al. // Cosm. Res. 2007. V. 45. No. 2. P. 89.
- Kawamura S., Hosokawa K., Kurita S. et al. // J. Geophys. Res. 2019. V. 124. No. 4. P. 2769.

Extracting information about ionosphere-magnetosphere plasma from auroral observations

B. V. Kozelov^{a, *}, A. V. Roldugin^a

^aPolar Geophysical Institute, Apatity, 184209, Russia *e-mail: boris.kozelov@gmail.com

We discuss image processing methods designed to extract information about the ionospheric-magnetospheric plasma from the data of regular observations of auroras. Examples of triangulation based on data from pairs of cameras with a small (several kilometers) spatial diversity to obtain energy of precipitated electrons and numerically estimates of the complexity of the spatial-temporal auroral dynamics are given. УЛК 537.876

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ МЕТОДА ПРИСТРЕЛКИ И ВАРИАЦИОННОГО МЕТОДА В КРАЕВОЙ ЗАДАЧЕ О РАСЧЕТЕ ЛУЧЕВЫХ ТРАЕКТОРИЙ КОРОТКОВОЛНОВЫХ РАДИОТРАСС

© 2021 г. Д. С. Котова^{1, 2, *}, И. А. Носиков¹, М. В. Клименко¹, В. Е. Захаров³

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки

Калининградский филиал Института земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн имени Н.В. Пушкова, Калининград, Россия

²Университет Осло, Физический факультет, Осло, Норвегия

 $^{3}\Phi$ едеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования

"Балтийский федеральный университет имени Иммануила Канта", Калининград, Россия

*E-mail: darshu@va.ru

Поступила в редакцию 25.09.2020 г. После доработки 20.10.2020 г. Принята к публикации 27.11.2020 г.

Представлен сравнительный анализ возможностей двух методов решения краевой задачи о расчете лучевых траекторий коротких радиоволн. Для выбранных модельных условий проведено сравнение параметров точности и времени расчетов методом пристрелки и вариационным методом.

DOI: 10.31857/S0367676521030133

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время численное моделирование распространения коротких радиоволн (КВ) является одним из главных инструментов интерпретации и анализа ионограмм вертикального и наклонного зондирования ионосферы. На основе численного моделирования распространения КВ проводится валидация ионосферных моделей, исследуется динамика ионосферной плазмы, а также осуществляется прогноз оптимальных параметров радиосвязи. Для задач имитационного моделирования широко используется приближение геометрической оптики [1], основанное на решении уравнения эйконала. Наиболее распространенным и широко используемым подходом к решению уравнения эйконала является метод бихарактеристик [2]. Метод бихарактеристик позволяет быстро и с высокой точностью рассчитывать лучевые траектории в трехмерной неоднородной анизотропной плазме, поэтому используется в многочисленных исследованиях [3-5]. Для решения бихарактеристической системы лучевых уравнений необходимо задать начальные условия, которые в двухточечной (краевой) задаче заранее неизвестны. Наиболее распространенным подходом к решению краевой задачи с заданными положениями передатчика и приемника является численное решение системы лучевых уравнений в сочетании с методом последовательных приближений или пристрелки, где направление запуска систематически уточняется до тех пор, пока луч не попадет в указанную точку приема с заданной точностью. До недавнего времени пристрелка являлась единственным широко используемым полхолом лля решения краевой залачи о расчете лучевых траекторий КВ. Существуют вариации оптимизации такого алгоритма. Например, в работе [6] авторы рассматривают применение симплексной минимизации методом Нелдера-Мида [7] относительно азимута и угла возвышения. На основе метода пристрелки выполняется численное моделирование ионограмм наклонного зондирования [6, 8]. Однако в условиях нелинейной краевой задачи метод пристрелки является слабоустойчивым, особенно для лучей с большой расходимостью [9, 10], в результате чего решение граничной задачи требует значительных временных и вычислительных затрат [11, 12]. Поэтому поиск альтернативных методов решения граничной задачи является актуальной задачей.

Другим перспективным методом решения краевой задачи является вариационный подход, в основе которого лежит принцип Ферма о стационарности фазового пути луча. Главным достоинством такого подхода является точное выполнение граничных условий. Ранее были предложены реализации вариационного метода расчета лучевых траекторий радиоволн [9, 10, 13, 14]. Наиболее значимый вклад в развитие и применение вариационного метода для расчета радиотрасс оказала работа Коулмана [15]. Предложенный Коулманом комплексный вариационный подход позволяет использовать простую минимизацию для поиска "верхних" (лучи Педерсена) и трансионосферных лучей и численное решение вариационного уравнения для "нижних" лучей. Кроме того, реализация вариационного метода Коулмана учитывает анизотропию ионосферы. Однако представленные выше реализации вариационного подхода эффективны только в определении верхних и трансионосферных лучей, фазовый путь которых соответствует минимуму функционала Ферма. В то же время определение односкачковых нижних, многоскачковых, волноводных радиолучей оптимизационными методами на основе вариационного подхода на протяжении долгого времени представляло проблему. Другие трудности реализации вариационного метода были связаны с многолучевостью ионосферного распространения. Для определения множества лучевых траекторий в неоднородной среде требуется организовать выборку начальных приближений луча, что также вызывает трудности. В работе [16] представлены решения важнейших проблем вариационного метода: найден способ определения нижних лучей, решены проблемы многолучевости и подбора начальных приближений на основе "глобальной оптимизации".

Ранее нами был рассмотрен вопрос, как изменение количества точек вдоль трассы, построенной вариационным методом, влияет на угол возвышения α . Значения полученных α использовались в качестве входных параметров для модели, основанной на методе бихарактеристик [17]. Было исследовано, как меняется решение для каждого α при изменении параметра нормализованного значения начального шага для длины вдоль трассы $\Delta \tau$ по модели, основанной на методе бихарактеристик. Было определено, что оптимальным является $\Delta \tau = 0.1$, когда получаемые траектории методом бихарактеристик совпадают или достаточно близко проходят с траекторией, полученной вариационным методом.

Целью данной работы является сравнительный анализ времени и точности решений краевой задачи о расчете радиолучей с зафиксированными точками передачи и приема традиционным методом пристрелки и перспективным вариационным методом. Данная работа позволит оценить преимущества и применимость различных подходов для расчета КВ радиотрасс.

МЕТОД ПРИСТРЕЛКИ

В качестве модели, основанной на решении уравнения эйконала методом бихарактеристик, использовалась [4, 18]. Для нахождения лучей, приходящих в точку приема, использовалась реализация алгоритма пристрелки, подробно описанная в статье [19], которая состоит в итеративном изменении азимута и угла места таким образом, чтобы максимально приблизить к приемнику точку прихода сигнала на Землю.

ВАРИАЦИОННЫЙ МЕТОД

Прямой вариационный метод основан на фундаментальном принципе Ферма о стационарности фазового пути радиолуча:

$$\delta S(\vec{r}) = \delta \int_{A}^{B} n(\vec{r}) dl = 0.$$
 (1)

Здесь интегрирование производится вдоль некоторой кривой у, задающей траекторию луча, которая соединяет точки A и B, $n(\vec{r})$ – показатель преломления в точке $\vec{r} = (x, y, z)$, лежащей на кривой γ , и dl — элемент длины вдоль γ . Поскольку положение первой и последней точки зафиксировано, задача о нахождении траектории радиолуча сводится к поиску экстремумов (стационарных точек) функции $S(\vec{r}) = S(\vec{r_1}, \vec{r_2}, ..., \vec{r_P})$, где P – число "подвижных" точек, задающих кусочно-линейное представление луча. Ранее было показано, что радиолучи могут соответствовать двум типам стационарных точек [20]: минимумам и седловым точкам первого порядка. Для поиска стационарных точек различного типа был предложен метод обобщенной силы [16].

Поиск минимума в рамках метода обобщенной силы, основан на модификации отрицательного градиента функционала $S(\vec{r})$. Полученный фиктивный вектор силы $\vec{F} = (\vec{F}_1, \vec{F}_2, ..., \vec{F}_p)$, действующий на каждую точку кусочно-линейной кривой \vec{r} задает направление оптимизации лучевой траектории. Реализация процесса оптимизации представляет собой последовательные смещения траектории от некоторого начального положения \vec{r}^{initial} к оптимальной конфигурации \vec{r}^{final} , соответствующей нулю вектора силы \vec{F} . В нашей работе сходимость к оптимуму осуществляется методом проецирования скорости [21]. В результате оптимальная конфигурация луча соответствует минимуму функционала $S(\vec{r})$ и удовлетворяет принципу Ферма.

В рамках метода обобщенной силы для идентификации селловых точек первого порядка дополнительно используется численный расчет гессиана Н (матрицы вторых производных) целевой функции $S(\vec{r})$. Оценка знакопостоянства матрицы Гессе позволяет определить направления и скорость возрастания/убывания функции $S(\vec{r})$. В результате вектор силы \vec{F} может быть скорректирован в направлении поиска седловых точек. Важно отметить, что реализация поиска седловых точек отличается от прямой минимизации только способом расчета силы \vec{F} . Именно это обстоятельство позволило реализовать единый подход к поиску, как минимумов, так и седловых точек первого порядка, основанный на различных модификациях многомерного вектора \vec{F} . Кроме то-



Рис. 1. Результаты расчетов лучевых траекторий методом пристрелки. Решения граничной задачи – нижний (*a*) и верхний (*б*) лучи представлены черной сплошной кривой. Часть траекторий из лучевого семейства, полученного на этапе трассировки с шагом 1°, обозначена серой сплошной кривой.

го, переходные свойства седловых точек позволили на основе метода обобщенной силы создать алгоритм систематического поиска лучей без необходимости подбора начальных приближений. Данный алгоритм получил название глобальная оптимизация и подробно описан в [16].

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Для сравнения двух численных методов была выбрана изотропная модель ионосферы, где профиль электронной концентрации N_e зависит только от высоты, h, над поверхностью Земли [3]:

$$N_e(z) = N_{max} \times \exp\left(1 - \frac{h - h_0}{h_m} - \exp\left(-\frac{h - h_0}{h_m}\right)\right)$$
(2)

где $h_0 = 300$ км — высота максимума N_e на высотах ионосферы, $h_m = 150$ км — полутолщина слоя, $N_{max} = 1 \cdot 10^6$ см⁻³ — значение N_e в максимуме параболического слоя. Критическая плазменная частота такой среды приблизительно равна 9 МГц. Используемые модель среды и численные модели распространения радиоволн учитывают сферичность Земли. Для выполнения численного эксперимента была выбрана радиотрасса Ловозеро (68.0° с.ш., 35.02° в.д.) – Горьковская (60.27° с.ш., 29.38° в.д.). Максимально применимая частота (МПЧ) этой радиотрассы при распределении электронной концентрации, описанному выше, оценена на основе трассировки лучей методом бихарактеристик и составляет 13 МГц. Численный эксперимент проводился для радиоволны с частотой 12 МГп. что соответствует диапазону между критической и МПЧ рассматриваемой радиотрассы.

Для выполнения численного расчета и нахождения всех решений мы применили метод бихарактеристик совместно с пристрелкой и вариационный метод.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Процесс поиска решений методом пристрелки состоял из двух этапов. На первом этапе проводилась трассировка в заданном по дуге большого круга азимутальном направлении на точку приема. В данном численном эксперименте указанный способ трассировки обоснован изотропным приближением среды и отсутствием горизонтальных градиентов электронной концентрации. Трассировка выполнялась для разных углов места α, изменяемых с шагом $\Delta \alpha = 1^{\circ}$, и позволила определить два решения (необходимых для запуска второго этапа – алгоритма последовательных приближений), когда дальность между точкой излучения и точкой прихода больше и меньше расстояния между двумя заданными точками передачи и приема. На рис. 1 показана иллюстрация работы метода пристрелки как для нижнего (a), так и для верхнего (δ) лучей. После работы второго этапа искомый луч попадает в некоторую окрестность, радиус которой задается как требуемая точность расчетов (0.5 км для наших расчетов).

Расчет траекторных характеристик вариационным методом осуществлялся в соответствии с алгоритмом глобальной оптимизации (см. рис. 2). Начальное приближение задавалось в виде прямой линии, соединяющей положения передатчика и приемника. На первом этапе глобальной оптимизации методом обобщенной силы было определено первое решение – нижний луч, соответствующий седловой точке первого порядка. Переход от начального приближения к первому решению осуществлялся кусочно-линейной кривой с дискретизацией D = 5. Для увеличения точности расчетов найденного нижнего луча. дискретизация траектории последовательно увеличивалась с 5 до 61 точек с шагом 10 точек. Максимальное значение дискретизации равно числу точек траектории, полученной пристрелкой и методом бихарактеристик (см. табл. 1). Результаты численных расчетов нижнего луча вариационным подходом приведены в табл. 2. На втором этапе глобальной оптимизации осуществлялся переход от найденной седловой точки (нижний луч) к ближайшему минимуму. Оптимизация методом обобшенной силы определила локальный минимум, соответствуюший верхнему лучу. Аналогично прелылушему этапу дискретизация последовательно увеличивалась с 5 до 113 точки с шагом 10 точек.

В результате численного эксперимента были рассчитаны основные параметры траекторных характеристик радиотрассы Ловозеро-Горьковская методом пристрелки и вариационным методом. Анализ результатов показывает полное согласие дистанционных и временных параметров решений, полученных двумя методами. Разница между значениями группового и геометрического путей не превышает 0.5 и 3 км для нижнего и верхнего лучей соответственно. Полное согласие наблюдается по параметрам времени задержки и максимальной высоты отражения лучей. Разница между найденными значениями параметра угла места для нижнего и верхнего лучей не превышает 0.9° и 0.2° соответственно. Указанные различия в значениях параметров могут быть объяснены особенностями исследуемых моделей, осуществляющих численные расчеты лучей, а также наличием у метода пристрелки области "попадания", с заданным конечным радиусом. В результате этого, полученные пристрелкой лучи не всегда могут точно попасть в точку приема (см. табл. 1).



Рис. 2. Результаты расчетов лучевых траекторий вариационным методом. Траектории, обозначенные серыми крестиками, соединенных серыми пунктирными линиями, иллюстрируют поиск решений глобальной оптимизацией. Серыми кружками представлены найденные решения для дискретизации равной 15 точкам. Черной сплошной кривой обозначены решения с максимальным значением дискретизации.

Одним из ключевых параметров численного эксперимента является время расчета лучей. Моделирование проводилось на ЭВМ с процессором Intel Core i7-7700 с тактовой частотой 3.6 ГГц и объемом оперативной памяти 8 ГБ. Полученные результаты показывают, что первый этап метода пристрелки наиболее времязатратный. Согласно табл. 1, время трассировки до нахождения "вилки" для нижнего луча при шаге $\Delta \alpha = 1^{\circ}$ занимает порядка 75–90% общего времени поиска решения, а для верхнего – порядка 50–90%. Следовательно, время, требуемое для нахождения верхнего луча на втором этапе, может быть сопоставимо

Δτ	Число точек	Время расчета/время трассировки, с	Групповой путь, км	Геометри- ческий путь, км	Время задержки, мс	Максимальная высота, км	Угол места, град	Расстояние до точки приема, км
				Нижний	луч			
0.01	579	915.4/688.6	1048	1007	3.493	196.3	27.875	0.120
0.1	61	73.8/65.9	1048	1007	3.493	196.5	28	0.229
0.2	32	46.3/34.2	1051	1008	3.503	197.3	28.375	0.427
0.5	18	16.8/14.8	1069	1016	3.563	203.2	30.5	0.318
Верхний луч								
0.01	1106	1131.9/997.9	1349	1120	4.496	273.4	45.5	0.489
0.1	113	189.7/94.7	1349	1120	4.496	273.3	45.4453	0.120
0.2	58	84.8/43.9	1346	1120	4.486	272.8	45.2656	0.328
0.5	28	35.6/17.6	1326	1112	4.42	269.5	44.1094	0.133

Таблица 1. Результаты расчета верхнего и нижнего лучей для частоты 12 МГц методом бихарактеристик

Число точек	Итера- ции	Время расчета, с	Оптический путь, км	Групповой путь, км	Геометрический путь, км	Время задержки, мс	Максимальная высота, км	Угол места, град
5	162	3.1	963.22	1112.32	1028.65	3.006	229.51	30.3
15	72	19.2	969.86	1048.28	1006.96	3.494	196.96	27.2
25	24	29.1	970.22	1048.34	1007.19	3.5	196.7	27.2
35	8	31.7	970.31	1048.5	1007.31	3.5	196.7	27.1
45	5	39.3	970.35	1048.54	1007.35	3.495	196.7	27.1
55	1	16.7	970.37	1048.57	1007.37	3.495	196.69	27.1
61	1	29.8	970.38	1048.58	1007.38	3.495	196.69	27.1

Таблица 2. Результаты расчета нижнего луча для частоты 12 МГц вариационным методом

Таблица 3. Результаты расчета верхнего луча для частоты 12 МГц вариационным м	етодом
---	--------

Число точек	Итерац ии	Время расчета, с	Оптический путь, км	Групповой путь, км	Геометрический путь, км	Время задержки, мс	Максимальная высота, км	Угол места, град
5	95	0.1	930.46	1532.77	1180.86	5.109	281.19	54.6
15	89	0.9	953.43	1352.91	1121.16	4.510	273.4	45.5
25	54	1.5	954.01	1352.73	1121.42	4.509	273.6	45.3
35	29	1.7	954.15	1352.78	1121.53	4.509	273.7	45.3
45	22	2.3	954.21	1352.78	1121.56	4.509	273.7	45.3
55	18	2.9	954.24	1352.79	1121.58	4.509	273.7	45.2
65	13	3.1	954.26	1352.80	1121.60	4.509	273.7	45.2
75	9	3.4	954.27	1352.81	1121.61	4.509	273.7	45.2
85	4	1.8	954.28	1352.82	1121.62	4.509	273.7	45.2
95	3	2.1	954.28	1352.83	1121.62	4.509	273.7	45.2
113	1	1.7	954.29	1352.83	1121.63	4.510	273.7	45.2

со временем трассировки. Увеличение шага Δα привелет к снижению времени трассировки. Олнако шаг не должен быть слишком большим, иначе некоторые решения могут быть потеряны. Отметим, что время расчета зависит от безразмерного параметра $\Delta \tau$, влияющего на дискретизацию луча через пространственные градиенты показателя преломления. Как показано в табл. 1 изменение параметра $\Delta \tau$ в диапазоне 0.5 до 0.01 приводит к значительному росту временных затрат: от 16.8 с до 15.2 мин для нижнего луча и от 35.6 с до 18.9 мин для верхнего луча. Одновременно наблюдается значительное увеличение дискретизации и точности расчета луча. В данном случае оптимальное значение параметра $\Delta \tau$ составляет 0.1.

Рассмотрим временные затраты расчетов, выполненных вариационным методом (см. табл. 2 и 3). Диапазон времени расчета верхнего луча с дискретизацией от 5 до 113 точек составляет 0.1— 3.1 с. Суммарное время определения верхнего луча в результате последовательного увеличения дискретизации составило 21.5 с. Однако, согласно табл. 2 время расчета нижнего луча значительно увеличивается. Для дискретизации луча от 5 до 61 точки время расчета составляет 3.1—29.8 с. Суммарное время определения нижнего луча в результате последовательного увеличения дискретизации составило 2.9 мин, что сопоставимо с результатами по методу пристрелки (включая время предварительной трассировки). В данном случае увеличение времени расчета связано с необходимостью численного расчета матрицы вторых производных, что неизбежно ведет к росту вычислительных затрат.

Таким образом, сравнивая временные показатели, видно, что при сопоставимой точности результатов расчетов для определения верхних лучей вариационный метод предпочтительнее пристрелки. В случае нижних лучей время расчета в обоих случаях сопоставимо.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено сравнение метода пристрелки и вариационного метода к решению краевой задачи о расчете лучевых траекторий коротких радиоволн на примере изотропной аналитический модели ионосферы. Проведенный численный эксперимент по расчету траекторных характеристик радиотрассы Ловозеро-Горьковская двумя рассмотренными методами продемонстрировал полное согласие по параметрам группового пути, времени задержки и углам излучения. Анализ быстродействия показал, что при расчете верхних лучей вычислительные затраты вариационного метода
значительно меньше затрат метода пристрелки,

что является важным преимуществом. Для ниж-

них лучей временные и вычислительные затраты

ция метода пристрелки, вероятно, является не са-

мой быстрой, однако, наиболее простой и широко

используемой. К настоящему времени "простота"

метода пристрелки является важным преимуше-

ством, обеспечивающим его повсеместное исполь-

зование не только в радиофизике, но и в других об-

ластях науки. С другой стороны, важно отметить,

что метод пристрелки является слабоустойчивым

при расчете лучей с большой расходимостью, а так-

же при разрешении близколежащих лучей. В ука-

занных случаях целесообразнее применять вариа-

ционный метод. На примере расчета верхнего луча

была показано, что вариационный метод, изна-

чально закрепляющий граничные условия, исклю-

чает неустойчивости, связанные с большой расхо-

лимостью. Вариационный полхол также позволя-

ет разрешать близколежащие лучи, например

вблизи МПЧ, на основе поиска стационарных то-

чек различного типа. Наконец, стоит отметить,

что быстродействие обоих методов во многом за-

висит, как от программной реализации, так и от

выбора метода оптимизации. Применение различ-

ных методов поиска оптимума (например, совре-

менные модификации метода сопряженных гра-

диентов, квазиньютоновкие методы и др.) являет-

Авторы выражают благодарность Бессарабу П.Ф.

за неоценимый вклад в развитие вариационного

метода и многолетнее сотрудничество. Авторы

признательны Бессарабу Ф.С. и Карпову И.В. за

внимание и полезные дискуссии. Численное моде-

лирование выполнено при финансовой поддержке

гранта Президента Российской Федерации для моло-

дых ученых № МК-2584.2019.5 (Котова Д.С., Носи-

ков И.А.). Разработка и развитие метода обобщен-

ной силы и глобальной оптимизации выполнено

при финансовой поддержке Российского научного

фонда (проект № 17-77-20009 — Клименко М.В.).

ся предметом дальнейших исследований.

Стоит отметить, что представленная реализа-

двух методов сопоставимы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Кравцов Ю.А., Орлов Ю.И. Геометрическая оптика неоднородных сред. М.: Наука, 1980. 306 с.
- Казанцев А.Н., Лукин Д.С., Спиридонов Ю.Г. // Косм. исслед. 1967. Т. 5. № 4. С. 593.
- 3. Крюковский А.С., Лукин Д.С., Кирьянова К.С. // Радиотехн. электрон. 2012. Т. 57. № 9. С. 1028; Kryukovskii A.S., Lukin D.S., Kiryanova K.S. // J. Commun. Technol. Electron. 2012. V. 57. No. 9. Р. 1039.
- 4. *Kotova D.S., Klimenko M.V., Klimenko V.V. et al.* // Adv. Space Res. 2015. V. 56. No. 9. P. 2012.
- Andreeva E.S., Frolov V.L., Kunitsyn V.E. et al. // Radio Sci. 2016. V. 51. No. 6. P. 638.
- Падохин А.М., Андреева Е.С., Назаренко М.О. и др. // Вестн. МГУ. 2019. № 3. С. 57; Padokhin A.M., Andreeva E.S., Nazarenko M.O. et al. // Mosc. Univ. Phys. Bull. 2019. V. 74. No. 3. P. 282.
- 7. Nelder J.A., Mead R. // Comput. J. 1965. V. 7. No 4. P. 308.
- Андреев М.Ю., Благовещенский Д.В., Выставной В.М. и др. // Геомагн. и аэроном. 2007. Т. 47. № 4. С. 534.
- 9. *Карпенко А.Л., Попов А.В.* // В кн. Распространение радиоволн в ионосфере. М.: ИЗМИРАН, 1986. С. 51.
- Балаганский Б.А. Исследование влияния среднемасштабных возмущений на характеристики распространения коротких радиоволн в трехмерно неоднородной ионосфере. Дис.... канд. физ.-мат. наук. Чита: Байкальский гос. ун-т, 2003. 166 с.
- 11. Ларюнин О.А., Куркин В.И. // Солн.-земн. физ. 2011. № 19. С. 107.
- 12. Борисова Т.Д., Благовещенская Н.Ф., Калишин А.С. // Пробл. Аркт. и Антаркт. 2017. № 3. С. 78.
- 13. Воронков В.А., Данилкин И.П. // БФУ им. И. Канта Деп. 29.07.85. № 5545-85 ДЕП., 1985.
- 14. Бензик А.В. // Техн. радиосвязи. 2014. № 1. С. 32.
- Coleman C J. // Radio Sci. 2011. V. 46. No. 05. Art. No. RS004748.
- Nosikov I.A., Klimenko M.V., Zhbankov G.A. et al. // IEEE Trans. Antennas Propag. 2020. V. 68. No. 1. P. 455.
- 17. Котова Д.С., Носиков И.А., Клименко М.В. // Сб. докл. БШФФ-2019. С. 169.
- Захаров В.Е., Черняк А.А. // Вест. БФУ им. И. Канта. Сер. физ.-мат. и техн. науки. 2007. № 3. С. 36.
- 19. *Котова Д.С.* // Proc. Phys. Auroral Phenomena. 2018. № 41. С. 129.
- 20. Nosikov I.A., Klimenko M.V., Bessarab P.F. et al. // Adv. Space Res. 2017. V. 60. No. 2. P. 491.
- 21. Andersen H.C. // J. Chem. Phys. 1980. V. 72. No. 4. P. 2384.

Comparison of shooting method and variational approach for two-point ionospheric ray tracing

D. S. Kotova^{*a*, *b*, *, I. A. Nosikov^{*a*}, M. V. Klimenko^{*a*}, V. E. Zakharov^{*c*}}

^aWest Department of Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation, Russian Academy of Sciences, Kaliningrad, 236035, Russia ^bDepartment of Physics, University of Oslo, Oslo, Norway ^cImmanuel Kant Baltic Federal University, Kaliningrad, 236041, Russia *e-mail: darshu@va.ru

A comparative analysis of two methods for two-point ionospheric ray tracing problem is presented. For the chosen model conditions, the accuracy and computing time parameters are compared using the shooting method and the variational approach.

ИЗВЕСТИЯ РАН. СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ том 85 № 3 2021

УДК 550.837.6

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРОЕНИЯ ЛИТОСФЕРЫ ВЫСОКОШИРОТНЫХ РАЙОНОВ ЗАПАДНО-АРКТИЧЕСКОЙ КОНТИНЕНТАЛЬНОЙ ОКРАИНЫ ПО РЕЗУЛЬТАТАМ ЭКСПЕРИМЕНТА FENICS-2019

© 2021 г. В.А.Любчич*

Федеральное государственное бюджетное научное учреждение Полярный геофизический институт, Мурманск, Россия *E-mail: lubchich@yandex.ru Поступила в редакцию 25.09.2020 г. После доработки 20.10.2020 г. Принята к публикации 27.11.2020 г.

Рассмотрены результаты экспериментальных измерений электромагнитного поля от контролируемого источника на полуостровах Рыбачий и Средний, проведенных в рамках проекта FENICS-2019 по электромагнитному зондированию земной коры Балтийского щита с использованием промышленных линий электропередач. По результатам работ были построены геоэлектрические разрезы для верхней части литосферы исследуемого района.

DOI: 10.31857/S0367676521030169

введение

Статья посвящена изучению закономерностей изменения глубинного строения литосферы в зоне перехода от Восточно-Европейского кратона к Западно-Арктической платформе на примере полуостровов Рыбачий и Средний. До сих пор сведения о строении земной коры в данном районе остаются весьма скудными. Здесь проводилось сейсмическое профилирование по отдельным профилям [1] и были выполнены площадные работы методом аудиомагнитотеллурических зондирований (АМТЗ) [2]. В 2019 году на Кольском полуострове проводился эксперимент FENICS-2019 по электромагнитному зондированию (ЭМЗ) литосферы Балтийского щита с использованием промышленных линий электропередач (ЛЭП). В рамках этого эксперимента впервые были выполнены ЭМЗ с мощным контролируемым источником на полуостровах Рыбачий и Средний. Выполненные измерения имеют большое значение для получения новых знаний о глубинном строении земной коры. В практическом отношении материалы исследований позволят более обоснованно подойти к геодинамическим реконструкциям эволюции региона и могут быть использованы для обоснования закономерностей образования и размещения полезных ископаемых, в том числе для оценки углеводородного потенциала осадочных бассейнов.

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

В процессе проведения эксперимента FENICS-2019, целью которого являлось изучение строения литосферы в пределах Балтийского щита электромагнитными методами, группа сотрудников Полярного геофизического института (ПГИ) выполнила электромагнитные зондирования земной коры на полуостровах Рыбачий и Средний, в зоне перехода от пород кристаллического архейского Балтийского щита к породам осадочного чехла южной окраины Баренцевоморской плиты.

В качестве контролируемого источника электромагнитного поля использовался экспериментальный образец мощного генератора, разработанный в ПГИ на базе повышающего преобразователя и системы энергопередачи генератора "Энергия-2" [3]. Номинальная мощность передатчика составляла 200 кВт. Одной из излучающих антенн контролируемого источника электромагнитных волн являлась промышленная линия электропередачи Л-403 длиной 130 км, расположенная в северо-западной части Кольского полуострова и имеющая ориентацию с северо-запада на юго-восток. В данной линии генерировались электромагнитные поля в интервале частот 0.194-94.22 Гц. Сила действующего тока в линии была в пределах 20-230 А в зависимости от частоты электромагнитного поля.

Измерения электромагнитных полей производились в двух пунктах, расположенных в южной части полуострова Рыбачий и на полуострове

Средний в окрестности буровой скважины "Пограничная-1". Схема расположения точек измерения электромагнитного поля и излучающей антенны генератора приведена на рис. 1. На поверхности Земли измерялись взаимно ортогональные горизонтальные магнитные и электрические компоненты поля. За ось Х принято направление на север вдоль магнитного меридиана. Длина приемных электрических антенн составляла 100 м. Регистрация компонент электромагнитного поля производилась с помощью индукционного магнитометра, разработанного в ПГИ. Аналоговые сигналы с магнитных датчиков и приемных электрических линий обрабатывались цифровой системой сбора данных, основанной на шестиканальном 22-битном аналого-цифровом преобразователе [4] с частотой дискретизации 1024 Гц. Данная система сбора данных обеспечивала привязку измерений к мировому времени по сигналам спутниковых навигационных систем ГЛОНАСС/GPS. Широкая полоса пропускания индукционного магнитометра, от 0.1 до 500 Гц, и цифровая система сбора данных позволили зарегистрировать не только активные сигналы от контролируемого источника электромагнитного поля, но и записать электромагнитный шум от естественных источников поля. Таким образом, в точках регистрации поля одновременно проводились и электромагнитные зондирования Земли с контролируемым источником, и магнитотеллурические зондирования (МТЗ).

Для заданной геометрии эксперимента, то есть взаимного расположения передающей линии генератора и точек измерения электромагнитного поля, были рассчитаны кривые нормального поля для выбранного набора частот генерируемого сигнала. Кривые нормального поля представляют собой зависимости отношения амплитуды полного горизонтального электрического поля к амплитуде полного горизонтального магнитного поля, измеренных на поверхности однородного полупространства, от удельного электрического сопротивления среды для заданной частоты электромагнитного поля. С помощью этих кривых экспериментально измеренные значения амплитуд электрического и магнитного полей были пересчитаны в значения кажущегося сопротивления среды. Графики зависимости кажущегося сопротивления ρ_k от частоты *f* представлены на рис. 2 (кривые 1).

По результатам магнитотеллурических зондирований были рассчитаны значения импеданса Бердичевского [5]:

$$Z_{berd} = \frac{Z_{xy} - Z_{yx}}{2},\tag{1}$$

где Z_{xy} и Z_{yx} – главные компоненты тензора импеданса, представляющие собой отношения горизонтальных ортогональных компонент электри-



Рис. 1. Схема расположения пунктов регистрации электромагнитного поля и излучающей антенны генератора.

ческого *E* и магнитного полей *H*, измеренных на земной поверхности:

$$Z_{xy} = \frac{E_x}{H_y}; \quad Z_{yx} = \frac{E_y}{H_x}.$$
 (2)

С помощью модуля импеданса Бердичевского также были вычислены значения кажущегося сопротивления среды:

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

где ω — круговая частота электромагнитного поля, μ — магнитная проницаемость среды. Графики кажущегося сопротивления ρ_k , полученные по данным МТЗ, также представлены на рис. 2 (кривые 2).

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ЭКСПЕРИМЕНТА

Для построения геоэлектрических разрезов земной коры в районах расположения точек измерений электромагнитного поля на полуостровах Рыбачий и Средний была выполнена трансформация кривых зависимости кажущегося сопротивления ρ_k от частоты поля *f* в графики зависимости действующего сопротивления среды ρ' от действующей глубины *z*' с помощью дифференциальной трансформации Молочного–Ле Вьета:

$$z' = \sqrt{\rho_k / (\omega \mu)}; \tag{4}$$

$$\rho'(z') = \rho_k * (1 + m/2)^2$$
 (5)

для нисходящей ветвикривой ρ_k ;

ЛЮБЧИЧ



Рис. 2. Графики зависимости кажущегося сопротивления ρ_k от частоты электромагнитного поля *f*: *a* – для точки наблюдения на полуострове Рыбачий, *б* – для точки наблюдения на полуострове Средний. Кривые *I* соответствуют экспериментально измеренным данным ЭМЗ с контролируемым источником, кривые *2* соответствуют экспериментально измеренным данным МТЗ, кривые *3* соответствуют теоретически рассчитанным данным по результатам модельных вычислений.

$$\rho'(z') = \rho_k / (1 - m/2)^2$$
(6)

для восходящей ветвикривой ρ_k ,

где параметр *m* определяется наклоном кривой кажущегося сопротивления в двойном логарифмическом масштабе

$$m = \frac{d \lg \rho_k}{d \lg \sqrt{1/f}}.$$
 (7)

Применение дифференциальной трансформации Молочного—Ле Вьета к экспериментальным данным ЭМЗ с контролируемым источником является достаточно формальным, так как на низких частотах не выполняется условие аппроксимации электромагнитного поля плоской волной. Но для верхней части геоэлектрического разреза, соответствующей породам осадочного чехла с низким электрическим сопротивлением, такая трансформация является оправданной и может дать важную информацию о литологическом строении и мощности осадочного чехла.

Рассмотрев характер графиков кажущегося сопротивления ρ_k для точки измерения электромагнитного поля на полуострове Рыбачий (рис. 2*a*), можно отметить, что кривые соответствуют трехслойной среде с наличием проводящего слоя, расположенного между высокоомным фундаментом и слоем с относительно повышенным удельным сопротивлением в верхней части разреза. При этом кривая кажущегося сопротивления, построенная по данным MTЗ, имеет более глубокий и ярко выраженный минимум, сдвинутый в сторону более низких частот, по сравнению с графиком, относящимся к данным ЭМЗ с контролируемым источником.

На рис. За представлены результаты дифференциальной трансформации Молочного—Ле Вьета для данных ЭМЗ с контролируемым источником (кривая *I*). Из рисунка видно, что на глубине порядка 670 м наблюдается максимум действующего сопротивления среды, с дальнейшим ростом глубины просматривается понижение действующего сопротивления, а с глубины порядка 6 км отмечается повышение сопротивления, вероятно обусловленное влиянием кристаллического фундамента.

Для данных MT3 в полном объеме провести дифференциальную трансформацию не удается, так как в результате получается самопересекающаяся кривая зависимости действующего сопротивления среды ρ' от действующей глубины z'. Данное обстоятельство обусловлено, вероятно, искажениями кривой МТЗ вследствие влияния мощных тектонических разломов, в частности, системой сдвиго-надвигов Троллефьорд-Рыбачий-Кильдин (ТРК) [6], разделяющей полуострова Рыбачий и Средний. На рис. За представлены результаты дифференциальной трансформации Молочного-Ле Вьета для низкочастотной ветви кривой МТЗ (кривая 2). По своей форме полученный график повторяет кривую, полученную по данным ЭМЗ с контролируемым источ-



Рис. 3. Графики зависимости действующего сопротивления среды ρ' от действующей глубины z', построенные по результатам дифференциальной трансформации Молочного–Ле Вьета: a - для точки наблюдения на полуострове Рыбачий, $\delta - для$ точки наблюдения на полуострове Средний. Кривые 1 соответствуют результатам трансформации для данных ЭМЗ с контролируемым источником, кривые 2 соответствуют результатам трансформации для данных МТЗ, кривые 3 демонстрируют подобранные одномерные модели геоэлектрического разреза среды.

ником, только он сдвинут в сторону более низких значений действующего сопротивления среды.

Основываясь на полученных результатах, была подобрана одномерная геоэлектрическая модель среды, также представленная на рис. 3*а* (кривая 3). Модель состоит из проводяшего верхнего слоя до глубины 600 м с сопротивлением порядка 7-300 Ом · м, относительно высокоомного слоя с сопротивлением 5000 Ом · м в пределах глубин 600-1000 м, слоя с относительно пониженным сопротивлением 1000 Ом · м в пределах глубин 1000-2000 м, слоя с сопротивлением 5000 Ом · м в пределах глубин 2000-6000 м и высокоомного основания с сопротивлением 50000 Ом · м. На рис. 2*а* приведена соответствующая теоретическая кривая кажущегося сопротивления (кривая 3), рассчитанная для подобранной модели среды и заданной геометрии эксперимента. Эта кривая хорошо совпадает с экспериментально полученной кривой кажущегося сопротивления (кривая 1) для данных ЭМЗ с контролируемым источником.

Анализируя графики кажущегося сопротивления ρ_k для точки измерения электромагнитного поля на полуострове Средний (рис. 26), следует отметить значительные различия кривых для данных МТЗ и данных ЭМЗ с контролируемым источником. Кривая, построенная по данным МТЗ, соответствует трехслойной среде с промежуточным электропроводящим слоем, расположенным между высокоомными фундаментом и приповерхностным слоем, и характеризуется глубоким и широким минимумом.

В то же время, кривая кажущегося сопротивления, построенная по данным ЭМЗ с контролируемым источником, более соответствует двухслойной кривой, где верхний слой с повышенной электропроводностью расположен над плохо проводящим фундаментом. Дифференциальная трансформация Молочного–Ле Вьета данной кривой, результаты которой представлены на рис. 3*б* (кривая *I*), демонстрирует резкий скачок действующего сопротивления среды на глубине порядка 1100 м. Данный скачок можно объяснить влиянием кристаллического фундамента. На этой же глубине скважина "Пограничная-1" вошла в породы кристаллического фундамента [7].

Вид графика кажущегося сопротивления для данных МТЗ, в частности, аномально низкие значения кажущегося сопротивления в минимуме, свидетельствует о сильных искажениях кривой. обусловленных влиянием тектоники района. Полуостров Средний расположен между линеаментом ТРК и сбросом Карпинского, отделяющим полуостров от Балтийского щита [6]. Поэтому провести дифференциальную трансформацию для данных MT3 в полном объеме не удается. На рис. Зб представлены результаты дифференциальной трансформации Молочного-Ле Вьета для низкочастотной ветви кривой МТЗ (кривая 2). Из рисунка видно, что график сильно смещен в область аномально низких значений действующего сопротивления среды ρ' и по форме отличается от кривой, полученной для данных ЭМЗ с контролируемым источником.

Исходя из результатов дифференциальной трансформации кривой кажущегося сопротивления для данных ЭМЗ с контролируемым источником, была подобрана одномерная геоэлектрическая модель среды, также представленная на рис. 36 (кривая 3). Модель состоит из низкоомно-

го верхнего слоя до глубины 1200 м с сопротивлением порядка 5—400 Ом \cdot м и относительно высокоомного основания с сопротивлением 3500 Ом \cdot м. На рис. 26 показана соответствующая модели рассчитанная кривая кажущегося сопротивления (кривая 3), согласующаяся с экспериментальной кривой кажущегося сопротивления (кривая I) для данных ЭМЗ с контролируемым источником.

Полученные результаты интерпретации данных ЭМЗ с контролируемым источником хорошо согласуются с имеющейся геолого-геофизической информацией о строении литосферы в районе полуостровов Рыбачий и Средний. Как уже упоминалось выше, на полуострове Средний буровая скважина "Пограничная-1" вскрыла породы кристаллического фундамента на глубине 1100 м, что соответствует построенной модели геоэлектрического разреза для полуострова Средний (рис. 36).

Модель геоэлектрического разреза, построенная для южной части полуострова Рыбачий (рис. 3*a*), коррелирует с сейсмогеологическим разрезом для сейсмического профиля, пересекавшего полуострова Средний и Рыбачий [1]. В районе расположения точки наблюдения 1, на глубинах порядка 6 км отмечается нижняя граница осадочных пород рыбачинской серии. Кроме того, полученные результаты согласуются с геоэлектрической моделью земной коры для полуострова Рыбачий, построенной в процессе 2D инверсии данных АМТЗ [2]. В этой модели для южной части полуострова граница фундамента расположена на глубинах 5–6 км.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, можно сделать вывод о целесообразности использования мощных контролируемых источников электромагнитного поля, применение которых позволяет определять параметры геоэлектрического разреза земной коры в сложных геологических условиях переходной зоны от кристаллического Балтийского щита к породам осадочного чехла южной окраины Баренцевоморской плиты, характеризующейся наличием сложноразветвленной системы мощных тектонических нарушений.

Было также установлено, что в таких сложных геологических условиях кривые магнитотеллурических зондирований подвергаются сильным искажениям. Поэтому при проведении геофизических работ в данном районе предпочтительнее использовать электромагнитные методы с контролируемым источником.

Результаты проведенных электромагнитных зондирований земной коры и выполненного математического моделирования подтверждают слоистую структуру осадочного чехла исследуемого района и хорошо согласуются с имеющейся геологогеофизической информацией о строении литосферы полуостровов Средний и Рыбачий, а именно данными бурения и сейсмического профилирования.

Автор выражает благодарность сотруднику Полярного геофизического института А.В. Роскуляку за участие в проведении экспериментальных работ на полуостровах Средний и Рыбачий.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Заможняя Н.Г. Регионально-зональные сейсморазведочные работы МОВ ОГТ на полуострове Рыбачий с целью изучения геологического строения и перспектив нефтегазоносности рифейских отложений. М.: Министерство природных ресурсов РФ ФГУ ГНПП "Спецгеофизика", 2001. 120 с.
- Сараев А.К., Никифоров А.Б., Романова Н.Е., Еремин И.С. // Вопр. геофиз. 2011. Т. 44. С. 133.
- Терещенко Е.Д., Григорьев В.Ф., Баранник М.Б. и др. // Сейсм. приб. 2008. Т. 44. № 4. С. 43.
- 4. Филатов М.В., Пильгаев С.В., Федоренко Ю.В. // ПТЭ. 2011. № 3. С. 73.
- 5. Бердичевский М.Н., Дмитриев В.И. Модели и методы магнитотеллурики. М.: Научный мир, 2009. 680 с.
- 6. Шкарубо С.И., Шипилов Э.В. // Разведка. и охр. недр. 2007. № 9. С. 32.
- 7. Куликов Н.В., Коновалов В.А., Медведев С.А., Чигвинцев В.Д. // Разведка. и охр. недр. 2007. № 4. С. 22.

Investigation of the lithosphere structure in high-latitude regions of the Western Arctic continental margin based on the results of experimental works in the project FENICS-2019

V. A. Ljubchich*

Polar Geophysical Institute, Murmansk 183010 Russia *e-mail: lubchich@yandex.ru

The results of experimental measurements of the electromagnetic field from the controlled source on the Rybachij and the Srednij peninsulas are presented. This experimental work was executed in the FENICS-2019 project on electromagnetic sounding of the earth's crust of the Baltic shield by using industrial power lines. Based on the results of measurements, geoelectric sections were constructed for the upper part of the lithosphere of the studied area.

382

УДК 524.1-65

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОХОЖДЕНИЯ ПРОТОНОВ СОЛНЕЧНЫХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ ЧЕРЕЗ АТМОСФЕРУ ЗЕМЛИ ДЛЯ СОБЫТИЙ GLE42 И GLE44

© 2021 г. Е. А. Маурчев^{1, *}, Ю. В. Балабин¹, А. В. Германенко¹, Б. Б. Гвоздевский¹

¹Федеральное государственное бюджетное научное учреждение Полярный геофизический институт, Апатиты, Россия *E-mail: maurchev 1987@gmail.com Поступила в редакцию 25.09.2020 г. После доработки 20.10.2020 г. Принята к публикации 27.11.2020 г.

Представлены результаты численного моделирования для двух независимых событий GLE, произошедших в различное время и имеющих отличающиеся энергетические характеристики протонов в первичных частицах. Выполнен анализ полученных зависимостей с учетом особенностей обусловленных характеристиками каждого спектра.

DOI: 10.31857/S0367676521030170

введение

Событие GLE (Ground level enhancement) представляет собой возрастание скорости счета нейтронных мониторов, вызванное увеличением числа протонов (в основном с энергией до 10 ГэВ) в потоке первичных космических лучей (КЛ). Это явление, соответственно, сопровождается увеличением скорости образования пар ионов на высотах от 0 до 80 км. В Полярном геофизическом институте г. Апатиты (ПГИ) разработана методика, позволяющая получать энергетические спектры протонов первичных КЛ во время событий GLE методом решения обратной задачи с использованием данных сети станций нейтронных мониторов (НМ). Полученные спектры применяются нами как входные параметры при моделировании программным комплексом RUSCOSMICS [6, 7] прохожления частиц через атмосферу Земли. в результате которого получаются оценки скорости образования пар ионов, в частности в области высоких широт.

Основными частицами, входящими в состав первичных солнечных космических лучей (СКЛ), являются протоны, их доля составляет до 90%. Оставшаяся часть состоит из электронов и ядер с зарядовым числом $Z \ge 2$. Вторгаясь в вещество атмосферы Земли эти частицы испытывают серии реакций (в основном, с ядрами азота и кислорода), теряя свою энергию как через электромагнитные, так и через ядерные взаимодействия, в ходе которых рождаются каскады вторичных частиц (элек-

троны, протоны, нейтроны, каоны, мюоны, гамма-кванты) [1].

Современный подход к исследованию частиц вторичных КЛ в атмосфере Земли включает в себя как экспериментальные методы [2, 3], так и численное моделирование, например [4, 5]. В ПГИ был разработан специальный программный модуль RUSCOSMICS [6, 7], позволяющий детально изучать характеристики каскадов КЛ и получать их в виде количественных значений энергетических спектров, высотных кривых, а также вклада в скорость ионообразования. В данной работе представлены результаты для частного случая, когда в качестве входных значений модели используются спектры СКЛ, соответствующие событию GLE № 42 и GLE № 44.

МЕТОДИКА

Для решения задачи оценки влияния СКЛ на скорость образования ионов в нижней атмосфере Земли использовался модуль программного комплекса RUSCOSMICS, реализованный нами при помощи пакета для разработки программ GEANT4 [8, 9]. Выбор в пользу такого подхода обусловлен удобством при создании собственного исходного кода для описания геометрии, процессов взаимодействия и генерации первичных частиц с заданными энергетическими характеристиками. Для этой работы рассматривался участок атмосферы Земли с географическими координатами 67.57° с.ш., 33.39° в.д. (г. Апатиты), который моделировался в виде столба воздуха высотой 80 км,

GLE	Дата	Коэффициенты			
		J_0	E_0	J_1	γ
42	29.09.1989	$1.5 \cdot 10^4$	1.74	$2.5 \cdot 10^4$	4.1
44	22.10.1989	$7.5 \cdot 10^{4}$	0.91	$1.5 \cdot 10^{4}$	6.1

Таблица 1. Параметры дифференциальных энергетических спектров протонов СКЛ для событий GLE № 42 и GLE № 44

разделенным на 20 слоев, в каждом из которых находится 5% вещества от общей массы. Установка такого показателя позволяет достигнуть оптимального соотношения между скоростью вычислений и качеством результатов. Значения температуры, плотности и состава получаются при помощи NRLMSISE-00 [10], при этом учитывается сезонное влияние. В совокупности с алгоритмами оптимизации это дает существенный вклад в уменьшение потребления расчетных мощностей и увеличения скорости вычислений.

В модели источник первичных частиц реализуется при помощи соответствующей программы, включающей в себя блок для чтения файлов данных и обработчик для создания необходимой функции плотности вероятности, соответствуюшей энергетическому спектру первичных КЛ. Расположение соответствует верхней точке границы атмосферы (80 км), а вектор скорости потока направлен перпендикулярно верхней плоскости столба воздуха. При учете углового распределения частиц в начальном потоке положение максимума высотного профиля скорости ионизации сохраняется, поэтому такое упрощение было использовано для ускорения набора статистики. Слелует заметить, что использовать такую оптимизацию можно лишь в случае оценки скорости ионизации, а при решении таких задач как, например, вычисление угловых распределений вторичных частиц это недопустимо. Также, в зависимости от заданной широты и долготы, вычисляется необходимое значение жесткости геомагнитного обрезания с использованием модели IGRF [11], конкретно для представленной работы этот параметр равен $R_{cutoff} = 0.65 \ \Gamma B.$

Для расчета взаимодействий частиц используется список моделей, включающий в себя стандартные электромагнитные процессы, каскады Бертини для энергий ниже 9.9 ГэВ [12], выше 10 ГэВ — кварк-глюонную струнную модель [13], специальные наборы сечений для расчета взаимодействия нейтронов при низких энергиях 0.025 эВ— 20 МэВ [14]. Для последующей обработки информации о потоках вторичных КЛ нами был написан программный код, реализующий накопление данных и интегрированный как метод детектирующих объемов, расположенных на заданных высотах. Вывод результата производится в виде гистограмм.

СПЕКТРЫ ПЕРВИЧНЫХ ЧАСТИЦ

В представленной работе проведены расчеты для протонов КЛ, модулированных СКЛ во время события GLE 42 и 44. Основной характеристикой источника первичных частиц, реализованного в модели, является плотность вероятности, выводимая методом нормировки дифференциального энергетического спектра протонов КЛ. Для случая, рассматриваемого в этой статье, используются данные, полученные при помощи методики, разработанной в ПГИ [15]. Согласно ей, из спектра протонов первичных СКЛ можно выделить две компоненты, быструю (РС) и медленную (DC), для каждой из которых дается соответствующее выражение, которые можно представить через формулу (1) и (2):

$$J_{PC} = J_0 \exp^{(-E/E_0)},$$
 (1)

$$J_{DC} = J_1 E^{-\gamma},\tag{2}$$

где J_0 , E_0 , J_1 , γ – коэффициенты, отличающиеся в зависимости от номера события GLE. Соответствующие параметры приведены в табл. 1, графическое представление результирующих спектров показано на рис. 1. Из рис. 1 видно, что для PC – быстрой компоненты — характерно появление частиц с энергией выше 1 ГэВ с почти равной вероятностью, как и ниже 1 ГэВ. В DC – медленной компоненте — ситуация совершенно другая, в спектре наблюдаются потоки, на несколько порядков превосходящие в энергии ниже 1 ГэВ те, которые выше 1 ГэВ.

РЕЗУЛЬТАТЫ

В результате моделирования прохождения протонов СКЛ через атмосферу Земли, их взаимодействия с окружающим веществом и последующего развития каскадов были получены соответствующие кривые скорости ионизации в зависимости от высоты для географических координат 65.57° с.ш., 33.39° в.д. и значения жесткости геомагнитного обрезания $R_{cutoff} = 0.65$ ГВ. Выявлены положения максимума профиля ионизации высокоширотной атмосферы в зависимости от формы спектра первичных протонов солнечных космических лучей.

Из рис. 2, на котором представлены высотные профили скорости ионизации для двух независимых событий GLE, видно, что для PC форма высотного профиля практически совпадает с профилем, полученным для ГКЛ, с лишь небольшим смещением максимума по высоте. По абсолютной величине скорости ионизации для PC выше на два порядка на высоте 10–15 км, чем для ГКЛ.





Рис. 1. Дифференциальные энергетические спектры протонов первичных СКЛ, полученные по данным сети наземных станций HM, используемые как входные параметры для расчета скорости образования пар ионов в атмосфере Земли во время события GLE № 42 (а) и GLE № 44 (б). $1 - \Gamma KЛ$, 2 -быстрая компонента СКЛ, 3 -медленная компонента СКЛ.



Рис. 2. Высотные профили скорости ионизации атмосферы Земли частицами КЛ во время события GLE № 42 (а) и GLE № 44 (б) в случае медленной и быстрой компонент. Данные получены путем моделирования процессов при помощи программного комплекса RUSCOSMICS. *1* – Медленная компонента СКЛ, *2* – быстрая компонента СКЛ, *3* – ГКЛ.

Для DC ситуация другая: огромное количество не испытывающих ядерные взаимодействия первичных частиц с низкой энергией вызывает пропорционально большой рост ионизации на больших высотах, поэтому максимум профиля расположен выше, чем у профиля для ГКЛ, на высоте 20–25 км. По величине ионизация от DC выше на четыре порядка, чем для ГКС.

ДОСТОВЕРНОСТЬ РЕЗУЛЬТАТОВ

Все представленные в этой работе результаты получены при помощи моделирования с исполь-

зованием численных моделей. При таком подходе необходимо иметь обязательную методику верификации, основанную на применении экспериментальных данных. В наших более ранних работах можно найти подробное описание ее реализации и примеры сравнений [16].

Самым эффективным методом является использование шаров-зондов [1, 2], на которых установлены детектор заряженной компоненты, электронная часть и батарея питания. Во время полета устройство собирает и передает информацию о скорости счета на приемную станцию в режиме реального времени.

ИЗВЕСТИЯ РАН. СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ том 85 № 3 2021



Рис. 3. На рисунке представлено сравнение результатов, полученных в ходе моделирования прохождения протонов солнечных КЛ во время события GLE № 65 через атмосферу Земли, с данными полета шаровзондов. 1 - Баллонные измерения, 2 - модельные данные (медленная компонента), <math>3 - модельные данные (быстрая компонента).

Как уже говорилось выше, в нашей модели реализованы детектирующие объемы, позволяющие в буквальном смысле воспроизводить эксперимент по запуску шаров-зондов. Таким образом, моделируется прохождение протонов частиц через атмосферу Земли с использованием энергетического спектра и параметризации геометрии в соответствии с выбранным промежутком времени, при этом на заданных уровнях высоты (или глубины) выполняется накопление массива данных скорости счета, которую можно выразить при помощи формулы (3):

$$CR_{\rm obilit} = CR_p + CR_{e^-e^+} + CR_{\mu^-\mu^+} + 0.01CR_{\gamma}, \qquad (3)$$

где CR_p – скорость счета протонов, CR_{ee}^{-+} – элек-

тронов и позитронов, $CR_{\mu\mu}^{-+}$ — мюонов и CR_{γ} — гамма-квантов. Таким образом, сопоставляя полученные модельные результаты и ряды экспериментальных данных, можно оценивать корректность проведенного моделирования.

Следует заметить, что основными ценностями в эксперименте по запуску шаров-зондов для нас являются очень продолжительный непрерывный характер исследования и большая высота достигаемых высот. Однако помимо этого в решении задач по моделированию глобальной модели атмосферы Земли также важны данные о скорости счета, которые распределены в относительно большом диапазоне географической широты и долготы. Поэтому нами также используются собственные наземные и компактные детекторы излучения, разработанные специально с этой целью, пример профилей, сделанных во время полета на самолете можно посмотреть на сайте проекта [17]. Конечная обработка полученных данных для сравнения результатов производится аналогично той, что была описана для шаров-зондов. Пример верификации, полученный в более ранних работах [16], приведен на рис. 3. В качестве особенности можно выделить расхождение значений после ~22 км, объяснение его происхождения остается открытым вопросом. Также видно, что от высот ~25 км профили DC и PC компонент почти одинаковы, вследствие одинаковых значений спектров первичных протонов для энергий выше 10 ГэВ. Связано это также и с тем, что при рассмотрении воздействия КЛ на область атмосферы ниже 30 км допустимо устанавливать нижний порог энергии первичных частиц 1 ГэВ. При этом нужно понимать, что это делается только для проведения верификации, расчет ионизации вещества частицами СКЛ производится с соответствующим значением невертикальной жесткости геомагнитного обрезания.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из приведенного выше анализа спектрального состава и высотных профилей скорости ионизации для двух независимых событий GLE, видно, что для быстрой компоненты (РС) форма высотного профиля практически совпадает с профилем для ГКЛ, с лишь небольшим смещением максимума профиля по высоте. По абсолютной величине скорости ионизации для быстрой компоненты выше на два порядка на высоте 10-15 км, чем для ГКЛ. Для медленной компоненты (DC) ситуация другая: огромное количество не испытывающих ядерные взаимодействия первичных частиц с низкой энергией вызывает пропорционально большой рост ионизации на больших высотах, поэтому максимум профиля расположен выше, чем у профиля для ГКЛ, на высоте 20-25 км. По величине ионизация от DC выше на четыре порядка, чем для ГКС.

Все результаты моделирований в полном объеме публикуются на официальном сайте проекта [17].

Работа выполнена при поддержке РНФ (про-ект № 18-77-10018).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Дорман Л.И. Экспериментальные и теоретические основы астрофизики космических лучей. М.: Наука, 1975. 426 с.
- 2. Stozhkov Yu.I., Svirzhevsky N.S., Bazilevskaya, G.A. et al. // Adv. Space Res. 2009. V. 44. No. 10. P. 1124.
- Makhmutov V.S., Bazilevskaya G.A., Stozhkov Y.I. et al. // J. Atm. Sol. Terr. Phys. 2016. V. 149. P. 258.

- Usoskin I.G., Kovaltsov G.A., Mironova I.A. // J. Geophys. Res. 2010. V. 115. Art. No. D10302.
- Velinov P.I.Y., Balabin Yu.V., Maurchev E.A. // Compt. Rend. Acad. Bulg. Sci. 2017. V. 70. No. 4. P. 545.
- Маурчев Е.А., Балабин Ю.В., Гвоздевский Б.Б. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2015. Т. 79. № 5. С. 712; Maurchev E.A., Balabin Yu.V., Gvozdevskii B.B. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2015. V. 79. No. 5. P. 657.
- Маурчев Е.А., Балабин Ю.В. // Солн.-земн. физ. 2016. Т. 2. № 4. С. 3; Maurchev E.A., Balabin Yu.V. // Sol.-Terr. Phys. 2016. V. 2. No. 4. Р. 3.
- Agostinelli S., Allison J., Amako K. et al. // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A. 2003. V. 506. P. 250.
- Allison J., Amako K., Apostolakis J. et al. // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A. 2016. V. 835. P. 186.

- Picone J.M., Hedin A.E., Drob D.P., Aikin A.C. // J. Geophys. Res. 2002. V. 107. No. A12. P. 1468.
- 11. *Thébault E., Finlay C.C., Beggan C.D. et al.* // Earth Planet Sp. 2015. V. 67. Art No. 112.
- 12. Heikkinen A., Stepanov N., Wellish J.P. et al. // arXiv: nucl-th/0306008. 2003.
- 13. Amelin N.S., Gudima K.K., Toneev V.D. et al. // Sov. J. Nucl. Phys. 1990. V. 51. P. 327.
- 14. *Garny S., Leuthold G., Mares V. et al.* // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2009. V. 56. No. 4. P. 2392.
- 15. Vashenyuk E.V., Balabin Yu.V., Gvozdevsky B.B. et al. // ASTRA. 2011. V. 7. No. 4. P. 459.
- Маурчев Е.А., Германенко А.В., Михалко Е.А. и др. Фундаментальные и прикладные космические исследования: Сб. науч. тр. М.: ИКИ, 2019. С. 103.
- 17. www.ruscosmics.ru.

The modeling of the solar cosmic rays proton fluxes transport through the Earth atmosphere for the GLE42 and GLE44 events

E. A. Maurchev^{a, *}, Yu. V. Balabin^a, A. V. Germanenko^a, B. B. Gvozdevsky^a

^aPolar Geophysical Institute, Apatity, 184209 Russia *e-mail: maurchev1987@gmail.com

We present the results obtained by the numerical simulation for two independent GLE events that occurred at different times and have different energy characteristics of protons in primary particles. The analysis of the obtained dependencies is carried out, taking into account the features due to the characteristics of each spectrum.

УДК 524.1-65

РАСЧЕТ СКОРОСТИ ИОНИЗАЦИИ ВО ВРЕМЯ СОБЫТИЯ GLE С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ГЛОБАЛЬНОЙ МОДЕЛИ АТМОСФЕРЫ ЗЕМЛИ И ОЦЕНКА ВКЛАДА В ЭТОТ ПРОЦЕСС ЧАСТИЦ ГАЛАКТИЧЕСКИХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ С Z > 2

© 2021 г. Е. А. Маурчев^{1,} *, Ю. В. Балабин¹, А. В. Германенко¹, Е. А. Михалко¹, Б. Б. Гвоздевский¹

¹Федеральное государственное бюджетное научное учреждение Полярный геофизический институт, Апатиты, Россия *E-mail: maurchev 1987@gmail.com Поступила в редакцию 25.09.2020 г. После доработки 20.10.2020 г. Принята к публикации 27.11.2020 г.

Представлены результаты моделирования прохождения частиц космических лучей через атмосферу Земли для двух разных условий параметризации геометрии и энергетического спектра. В первом случае входные данные соответствуют солнечным космическим лучам, и расчеты проводятся для всех значений географической широты и долготы. Во втором случае выполнена оценка вклада ядер галактических космических лучей в скорость ионизации, при этом на данном этапе рассматривает-ся только локальная область атмосферы.

DOI: 10.31857/S0367676521030182

введение

Космические лучи (КЛ) в основном состоят из протонов (около 90% от общего числа частиц), однако в потоке также присутствуют ядра элементов с Z > 2 [1]. В этой работе нами были проведены два независимых модельных эксперимента. Первый заключается в расчете скорости ионизации солнечными космическими лучами (СКЛ) всей атмосферы Земли. Второй направлен на то, чтобы сделать оценку вклада в процесс ионизации локального участка атмосферы (67.57° с.ш., 33.39° в.д. (г. Апатиты)) ядрами азота и кислорода, которые входят в состав галактических космических лучей (ГКЛ). Основанием для проведения второго эксперимента стало предположение, что при достаточно высокой энергии короткопробежных ядер КЛ (от 1 ГэВ/нуклон) возможно возникновение неупругих соударений, в ходе которых будут рождаться каскады вторичных частиц. Для решения обеих задач проведено моделирование при помощи программного комплекса RUSCOSMICS [2-4]. При расчете СКЛ здесь основной особенностью является использование реализованного нами модуля, позволяющего применять не обычную вертикальную жесткость геомагнитного обрезания, а вычислять непосредственно энергетический спектр с учетом конуса приема для каждой точки географических координат. Такое нововведение стало возможно благодаря методике, разработанной в ПГИ и использующей данные сети станций нейтронных мониторов как входной параметр [5]. В качестве основного результата проведенной работы нами приводятся полученные данные о скорости ионизации атмосферы на высотах от 0 до 80 км для глобальной модели атмосферы в случае использования протонов СКЛ как первичных частиц и для локального участка атмосферы Земли, соответствующего географическим координатам г. Апатиты, в случае использования ядер азота и кислорода ГКЛ.

Ранее нами опубликована методика расчета скорости ионизации, основанная на использовании численного метода Монте-Карло, предназначенная для расчета скорости ионизации атмосферы Земли протонами ГКЛ. При этом для решения задачи использовались программный комплекс RUSCOSMICS и сетка значений вертикальной жесткости геомагнитного обрезания [6, 7]. В этой работе, для случая расчета СКЛ было выбрано событие GLE №60 (Ground level enchancement – явление возрастания скорости счета на нейтронных мониторах) с учетом глобальной модели атмосферы и расчетом невертикальной жесткости геомагнитного обрезания. При моделировании частиц ГКЛ с Z > 2 рассматривается частный случай, при котором входными параметрами генератора первичных частиц являются энергетические спектры ядер азота и кислорода, при этом сами частицы моделируются не как элементарные, а как реальное ядро и состоят из набора нуклонов. Таким

+

+

образом, основной задачей выполненной работы является оценка того, насколько сильный вклад в образование вторичных частиц и ионов вносят ядра элементов с Z > 2, входящие в состав КЛ, по сравнению с протонами, а также определить форму профиля высотных кривых (в первую очередь высоту расположения максимума профиля, поскольку фактически это значение говорит о том, в какой точке образуется каскад). При этом следует заметить, что актуальность представленной темы обусловлена как экспериментальными методами [8, 9], так и модельными экспериментами, например [10, 11].

МЕТОДИКА

Для решения поставленных задач применялся модуль программного комплекса RUSCOSMICS, реализованный нами при помощи пакета для разработки программ GEANT4 [12, 13]. Создание собственных моделей при помощи этого инструмента обусловлено удобством при написании исходного кода для определения геометрии. процессов взаимодействия и генерации первичных частиц с заданными энергетическими характеристиками. Для этой работы рассматриваются два варианта модели атмосферы Земли. В случае расчета ядер ГКЛ с Z > 2 это обычный столб воздуха высотой 80 км, разделенный на 20 слоев, в каждом из которых находится 5% вещества от общей массы (такое усреднение выбрано с целью достижения оптимального соотношения между скоростью вычислений и качеством результатов). При этом физические параметры и вертикальная жесткость геомагнитного обрезания соответствуют географическими координатами 67.57° с.ш., 33.39° в.д. (г. Апатиты). Для эксперимента с протонами СКЛ выбрана глобальная модель. в которой шаг сетки составляет 5 градусов как по широте, так и по долготе, таким образом геометрия атмосферы разделяется на сегменты. каждому из которых соответствуют свои значения физических параметров, а также значения невертикальной жесткости геомагнитного обрезания. Для обеих случаев параметризация температуры, плотности и состава получаются при помощи эмпирической модели атмосферы Земли NRLMSISE-00 [14].

Для расчета взаимодействий частиц используется набор моделей, включающий в себя стандартные электромагнитные процессы, каскады Бертини для энергий ниже 9.9 ГэВ [15], выше 10 ГэВ – кварк-глюонную струнную модель [16], специальные наборы сечений для расчета взаимодействия нейтронов при низких энергиях 0.025 эB-20 МэВ [17]. Для последующей обработки информации о потоках вторичных КЛ нами был написан программный код, реализующий накопление данных и интегрированный как метод детектирующих объемов, расположенных на заданных высотах. Вывод результата производится в виде гистограмм.

ВХОДНЫЕ ДАННЫЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ

Как принято во всех наших аналогичных работах, энергетические спектры протонов СКЛ получаются путем решения обратной задачи через коэффициенты связи с использованием данных сети станций нейтронных мониторов [5, 18] и могут быть выражены через формулы (1) и (2):

$$J_{PC} = J_0 \exp^{(-E/E_0)},$$
 (1)

$$J_{DC} = J_1 E^{-\gamma},\tag{2}$$

где $J_0 = 1.3 \cdot 10^5$, $E_0 = 0.62$, $J_1 = 3.5 \cdot 10^4$, $\gamma = 5.3 - коэффициенты для события GLE № 60.$

В случае использования ядер ГКЛ как источника первичных частиц, дифференциальный энергетический спектр можно задать согласно [19, 21], при этом зависимость удобно описывать формулой (3):

$$F_{nucl}(E) = \frac{D(E/A)^{d}}{\left[10^{-2}(E/A) + B\right]^{\gamma}A} +$$

$$\frac{C}{A}\exp\left(-\frac{E}{A \cdot E_{0}}\right), \ (\mathbf{c} \cdot \mathbf{M}^{2} \cdot \mathbf{cp} \cdot \mathbf{M} \cdot \mathbf{B})^{-1},$$
(3)

где Z и A – заряд и массовое число соответственно, E – кинетическая энергия ядра, D, B, C, α, E_0 – параметры, зависящие от фазы 11-летнего цикла, $\gamma = 3.6$ и 4.4 для кислорода и азота соответственно. Для сравнения, если говорить о спектре протонов ГКЛ [19, 20], то он выражается через формулу (4):

$$F(E) = \frac{D \cdot E^{\alpha}}{\left(10^{-2} \cdot E + B\right)^{4}} +$$

$$C \exp\left(-\frac{E}{E_{0}}\right), \ \left(\mathbf{c} \cdot \mathbf{M}^{2} \cdot \mathbf{cp} \cdot \mathbf{M} \ni \mathbf{B}\right)^{-1},$$
(4)

где E – кинетическая энергия протона, D, B, C, α – параметры, зависящие от фазы 11-летнего цикла. Графическое представление результатов входных данных для моделирования как в случае СКЛ, так и в случае ядер ГКЛ показаны на рис. 1.

При моделировании в источнике первичных частиц создавалась функция плотности вероятности, соответствующая энергетическому спектру первичных КЛ. Высота расположения составляет 80 км, а вектор скорости потока направлен перпендикулярно вниз, в сторону верхней плоскости модели атмосферы.

ЖЕСТКОСТЬ ГЕОМАГНИТНОГО ОБРЕЗАНИЯ

В основе получения сетки значений жесткости R для протонов СКЛ во время события GLE № 60 лежит методика расчета конусов приема станций



Рис. 1. Дифференциальные энергетические спектры протонов СКЛ (*a*), где *1* – медленная компонента СКЛ, *2* – быстрая компонента СКЛ, *3* – ГКЛ, и ядер азота и кислорода (*б*), где *1* – протоны, *2* – ядра кислорода, *3* – ядра азота, используемые как входные параметры в задаче расчета скорости образования пар ионов в различных точках атмосферы Земли.



Рис. 2. Сетка значений невертикальной жесткости геомагнитного обрезания, используемая в моделировании.

нейтронных мониторов, применение которой описано в [5]. Этот подход был использован и в этой работе, при этом вместо станций задавались географические координаты точки для моделирования. После того, как получены характеристики функции зависимости спектра от угла и жесткости $F(\theta, R)$, а также массивы запрещенных и разрешенных состояний значений жесткости геомагнитного обрезания, производится расчет пенумбры и последующая нормировка для вывода энергетического спектра протонов СКЛ на границе атмосферы (в нашем случае — 80 км от уровня моря), результат может быть представлен через формулу (5):

$$F_{i}(R)_{at_atmosphere} = F_{i}(\theta, R) \cdot F_{i}(R)_{at_magnetosphere}.$$
 (5)

Графическое представление полученной сетки значений жесткости геомагнитного обрезания представлено на рис. 2. Графическое представление полученной сетки значений жесткости геомагнитного обрезания представлено на рис. 2. Более детальный результат, полностью учитывающий влияние большого диапазона значений, представлен на сайте [23], в разделе "Космические лучи".

Для ядер необходимое значение вертикальной жесткости геомагнитного обрезания вычисляется в зависимости от заданной широты и долготы с использованием модели IGRF [22], например, в этой работе для 65.57° с.ш., 33.39° в.д. параметр $R_{cutoff} = 0.65$ ГВ. Минимальная энергия частиц, попадающих на границу атмосферы в случае изотропного излучения, будет зависеть от их типа и определяется формулой (6) [19]:

$$E = -M_0^2 + \sqrt{M_0^2 + \left(\frac{Z}{A}R\right)^2},$$
 (6)



Рис. 3. Значения скорости ионизации, полученные в результате моделирования прохождения протонов первичных СКЛ через атмосферу Земли с использованием глобальной геометрии (шаг сетки 5°) для высоты 10 км над уровнем моря.



Рис. 4. Высотные профили потоков вторичных частиц (*a*) и скорости ионизации вещества атмосферы Земли (*b*), полученные в результате моделирования прохождения первичных частиц ГКЛ. *1* – ядра азота, *2* – ядра кислорода, *3* – протоны, *4* – суммарно.

где M_0 — масса покоя частицы (0.938 ГэВ — для протонов и 0.939 ГэВ/нуклон — для ядер), Zи A — заряд и массовое число соответственно, R — значение жесткости в ГВ. Тогда минимальная граница для энергий частиц, падающих на границу атмосферы (условно в модели это 80 км) для географических координат г. Апатиты будет следующей: протоны — 0.26 ГэВ, ядра кислорода — 1.728 ГэВ/ядро, ядра азота — 1.512 ГэВ/ядро.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В соответствии с описанными выше методами нами были проведены расчеты как в случае использования спектра протонов СКЛ для глобальной модели атмосферы, так и спектра ядер ГКЛ для локальной. В результате были получены мас-

ИЗВЕСТИЯ РАН. СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ том 85 № 3 2021

сивы данных, включающие профили скорости образования ионов на высотах от 0 до 80 км для локального участка атмосферы в случае использования ядер ГКЛ как первичных частиц и для глобальной модели в случае использования протонов СКЛ как первичных частиц. Иллюстрации типовых графиков представлены на рис. 3 и 4. Следует заметить, что рисунки в цветном формате и высоком разрешении для всех высот можно найти на сайте [23], а также в приложении RUSCOSMICS, опубликованном на Google Play.

Полученные в этой работе данные позволяют оценить, насколько солнечные вспышки, генерирующие протоны СКЛ, которые достигают магнитосферы Земли, могут влиять на изменение общей картины ионизации атмосферы. Как количественным, так и качественным показателем здесь являются представляемые нами ионограммы. Эта информация может быть полезна не только в фундаментальных исследованиях, позволяющих лучше понять процесс развития каскадов частиц в атмосфере Земли, но и в прикладных задачах, таких как радиационная безопасность. Одной из наиболее актуальных тем на сегодня остается оценка дозы, получаемой при совершении трансатлантических перелетов.

Основной целью при расчете прохождения ядер с Z > 2 через атмосферу Земли, как было отмечено, является количественная оценка вклада этих частиц в скорость образования ионов в нижней атмосфере для области высоких широт. Моделирование показало, что в абсолютной величине скорости ионизации имеется прирост начиная от высот в 30 км (в 2–3 раза), принимающий значительную величину на 70–80 км (до двух порядков). Увеличение потока вторичных частиц в полтора — два раза наблюдается на протяжении всех высот. Предположительно, такое различие профилей обусловлено большим числом образующихся гамма-квантов.

Работа выполнена при поддержке РНФ (проект № 18-77-10018).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. *Мурзин В.С.* Астрофизика космических лучей: Уч. пособ. для вузов. М.: Университетская книга. Логос, 2007. 488 с.
- Маурчев Е.А., Балабин Ю.В., Гвоздевский Б.Б. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2015. Т. 79. № 5. С. 711; Maurchev E.A., Balabin Yu.V., Gvozdevskii B.B. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2015. V. 79. No. 5. P. 657.
- Маурчев Е.А., Михалко Е.А., Германенко А.В. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2019. Т. 83. № 5. С. 711; Maurchev E.A., Mikhalko E.A., Germanenko A.V. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2019. V. 83. No. 5. P. 653.
- Маурчев Е.А., Балабин Ю.В. // Солн.-земн. физ. 2016. Т. 2. № 4. С. 3; Maurchev E.A., Balabin Yu.V. // Sol.-Terr Phys. 2016. V. 2. No. 4. Р. 3.

- 5. Vashenyuk E.V., Balabin Yu.V., Gvozdevsky B.B. et al. // ASTRA. 2011. V. 7. No. 4. P. 459.
- 6. *Gvozdevsky B.B., Belov A.B., Eroshenko E.A. et al.* // Proc. 42nd COSPAR Sci. Assembly (California, 2018).
- 7. Маурчев Е.А., Балабин Ю.В., Германенко А.В. и др. // Солн.-земн. физ. 2019. Т. 5. № 3. С. 81; Maurchev E.A., Balabin Yu.V., Germanenko A.V. et al. // Sol.-Terr. Phys. 2019. V. 5. No. 3. P. 68.
- 8. Stozhkov Yu.I., Svirzhevsky N.S., Bazilevskaya, G.A. et al. // Adv. Space Res. 2009. V. 44. No. 10. P. 1124.
- Makhmutov V.S., Bazilevskaya G.A., Stozhkov Y.I. et al. // J. Atm. Sol. Terr. Phys. 2016. V. 149. P. 258.
- Usoskin I.G., Kovaltsov G.A., Mironova I.A. // J. Geophys. Res. 2010. V. 115. Art. No. D10302.
- Velinov P.I.Y., Balabin Yu.V., Maurchev E.A. // Compt. Rend. Acad. Bulg. Sci. 2017. V. 70. No. 4. P. 545.
- Agostinelli S., Allison J., Amako K. et al. // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. 2003. V. 506. Sect. A. P. 250.
- Allison J., Amako K., Apostolakis J. et al. // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A. 2016. V. 835. P. 186.
- Picone J.M., Hedin A.E., Drob D.P., Aikin A.C. // J. Geophys. Res. 2002. V. 107. No. A12. P. 1468.
- 15. Heikkinen A., Stepanov N., Wellish J.P. et al. // arXiv: nucl-th/0306008. 2003.
- Amelin N.S., Gudima K.K., Toneev V.D. et al. // Sov. J. Nucl. Phys. 1990. V. 51. P. 327.
- Garny S., Leuthold G., Mares V. et al. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2009. V. 56. No. 4. P. 2392.
- Perez-Peraza J., Vashenyuk E.V., Gallegos-Cruz A. et al. // Adv. Space Res. 2008. V. 41. No. 6. P. 947.
- 19. ГОСТ 25645.150-90. Лучи космические галактические. Модель изменения потоков частиц.
- ГОСТ 25645.122-85. Протоны галактических космических лучей. Энергетические спектры.
- ГОСТ 25645.124-85. Группа средних ядер галактических космических лучей. Энергетические спектры.
- 22. *Thébault E., Finlay C.C., Beggan C.D. et al.* // Earth Planet Space. 2015. V. 67. No. 79. P. 1.
- 23. www.ruscosmics.ru.

Calculation of the ionization during the GLE event with the global Earth atmosphere model and evaluation of the contribution to this process of the galactic cosmic rays particles with Z > 2

E. A. Maurchev^a, *, Yu. V. Balabin^a, A. V. Germanenko^a, E. A. Mikhalko^a, B. B. Gvozdevsky^a

^aPolar Geophysical Institute, Apatity, 184209 Russia *e-mail: maurchev1987@gmail.com

We present the simulation results for two different conditions for parameterizing the geometry of the Earth's atmosphere and the spectrum of primary cosmic rays. In the first case, the input data correspond to solar cosmic rays and calculations are carried out for all values of geographical latitude and longitude. The second part is devoted to assessing the contribution of the nuclei of galactic cosmic rays, while at this stage only the local region of the atmosphere is considered.

УЛК 523.43-852

УЧЕТ НАРУШЕНИЯ ЛОКАЛЬНОГО ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОГО РАВНОВЕСИЯ В ВЕРХНЕЙ АТМОСФЕРЕ ЗЕМЛИ В КОЛЕБАТЕЛЬНЫХ ПОЛОСАХ МОЛЕКУЛ УГЛЕКИСЛОГО ГАЗА В РАДИАЦИОННОМ БЛОКЕ МОДЕЛИ ОБЩЕЙ ЦИРКУЛЯЦИИ АТМОСФЕРЫ ЗЕМЛИ

© 2021 г. И. В. Мингалев^{1, 2, *}, К. Г. Орлов¹, Е. А. Федотова¹

 $^{1}\Phi$ едеральное государственное бюджетное научное учреждение Полярный геофизический институт, Мурманск, Россия

² Филиал федерального государственного бюджетного образовательного учреждения высшего образования "Мурманский арктический государственный университет" в г. Апатиты, Апатиты, Россия

*E-mail: mingalev i@pgia.ru

Поступила в редакцию 25.09.2020 г. После доработки 20.10.2020 г. Принята к публикации 27.11.2020 г.

Изложена методика расчета поля солнечного излучения в атмосфере Земли с учетом нарушения локального термодинамического равновесия в колебательных полосах СО₂ и О₃. Эта методика позволяет проводить расчеты с высоким спектральным разрешением (line by line), а также строить параметризации оптических параметров верхней атмосферы Земли, предназначенные для расчетов поля солнечного излучения.

DOI: 10.31857/S0367676521030194

ВВЕДЕНИЕ

Для расчета нагрева атмосферы при моделировании общей циркуляции нижней и средней атмосферы Земли необходимо проводить расчет нагрева атмосферы собственным ИК излучением в диапазоне частот от 10 до 2000 см⁻¹ и солнечным излучением в диапазоне частот от 2000 до 50000 см⁻¹. Начиная с некоторой высоты, время жизни молекул СО₂ и О₃ в возбужденном состоянии становится меньше, чем время свободного пробега между столкновениями. Это приводит к тому, что населенности колебательных состояний не описываются распределением Больцмана при температуре атмосферы, т.е. нарушается колебательное локальное термодинамическое равновесие (ЛТР), и излучение атмосферного газа не описывается функцией Планка.

В атмосфере Земли нарушение ЛТР в колебательных полосах CO₂ с длиной волны около 15 мкм наступает ночью на высотах выше 75-80 км и днем на высотах выше 70 км, а в колебательных полосах с длиной волны около 4.3 и 2.7 мкм наступает днем и ночью на высотах выше 70 км. В колебательных полосах О3 с длиной волны около 9.6 мкм нарушение ЛТР существенно проявляется днем и ночью на высотах выше 75 км.

При нарушении ЛТР уравнение переноса излучения должно решаться совместно с кинетическими уравнениями для населенностей колебательных состояний [1-5]. Разными группами исследователей разрабатываются модели формирования населенностей колебательных состояний молекул СО2 в условиях нарушения локального термодинамического равновесия (ЛТР) по колебательным степеням свободы молекул (колебательное не-ЛТР) [3-12]. Наиболее полная теория методов учета нарушения ЛТР при решении уравнения переноса излучения изложена в монографии [1].

ИЗЛУЧЕНИЕ АТМОСФЕРНОГО ГАЗА ПРИ НАРУШЕНИИ ЛТР

Будем считать атмосферу плоской и горизонтально однородной и рассмотрим собственное излучение атмосферы с частотой v, которое мы булем считать зависяшим только от высоты нал поверхностью z и от угла между направлением импульса фотона и вертикальным направлением. Этот угол будем называть зенитным. Иногда его отсчитывают от направления вниз.

Введем обозначения и – косинус зенитного угла, *z_{max}* – высота верхней границы столба атмосферы, в котором производится расчёт поля излучения, а I(z,v,u) — интенсивность излучения с частотой v и зенитным углом, косинус которого равен u, на высоте z, $K_{ab}(z,v)$ и $K_{sc}(z,v)$ — объемные коэффициенты поглощения и рассеяния излучения с частотой v на высоте z.

Уравнение переноса собственного излучения атмосферы в данном случае можно записать в виде

$$u\frac{dI(z,v,u)}{dz} = -(K_{ab}(z,v) + K_{sc}(z,v))I(z,v,u) + W(z,v) + K_{sc}(z,v)S[I](z,v,u),$$
(1)

где W(z,v) — слагаемое, задающее излучение, S[I](z,v,u) — нормированная плотность источника рассеянного излучения на частоте v на высоте z и с зенитным углом, имеющим косинус u. Эта плотность задана формулой

$$S[I](z,\nu,u) = \frac{1}{4\pi} \int_{-1}^{1} I(z,\nu,u) \left(\int_{0}^{2\pi} \chi(z,\nu(w,u,\phi)) d\phi \right) dw,$$

где *w* и *u* — косинусы зенитных углов до и после рассеяния, φ — разность между азимутальным углом излучения до рассеяния и этим же углом после рассеяния, $v(w, u, \varphi) = uw + \cos \varphi \sqrt{(1 - u^2)(1 - w^2)}$ — косинус угла рассеяния, а $\chi(z, v)$ — индикатриса рассеяния для излучения с частотой v на высоте *z* на угол, косинус которого равен v.

При выполнении ЛТР слагаемое W(z, v) задано через функцию Планка

$$W(z,v) = K_{ab}(z,v)B(T(z),v),$$

$$B(T,v) = \frac{2hv^3}{c^2 \left(\exp(hv/(k_B T)) - 1\right)},$$

где h — постоянная Планка, k_B — постоянная Больцмана, c — скорость света, T(z) —температура атмосферного газа на высоте z.

Рассмотрим случай, когда атмосферный газ состоит из смеси нескольких газов и нескольких типов аэрозольных частиц, и когда ЛТР нарушается для нескольких линий поглощения некоторых газов. В этом случае слагаемое W(z,v) есть сумма вкладов всех газовых составляющих и аэрозольных частиц

$$W(z,\mathbf{v}) = \sum_{\alpha} W_{\alpha}(z,\mathbf{v}) + K_{aer,ab}(z,\mathbf{v})B(T(z),\mathbf{v}), \quad (2)$$

в которой индекс α обозначает сорт молекул, а $K_{aer,ab}(z,v)$ — объемный коэффициент поглощения аэрозольных частиц. Коэффициент $K_{ab}(z,v)$ есть сумма объемных коэффициентов молеку-

лярного поглощения всех газовых составляющих и аэрозольных частиц

$$K_{ab}(z,\nu) = \sum_{\alpha} n_{\alpha}(z)\sigma_{mol,ab,\alpha}(z,\nu) + K_{aer,ab}(z,\nu), \quad (3)$$

где $n_{\alpha}(z)$ — концентрация молекул сорта α , а $\sigma_{mol,ab,\alpha}(z,v)$ — сечение поглощения молекулы этого сорта на высоте *z*. Это сечение кроме частоты зависит еще от температуры и парциальных давлений атмосферных газов и, согласно общепринятой методике, вычисляется как сумма вкладов всех линий поглощения молекулы сорта α по формуле

$$\sigma_{mol,ab,\alpha}(z,\nu) = \sum_{i} S_{\alpha i}(T(z)) F_{\alpha i}(z,\nu-\nu_{\alpha i}), \qquad (4)$$

где *i* — номер линии поглощения молекулы сорта α , $\nu_{\alpha i}$ — частота центра этой линии поглощения, $S_{\alpha i}(T(z))$ — интенсивность этой линии, $F_{\alpha i}(z, v - v_{\alpha i})$ — контур Фойгта этой линии поглощения на высоте *z*. Интенсивность линии вычисляется по формуле

$$S_{\alpha i}(T) = S_{\alpha i}(T_{ref}) \times \\ \times \frac{Q_{\alpha}(T_{ref}) \exp(-C_2 E_{\alpha n}/T)(1 - \exp(-C_2 E_{\alpha i}/T))}{Q_{\alpha}(T) \exp(-C_2 E_{\alpha n}/T_{ref})(1 - \exp(-C_2 E_{\alpha i}/T_{ref}))},$$

в которой $T_{ref} = 296 \text{ K}$ – нормальная температура, $Q_{\alpha}(T)$ – произведение вращательной и колебательной статистических сумм молекулы сорта α , $E_{\alpha n}$ – энергия (в см⁻¹) нижнего уровня перехода этой молекулы, $E_{\alpha i}$ – энергия (в см⁻¹) перехода, соответствующая линии поглощения с номером *i* этой молекулы, $C_2 = hc/k_B = 1.438769 \text{ см} \cdot \text{K}$ – вторая радиационная постоянная, *c* – скорость света, k_B – постоянная Больцмана.

Интенсивность линии при нормальной температуре $S_{\alpha i}(T_{ref})$ и параметры $E_{\alpha n}$, $E_{\alpha i}$ для всех линий содержатся в базе данных HITRAN 2012. Параметр $Q_{\alpha}(T)$ для каждого сорта молекул вычисляется с помощью интерполяционных таблиц, приведенных в работе [13]. Подпрограммы для вычисления $Q_{\alpha}(T)$ входят в набор программ, прилагаемых к HITRAN.

База данных HITRAN 2012 описана в работах [14–17] и содержит спектроскопические параметры для 7400 447 спектральных линий для 47 молекул. Ее можно скачать с официальной страницы в интернете http://www.cfa.harvard.edu/hitran.

Контур Фойгта представляет собой свертку доплеровского и лоренцевского контуров и достаточно хорошо описывает экспериментальный контур в промежуточной области давлений. Для

Nº 3

2021

линии с номером *i* молекул сорта α этот контур на высоте *z* задан формулами

$$F_{\alpha i}(z, \nu - \nu_{\alpha i}) = \frac{y}{a_D \pi \sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(-t)^2 dt}{y^2 + (x - t)^2},$$

$$x = \frac{\nu - \nu_{\alpha i}}{a_D}, \quad y = \frac{a_L}{a_D},$$
(5)

где a_D — параметр доплеровской ширины линии, а a_L — полуширина линии контура Лоренца, которая на высоте *z* вычисляется по формуле

$$a_{L} = \left(\gamma_{\alpha i}^{self}\left(\frac{P_{\alpha}(z)}{P_{ref}}\right) + \gamma_{\alpha i}^{air}\left(\frac{P(z) - P_{\alpha}(z)}{P_{ref}}\right)\right) \left(\frac{T_{ref}}{T(z)}\right)^{\beta_{\alpha i}},$$

в которой $\gamma_{\alpha i}^{self}$ — коэффициент самоуширения линии с номером *i* молекул сорта α (за счет столкно-

вений этих молекул между собой), $\gamma_{\alpha i}^{air}$ – коэффициент уширения воздухом этой линии (за счет столкновений этих молекул с молекулами других сортов), $\beta_{\alpha i}$ – коэффициент температурной зависимости этой линии, $P_{ref} = 1$ атм, $P_{\alpha}(z)$ – парциальное давление молекул сорта α , а P(z) – полное давление атмосферного газа на высоте z.

Параметры $\gamma_{\alpha i}^{self}$, $\gamma_{\alpha i}^{air}$ и $\beta_{\alpha i}$ для всех линий содержатся в базе данных HITRAN 2012. Параметр a_D на высоте *z* задан формулой

$$a_D = \frac{\mathbf{v}_{\alpha i}}{c} \sqrt{\frac{2RT(z)}{\mu_{\alpha}}}$$

в которой c — скорость света, R — универсальная газовая постоянная, $\mu\alpha$ — молярная масса молекул сорта α .

Слагаемое $W_{\alpha}(z, v)$ в формуле (2) вычисляется как сумма вкладов всех линий поглощения молекулы сорта α по формуле

$$W_{\alpha}(z,\nu) = \sum_{i} n_{\alpha}(z) S_{\alpha i}(T(z)) F_{\alpha i}(z,\nu-\nu_{\alpha i}) J_{\alpha i}(z,\nu),$$
(6)

где $J_{\alpha i}(z, v)$ — функция источника излучения молекул сорта α за счет линии поглощения с номером *i*. При выполнении ЛТР $J_{\alpha i}(z, v) = B(T, v)$.

При нарушении ЛТР в атмосфере Земли хорошо выполняются приближение слабой заселенности колебательных состояний молекул CO₂ и O₃ и приближение двухуровневой модели для расчета заселенности этих состояний. В этом приближении функция $J_{\alpha i}(z, v)$, как показано в [1], задается формулой

$$J_{\alpha i}(z, \mathbf{v}) = \frac{L_{\alpha i}(z) + \varepsilon(z)B(T(z), \mathbf{v})}{1 + \varepsilon(z)}, \quad \varepsilon(z) = \frac{f_{\alpha i}(z)}{A_{\alpha i}}, \quad (7)$$

где $A_{\alpha i}$ — коэффициент Эйнштейна для линии поглощения с номером *i* молекул сорта α , $f_{\alpha i}(z)$ — частота дезактивирующих столкновений возбуж-

ИЗВЕСТИЯ РАН. СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ том 85 № 3 2021

денных молекул сорта α , соответствующих линии поглощения с номером *i*,

$$L_{\alpha i}(z) = \frac{1}{2} \int_{0}^{\infty} \left(F_{\alpha i}(z, \nu - \nu_{\alpha i}) \int_{-1}^{1} I(z, \nu, u) du \right) d\nu.$$
 (8)

Процедура вычисления частоты столкновений $f_{\alpha i}(z)$ описана в монографии [13].

Из формул (2), (6)–(8) следует, что интенсивность излучения на одной частоте зависит от интенсивностей на других частотах. Это существенно усложняет расчет поля излучения в атмосфере Земли. Однако, в атмосфере Земли формулу (8) можно существенно упростить по следующим двум причинам.

Первая состоит в том, что существенное нарушение ЛТР наблюдается в колебательных полосах CO_2 и O_3 на высотах более 70 км, где контуры линий поглощения становятся очень узкими и практически совпадают с контуром Доплера.

Вторая состоит в том, что для длин волн около 15 и 9.6 мкм основной вклад в интеграл (8) вносит идущее снизу излучение атмосферы, которое формируется на высотах ниже 20 км. Это излучение на высотах более 40 км практически постоянно на ширине линий поглощения, в которых нарушается ЛТР. Вклад в интеграл (8) прямого и рассеянного излучения от верхних слоев атмосферы для указанных длин волн пренебрежимо мал.

Для длин волн около 4.3 и 2.7 мкм основной вклад в интеграл (8) вносит прямое солнечное и рассеянное солнечное излучение атмосферы, которое формируется на высотах ниже 20 км. Это излучение также практически постоянно на ширине линий поглощения, в которых нарушается ЛТР. Вклад в интеграл (8) рассеянного верхними слоями атмосферы солнечного излучения для указанных длин волн пренебрежимо мал. В силу перечисленных выше причин для колебательных полос CO_2 и O_3 на высотах более 70 км формулу (8) можно заменить формулой

$$L_{\alpha i}(z) = \frac{1}{2} \int_{-1}^{1} I(z, v, u) du.$$
 (9)

Использование формул (2), (6), (7) и (9) позволяет проводить расчет поля излучения в атмосфере Земли с учетом нарушения ЛТР в колебательных полосах CO_2 и O_3 независимо для каждой частоты.

Авторами данной работы были проведены эталонные расчеты поля собственного излучения атмосферы Земли в приближении горизонтальной однородной атмосферы с разрешением по частоте 0.001 см⁻¹ в интервале высот от поверхности Земли до высоты 100 км. Расчеты проводились с помощью изложенной выше методики учета нарушения ЛТР в колебательных полосах CO_2 с длина-



Рис. 1. Потоки восходящего и нисходящего собственного излучения в частотном диапазоне 500–1000 см⁻¹ (справа) и скорости нагрева–охлаждения атмосферного газа за счет этих потоков (слева), полученные при эталонных расчетах.

ми волн около 15 мкм. Для численного решения уравнение переноса излучения применялся вариант метода дискретных ординат, детально описанный в работе [18]. В расчетах использовались равномерная сетка по высоте с шагом 200 метров и равномерная сетка по зенитным углам с шагом менее 9 градусов, учитывалось молекулярное и аэрозольное рассеяние. В расчетах использовались вертикальные профили температуры и концентраций основных атмосферных газов, рассчитанные по эмпирической модели NRLMSISE-00 для условий июля над северной Атлантикой на широте 55°, а также вертикальные профили объемных долей малых газовых составляющих. Учитывалось наличие в атмосфере трех типов фоновых аэрозолей: континентальные, морские и стратосферные аэрозоли. Оптические параметры этих аэрозолей взяты из работы [19].

На рис. 1 справа представлены потоки восходящего и нисходящего собственного излучения в частотном диапазоне 500-1000 см⁻¹ в безоблачной атмосфере, а слева представлены скорости нагрева-охлаждения атмосферного газа за счет этих потоков, полученные с помощью эталонных расчетов. На рис. 1 видно, что на высотах ниже 62 км имеет место охлаждение, причем на высоте 48 км скорость охлаждения достигает примерно 13 К/сут. Также видно, что на высотах от 62 до 77 км имеет место нагрев, причем максимальная скорость нагрева около 5.5 К/сут достигается на высоте примерно 70 км. На высотах от 77 до 100 км имеет место охлаждение, причем скорость охлаждения не превышает 5.5 К/сут. Полученный вертикальный профиль скорости нагрева-охлаждения атмосферного газа согласуется с результатами расчетов других авторов, в частности, с результатами, представленными в монографии [1]. Расчеты, проведенные без учета нарушения ЛТР дают существенно завышенную скорость нагрева на высотах более 70 км.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе предложен и обоснован метод расчета функции источника излучения в колебательных полосах CO_2 и O_3 с учетом нарушения ЛТР в верхней атмосфере Земли. Этот метод позволяет проводить расчеты поля излучения в атмосфере Земли с высоким разрешением по частоте (Line by Line) независимо для каждого узла сетки по частоте. Также этот метод позволяет строить параметризации оптических параметров атмосферы Земли, с помощью которых можно быстро и точно рассчитывать поля теплового и солнечного излучения в нижней, средней и верхней атмосфере Земли с учетом рассеяния. Метод был проверен с помощью тестовых расчетов и показал свою эффективность.

Работа И.В. Мингалева и К.Г. Орлова выполнена при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-29-03022-мк.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. *Lopez-Puertas M., Taylor F.W.* A non-LTE radiative transfer in the atmosphere. Series on atmospheric, oceanic and planetary physics. V. 3. World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., 2001. 487 p.
- Швед Г.М. Избранные главы динамики атмосферы. СПб: Изд. СПбГУ, 2007.
- Lopez-Puertas M., Rodrigo R., Molina A., Taylor F.W. // J. Atm. Terr. Phys. 1986. V. 48. No. 8. P. 729.
- Lopez-Puertas, M., Rodrigo R., Molina A., Taylor F.W. // J. Atm. Terr. Phys. 1986. V. 48. No. 8. P. 749.
- Lopez-Puertas, M., Zaragoza G., Lopez-Valverde M.A. 1// J. Geoph. Res. 1998. V. 103. No. D7. Art. No. 8499.
- 6. Огибалов В.П., Фомичев В.И., Кутепов А.А. // Изв. РАН. Физ. атм. и океана. 2000. Т. 36. № 4. С. 493.
- 7. Швед Г.М., Степанова Г.И., Кутепов А.А. // Изв АН СССР. Физ. атм. и океана. 1978. Т. 14. № 8. С. 833.
- Швед Г.М., Семенов А.О. // Астр. вестн. 2001. Т. 35. № 3. С. 234.
- 9. Nebel H., Wintersteiner P.P., Picard R.H. et al. // J. Geophys. Res. 1994. V. 99. Art. No. 10409.
- Ogibalov V.P., Kutepov A.A., Shved G.M. // J. Atm. Sol.-Terr. Phys. 1998. V. 60. P. 315.

- 11. Ogibalov V.P. // Phys. Chem. Earth B. 2000. V. 25. P. 493.
- 12. Ogibalov V.P., Shved G.M. // J. Atm. Sol.-Terr. Phys. 2002. V. 64. P. 389.
- Gamache R.R., Hawkins R.L., Rothman L.S. // J. Moll. Spec. 1990. V. 152. P. 205.
- Rothman L.S., Rinsland C.P., Goldman A. et al. // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 1998. V. 60. No. 5. P. 665.
- 15. Rothman L.S., Chance K., Goldman A. // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 2003. V. 82. No. 1–4. P. 5.
- Rothman L.S., Jacquemart D., Barbe A. et al. // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 2005. V. 96. P. 139.
- 17. Rothman L.S., Gordon I.E., Babikov Yet al. // J. Quant. Spectrosc. Rad. Transfer. 2013. V. 130. P. 4.
- 18. Игнатьев Н.И., Мингалев И.В., Родин А.В., Федотова Е.А. // ЖВМ и МФ. 2015. Т. 55. № 10. С. 109.
- McClatchey R.A., Bolle H.-J., Kondratyev K.Ya. A preliminary cloudless standard atmosphere for radiation computation. World Climate Research Programme. International Association for Meteorology and Atmospheric Physics, Radiation Commission. 1986. WCP 112, WMO/TD-No. 24. 60 p.

Accounting for violations of local thermodynamic equilibrium in the upper atmosphere in the vibrational bands of carbon dioxide molecules in the radiation block model of the general circulation of the Earth's atmosphere

I. V. Mingalev^{a, b, *}, K. G. Orlov^a, E. A. Fedotova^a

^aPolar Geophysical Institute, Apatity, 184209 Russia ^bApatity Branch of the Murmansk Arctic State University, Apatity, 184209 Russia *e-mail: mingalev_i@pgia.ru

A method for calculating the solar radiation field in the Earth's atmosphere, taking into account the violation of local thermodynamic equilibrium in the vibrational bands of CO_2 and O_3 , is described. This technique allows performing calculations with high spectral resolution (line by line), as well as constructing parameterizations of the optical parameters of the Earth's upper atmosphere, intended for calculating the solar radiation field.

УДК 53.05

ОЦЕНКА ПОЛОЖЕНИЯ И РАЗМЕРА ОБЛАСТИ РАССЕЯНИЯ АВРОРАЛЬНОГО ХИССА ПО ДАННЫМ ВЫСОКОШИРОТНЫХ НАБЛЮДЕНИЙ В ПРОСТРАНСТВЕННО-РАЗНЕСЕННЫХ ТОЧКАХ

© 2021 г. А. С. Никитенко^{1,} *, О. М. Лебедь¹, Ю. В. Федоренко¹, Ю. Маннинен², Н. Г. Клейменова³, Л. И. Громова⁴

¹Федеральное государственное бюджетное научное учреждение Полярный геофизический институт, Апатиты, Россия ²Геофизическая обсерватория Соданкюля, Соданкюля, Финляндия ³Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики Земли имени О.Ю. Шмидта Российской академии наук, Москва, Россия ⁴Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн имени Н.В. Пушкова Российской академии наук, Москва, Россия *E-mail: alex.nikitenko91@gmail.com Поступила в редакцию 25.09.2020 г. После доработки 20.10.2020 г.

Представлены результаты анализа одновременных наблюдений очень низкочастотных всплесков аврорального хисса в пространственно-разнесенных точках — Баренцбург (Архипелаг Шпицберген), Ловозеро (Кольский полуостров, Россия) и Каннуслехто (Финляндия). Проведено сравнение результатов наблюдений с результатами моделирования распространения аврорального хисса от области генерации до земной поверхности и в волноводе Земля—ионосфера.

DOI: 10.31857/S0367676521030200

введение

В 50-60-х годах прошлого века были предприняты первые попытки исследования особенностей выхода к Земле магнитосферных очень низкочастотных (ОНЧ) (от сотен герц до десятков килогерц) излучений, и было введено понятие области выхода, как некой области пространства, в которой волны покидают нижнюю ионосферу [1]. Эти работы были основаны на предположении о регистрируемом у земной поверхности ОНЧ излучении как сумме плоских волн: падающей и отраженной от бесконечно проводящей земной поверхности. Дальнейшие исследования были направлены на определение положения центра области выхода, игнорируя ее пространственные размеры. Для проведения оценок применялись различные методы: а) метод гониометра [1], б) подход, основанный на измерениях азимутального угла вектора Пойнтинга [2], в) метод определения азимутальных углов, свободный от поляризационной ошибки [3]. Отметим, что при этом не учитывались эффекты распространения волн в нижней ионосфере и волноводе Земля-ионосфера.

Авторы работ [4, 5] впервые измерили скорость пространственного затухания и поляризацию магнитного поля магнитосферных ОНЧ излучений по данным наблюдений на сети пространственно-разнесенных наземных станций. Полученные результаты свидетельствовали о том, что волновое поле ОНЧ излучений на земной поверхности пространственно ограничено. Для объяснения этого в работе [6] была предложена двумерная математическая модель области выхода, в которой падающее излучение рассматривалось в виде гауссова пучка волн. Позже на основе этой модели в работе [7] был разработан метод локализации области выхода ОНЧ волн, основанный на сравнении результатов моделирования и экспериментальных данных.

В работе [8] была предложена следующая схема распространения ОНЧ волн от области их генерации к земной поверхности применительно к излучениям типа аврорального хисса. На высотах в несколько тысяч километров вследствие развития черенковского резонанса электронов происходит генерация квазиэлектростатических волн с большими углами волновых нормалей. В результате рассеяния на мелкомасштабных неоднород-



Рис. 1. Огибающие горизонтальной компоненты магнитного поля H_{τ} , построенные по данным наблюдений в обс. Баренцбург (сплошная линия), обс. Ловозеро (штриховая линия) и Каннуслехто (штрих-пунктирная линия) (*a*); распределения плотности потока энергии по азимутальным углам прихода $p(\varphi)$ вместе с усредненными индексами круговой поляризации P_c , рассчитанные для интервалов *I*) 19:04–19:05 UT и *2*) 19:34–19:35 UT (*б*).

ностях в верхней ионосфере квазиэлектростатические волны преобразуются в моды электромагнитного типа, способные в дальнейшем выйти в атмосферу и достичь земной поверхности. Заметим, что в таком представлении использование понятия области выхода и ее локализации не имеет под собой физического основания. По результатам наземных наблюдений можно судить только об изменениях положения области выхода, а не о причине этих изменений. Более того, вследствие шумовой природы поля ОНЧ излучений типа авроральный хисс, параметры, определяющие положение области выхода этих волн. изменяются во времени случайным образом, что должно быть охарактеризовано плотностями распределений вероятности этих параметров. Однако широко применяемые сегодня методы используют только средние значения параметров, что снижает информативность наземных измерений.

В данной работе проведено исследование азимутальных углов прихода и поляризации ОНЧ излучений типа авроральный хисс [9, 10] на основании анализа плотности распределения абсолютной величины вектора Пойнтинга по измеренным азимутальным углам в пространственно-разнесенных точках в высоких широтах. Для интерпретации результатов наблюдений и локализации области рассеяния ОНЧ волн выполнено моделирование распространения аврорального хисса от области генерации к наземному наблюдателю с учетом отражений от ионосферы и земной поверхности.

АППАРАТУРА

Регистрация горизонтальных компонент магнитного поля H_x , H_y и вертикальной компоненты электрического поля E_z ОНЧ волн проводилась с использованием идентичных систем сбора

ИЗВЕСТИЯ РАН. СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ том 85 № 3 2021

данных в трех пространственно разнесенных точках – Баренцбург (архипелаг Шпицберген, 78.07° с.ш., 14.21° в.д.), Ловозеро (Россия, 67.97° с.ш., 35.02° в.д.) и Каннуслехто (Финляндия, 67.74° с.ш., 26.27° в.д.) (см. рис. 16, 1в). Для измерений компонент H_x и H_y применялись рамочные антенны, а для измерения компоненты E_z – вертикальная дипольная антенна. Перед началом наблюдений была проведена тщательная калибровка антенн. Для калибровки использовалось устройство для измерений амплитудно-частотных характеристик (АЧХ) и фазо-частотных характеристик (ФЧХ) измерительных каналов регистраторов компонент ЭМ поля [11]. Для определения коэффициента передачи магнитных антенн с использованием тороида через их плоскости создавался магнитный поток известной величины. ФЧХ электрической антенны определялась с использованием эквивалента антенны, а АЧХ оценивалась из отношения амплитуд горизонтального магнитного и вертикального электрического поля сигналов, сгенерированных в результате разрядов молний (атмосфериков), на частотах ниже поперечного резонанса волновода Земляионосфера. Каждый приемник обладает точной привязкой к мировому времени [12]. Используемый аналого-цифровой преобразователь (АЦП) работает с частотой дискретизации ~32 кГц. Верхняя регистрируемая частота сигнала составляет 15 кГц. Более подробно особенности регистрирующей аппаратуры описаны в работе [13].

МЕТОД АНАЛИЗА

Для построения амплитудных вариаций компонент поля H_x , H_y и E_z аврорального хисса использовался полосовой фильтр с центральной частотой f_0 , выбранной вблизи максимума интенсивности этих излучений и равной ~8500 Гц, и шириной полосы пропускания $f_{\Delta\omega}$, равной 1000 Гц.

Особенности генерации и распространения аврорального хисса исследовались по результатам анализа распределения плотности потока энергии по азимутальным углам прихода $p(\phi)$ и индексу круговой поляризации магнитного поля P_c . При расчетах $p(\phi)$ использовалось предположение об эргодичности шума, при этом распределение по ансамблю реализаций заменялось распределением по времени [14]. Расчет усредненного индекса круговой поляризации P_c был выполнен по методике, описанной в работе [15]. Индекс круговой поляризации P_c принимает значения от -1до 1. Значение $P_c > 0$ означает, что вектор магнитного поля вращается в том же направлении, что и электроны в магнитном поле, и поляризация правая. При $P_c < 0$ вращение происходит в обратном направлении и поляризация левая. Если $|P_c| = 1$, вектор магнитного поля описывает окружность и, соответственно, поляризация круговая. При $P_c = 0$ поляризация линейна. Мгновенные значения индекса Р_с мало изменяются во времени, поэтому далее распределение *P_c* не рассматривалось.

МОДЕЛИРОВАНИЕ

Мы использовали численную модель распространения аврорального хисса от области генерации до земной поверхности, разработанную нами в работе [14]. Эта модель включает рассмотренное в работе [8] распространение ОНЧ волн в отсутствие дактов – областей, вытянутых вдоль линий магнитного поля, с повышенной или пониженной концентрацией заряженных частиц. В потоке электронов, пространственно-ограниченном гауссовой функцией, происходит генерация квазиэлектростатических волн. Область, занятая мелкомасштабными неоднородностями, на которых происходит рассеяние квазиэлектростатических волн, задается гауссовой плотностью распределения вариаций электронной концентрации N_e снулевым средним и стандартным отклонением в 1-10% от N_e и пространственной корреляционной функцией с радиусом корреляции порядка нескольких десятков метров в горизонтальной плоскости. Для описания рассеяния волн используется борновское приближение [16]. Расчет распространения квазиэлектростатических волн от области генерации до области рассеяния и рассеянных волн до земной поверхности проводится в приближении плоскослоистой среды путем решения волнового уравнения в каждом слое. Для поиска решения используется полно-волновой метод [17]. Модель ионосферы взята из работы [14].

АНАЛИЗ УГЛОВ ПРИХОДА И ПОЛЯРИЗАЦИИ АВРОРАЛЬНОГО ХИССА

В качестве примера рассмотрим один из типичных случаев наблюдения всплесков аврорального хисса 3 февраля 2019 г., зарегистрированных на станциях Баренцбург (ВАВ), Ловозеро (LOZ) и Каннуслехто (КАN) в 18:30–20:00 UT. На рис. 1*а* показаны рассчитанные огибающие, т.е. временные вариации горизонтальной компоненты магнитного поля $H_{\tau} = \sqrt{H_x^2 + H_y^2}$, аврорального хисса в выбранной полосе частот. С 18:50 до 19:17 UT всплеск аврорального хисса наблюдался только в ВАВ, а с 19:25 по 19:50 UT отмечалась последовательность похожих всплесков на всех трех станциях.

На рисунке 16 приведены карты распределений $p(\phi)$, рассчитанных для двух интервалов 19:04-19:05 UT и 19:34-19:35 UT, вместе с усредненными за эти интервалы значениями индекса круговой поляризации магнитного поля Р. По данным наблюдений в ВАВ в первом интервале индекс круговой поляризации был равен 0.3, а максимум распределения $p(\phi)$ указывал на югозапад с разбросом по углам около 30-40 градусов (рис. 16). Правая круговая поляризация аврорального хисса свидетельствовала о том, что рассеянные волны распространялись в ионосфере к Земле на так называемой моде вистлеров [18], моде электромагнитного типа, способной выйти в атмосферу и достичь земной поверхности. После выхода волн из ионосферы, за счет отражений от Земли и от анизотропной ионосферы, правая круговая поляризация трансформировалась в линейную. Небольшие положительные значения индекса круговой поляризации позволили предположить, что проекция области рассеяния на земную поверхность находилась на расстоянии порядка 300-400 км от ВАВ в направлении на юго-запад. Отсутствие излучений в LOZ и KAN, по-видимому, вызвано большим затуханием при распространении волн в волноводе Земля-ионосфера.

Начиная примерно с 19:25 UT, всплеск аврорального хисса наблюдался во всех трех точках (интервал 2 на рис. 1*a*). Максимум распределения $p(\varphi)$ в ВАВ (рис. 1*б*) указывал на юго-запад с меньшим, чем в интервале 1, разбросом по углам в 10–15 градусов, а индекс круговой поляризации P_c был равен 0.19. Следовательно, практически линейно поляризованные волны приходили в точку наблюдений с юго-запада. В КАN максимум распределения с разбросом около 40–50 градусов указывал на запад-юго-запад. Индекс круговой поляризации P_c был равен 0.48, т.е. поляризация волн была правой эллиптической. Распределение $p(\varphi)$ в LOZ имеет значительно меньший разброс по углам, а его максимум указывает также на запад-



Рис. 2. Модельные распределения на земной поверхности горизонтальной компоненты магнитного поля H_{τ} и индекса круговой поляризации магнитного поля P_c вместе с распределениями $p(\phi)$ (рисунки справа), полученные для интервала 1 (a, δ) и интервала 2 (e, c). Знак "+" показывает центр засвечиваемого на земной поверхности пятна, знаком "×" обозначена широта, на которой происходит генерация электростатических волн, штриховой линией показана проекция области рассеяния на земную поверхность; стрелками обозначено направление, обратное направлению усредненного вектора Пойнтинга.

юго-запад. Поляризация магнитного поля близка к линейной — $P_c = 0.18$.

ОЦЕНКА ПОЛОЖЕНИЯ РАССЕИВАЮЩЕЙ ОБЛАСТИ

Для объяснения результатов наблюдений было проведено моделирование распространения аврорального хисса от области генерации до земной поверхности, в предположении что область рассеяния волн находилась на высоте ~2000 км. Использовались параметры ионосферы, соответствующие 3 февраля 2019 г. 19:00 UT. Для того, чтобы воспроизвести наблюдаемые на станциях распределение $p(\varphi)$ и индекс круговой поляризации P_c , мы подбирали положение и поперечный размер области рассеяния. Максимум двумерной гауссовой функции, описывающей форму области рассеяния в проекции на плоскость, параллельную земной поверхности, и область генерации квазиэлектростатических волн, расположенная значительно выше области рассеяния, находятся на одной силовой линии геомагнитного поля.

Результаты моделирования для интервала 1, наилучшим образом описывающие результаты измерений, приведены на рисунке 2. В пределах засвечиваемого на земной поверхности "пятна", где наблюдается наибольшая интенсивность поля (рис. 2a), направления, обратные направлению усредненного вектора Пойнтинга, указывают на максимум интенсивности. Индекс круговой поляризации в пределах "пятна" положителен и близок к единице, что свидетельствует о выраженной правой поляризации магнитного поля. Положение "пятна" и проекции на земную поверхность области рассеяния не совпадают вследствие отклонения силовой линии магнитного поля от вертикали. При удалении на 400-500 км от центра "пятна" наблюдается резкое уменьшение интенсивности поля, отклонение вектора Пойнтинга от направления на максимум интенсивности здесь может составлять 30-40 градусов, поляризация сменяется сначала на линейную, а затем на левую. Размер области рассеяния составляет около 100 км. Эта величина и положение области рассеяния оценены при сравнении полученных при моделировании распределения $p(\phi)$, индекса P_c и интенсивности магнитного поля в KAN и LOZ относительно ВАВ с результатами измерений. Отметим, что в этом случае модель предсказывает значение интенсивности магнитного поля в КАМ и LOZ на 15-17 дБ ниже, чем в ВАВ. В реальных условиях эта величина сравнима с интенсивностью шума волновода Земля-ионосфера, что объясняет отсутствие всплеска аврорального хисса в КАN и LOZ.

Результаты моделирования для интервала 2 показаны на рис. 2*в*, 2*г*. Величины $p(\phi)$ и P_c и отношение интенсивностей ОНЧ излучений в КАМ и LOZ удалось воспроизвести с приемлемой точностью при положении рассеивающей области, представленном на рис. 26, 2г. Однако, нам не удалось подобрать положение и размеры единственной рассеивающей области, при которых результаты моделирования соответствовали бы измеренным на всех трех станциях величинам. Можно предположить, что в интервале времени 2 на станциях KAN и LOZ регистрировался сигнал от одной рассеивающей области, а на станции ВАВ – от другой. Синхронное начало всплесков в 19:25 UT свидетельствует о том, что выходящие к наземному наблюдателю ОНЧ волны образовались в результате рассеяния единственного пакета электростатических волн на двух или нескольких кластерах неоднородностей.

выводы

Выполнен анализ одновременных наблюдений аврорального хисса 3 февраля 2019 г. в трех пространственно-разнесенных точках - обс. Баренцбург (архипелаг Шпицберген), Каннуслехто (Финляндия) и обс. Ловозеро (Россия). Обнаружены случаи, когда излучения регистрировались только в обс. Баренцбург и случаи, когда всплески аврорального хисса наблюдались на всех трех станциях одновременно. Проведена интерпретация полученных результатов с использованием разработанной нами модели [14] распространения аврорального хисса от области генерации до земной поверхности. Показано, что всплеск аврорального хисса, наблюдаемый только в обс. Баренцбург в 18:50-19:17 UT, по-видимому, обусловлен существованием рассеивающей области относительно небольших размеров к юго-западу от точки наблюдений. Появление всплесков аврорального хисса одновременно на всех трех точках в 19:25 UT, может быть результатом одновременного существования двух рассеивающих областей мелкомасштабных неоднородностей электронной концентрации, расположенных на разных широтах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Bullough K., Sagredo J.L. // Planet. Space Sci. 1973. V. 21. No. 6. P. 899.
- Leavitt M.K. // Stanford Electron. Lab. USA. Technical Report. 1975. V. 3456–2. P. 167.
- Tsuruda K., Ikeda M. // J. Geophys. Res. 1979. V. 84. No. A9. P. 5325.
- 4. *Tsuruda K., Machida S., Terasawa T. et al.* // J. Geophys. Res. 1982. V. 87. No. A2. Art. No. 742.
- Machida S., Tsuruda. K. // J. Geophys. Res. 1984. V. 89. No. A3. Art. No. 1675.
- Nagano I., Mambo M., Shimbo T., Kimura I. // Mem. Nat. Inst. Polar Res. Spec. Issue. 1986. V. 42. P. 34.
- Ozaki M., Yagitani S., Nagano I. et al. // Polar Sci. 2008. V. 2. No. 4. P. 237.
- Sonwalkar V.S., Harikumar J. // J. Geophys. Res. 2000. V. 105. No. A8. Art. No. 18867.
- 9. Пильгаев С.В., Федоренко Ю.В., Клейменова Н.Г. и др. // Геомагн. и аэроном. 2020. Т. 60. № 2. С. 216; Pilgaev S.V., Fedorenko Yu.V., Kleimenova N.G. et al. // Geomagn. Aeron. 2020. V. 60. No. 2. P. 212.
- Manninen J., Kleimenova N., Kozlovsky A. et al. // Geophys. Res. Let. 2020. V. 47. Art. No. e2019GL086285.
- Пильгаев С.В., Ларченко А.В., Филатов М.В. и др. // ПТЭ. 2018. Т. 61. № 6. С. 49; Pilgaev S.V., Larchenko A.V., Filatov M.V. et al. // Instr. Exper. Tech. 2018. V. 61. No. 6. P. 809.
- Филатов М. В., Пильгаев С.В., Федоренко Ю.В. // ПТЭ. 2011. Т. 54. № 3. С. 73; Filatov M.V., Pilgaev S.V., Fedorenko Yu.V. // Instr. Exper. Tech. 2011. V. 54. No. 3. P. 361.
- Fedorenko Y., Tereshchenko E., Pilgaev S. et al. // Radio Sci. 2014. V. 49. P. 1254.

2021

- Лебедь О.М., Федоренко Ю.В., Маннинен Ю. и др. // Геомагн. и Аэроном. 2019. Т. 59. № 5. С. 618; Lebed O.M, Fedorenko Yu.V., Manninen J. et al. // Geomagn. Aeron. 2019. V. 59. No. 5. P. 577.
- 15. *Рытов С.М.* Введение в статистическую радиофизику. М.: Наука, 1976.
- Lehtinen, N.G., Marshall R.A., Inan U.S. // J. Geophys. Res. 2010. V. 115. Art. No. A00E40.
- 17. Lehtinen N.G., Inan U.S. // J. Geophys. Res. 2008. V. 113. Art. No. A06301.
- 18. *Budden K.G.* The propagation of radio waves: The theory of radio waves of low power in the ionosphere and magnetosphere. Cambridge University Press, 1985.

Localization of the scattering area of the auroral hiss by ground-based multipoint measurements at high latitudes

A. S. Nikitenko^{*a*, *}, O. M. Lebed^{*a*}, Yu. V. Fedorenko^{*a*}, J. Manninen^{*b*}, N. G. Kleimenova^{*c*}, L. I. Gromova^{*d*}

^aPolar Geophysical Institute, Apatity, 184209 Russia ^bSodankylä Geophysical Observatory, Sodankylä, FIN-99600 Finland

^cSchmidt Institute of Physics of the Earth. Russian Academy of Sciences. Moscow, 123995 Russia

^dPushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere, and Radio Wave Propagation, Moscow, 108840 Russia *e-mail: alex.nikitenko91@gmail.com

We present the results of simultaneous observations of the auroral hiss at three points: Barentsburg (Spitsbergen archipelago), Lovozero (Kola Peninsula), and Kannuslehto (Northern Finland). We compared the observational results with the results of modeling of the propagation of the auroral hiss from the source region to the ground. УДК 550.385.37:537.8:533.951.3

ПРОТОННЫЕ ВЫСЫПАНИЯ И ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ИОННО-ЦИКЛОТРОННЫЕ ВОЛНЫ, ОБУСЛОВЛЕННЫЕ СУББУРЕВОЙ ИНЖЕКЦИЕЙ

© 2021 г. Т. А. Попова^{1, *}, А. Г. Демехов¹, А. Г. Яхнин¹

¹Федеральное государственное бюджетное научное учреждение Полярный геофизический институт, Апатиты, Россия *E-mail: tarkada@yandex.ru Поступила в редакцию 25.09.2020 г. После доработки 20.10.2020 г. Принята к публикации 27.11.2020 г.

На примере отдельного события проанализировано соотношение между параметрами электромагнитных ионно-циклотронных волн в магнитосфере Земли и параметрами захваченных и высыпающихся ионов кольцевого тока. Показано соответствие наблюдаемых энергий и степени изотропии потоков протонов на малых высотах результатам расчетов коэффициента питч-угловой диффузии по данным о параметрах ионно-циклотронных волн.

DOI: 10.31857/S0367676521030212

введение

Развитие суббури оказывает большое влияние на динамику процессов, происходящих в магнитосфере Земли. Одним из важных факторов суббуревой активности является инжекция частиц горячей плазмы из хвоста во внутреннюю магнитосферу. В ходе магнитного дрейфа такие частицы формируют кольцевой ток и пополняют радиационные пояса. Протоны кольцевого тока могут вступать в резонансное взаимодействие с электромагнитными ионно-циклотронными (ЭМИЦ) волнами. При благоприятных условиях (наличие поперечной питч-угловой анизотропии и повышенных потоков энергичных протонов, достаточно высокая концентрация холодной плазмы [1]) это взаимодействие приводит к развитию ионно-циклотронной (ИЦ) неустойчивости. В этом случае интенсивность ЭМИЦ волн нарастает, а поперечная энергия протонов уменьшается, что приводит к их попаданию в конус потерь и высыпанию в атмосферу. Такие высыпания являются одним из механизмов потерь частиц кольцевого тока.

Процесс взаимодействия ЭМИЦ волн с протонами кольцевого тока исследовался во многих работах, например, [2, 3]. Как правило, используется квазилинейная теория [4, 5], предполагающая диффузионное движение частиц в пространстве скоростей и, в частности, диффузию по питч-углам. Важную информацию об этом процессе можно получить из сопоставления данных магнитосферных и низкоорбитальных спутников [6–8].

В работе [9] проанализированы несколько событий по данным спутников THEMIS и подтверждено, что генерация ЭМИЦ волн и высыпания энергичных протонов в сопряженных областях имеют общий источник в месте развития ионноциклотронной неустойчивости.

Количественной характеристикой взаимодействия протонов с волнами является коэффициент питч-угловой диффузии, который можно рассчитать на основании данных о спектре волн, параметрах плазмы и магнитного поля. В случаях сопряженных пролетов магнитосферных и низкоорбитальных спутников можно сопоставить полученную при расчетах резонансную энергию с энергией высыпающихся частиц [10].

В данной работе рассмотрено событие, когда регистрация ЭМИЦ волн в магнитосфере сопровождалась измерениями потоков протонов на высотах 800 км с хорошим пространственным сопряжением спутников. Особенностью события является то, что наблюдения проводились в вечернем секторе недалеко от области инжекции протонов на ночной стороне.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ДАННЫЕ СПУТНИКОВЫХ ПРИБОРОВ

Использовались данные магнитосферного (Van Allen Probe-B) и низкоорбитального (MetOp-2) спутников, расположенных в сопряженных областях магнитосферы и ионосферы во время регистрации данного события. Спутники Van Allen Probes (VAP-A и VAP-B, http://vanallenprobes.jhuapl.edu/) – два идентичных спутника, имевших эллиптическую орбиту с апогеем приблизительно 5.8 R_E (R_E – радиус Земли) вблизи плоскости геомагнитного экватора и период обращения 9 ч. На

этих спутниках имелся прибор EMFISIS (Electric and Magnetic Field Instrument Suite and Integrated Science). который измерял магнитное поле в широком диапазоне частот, в частности колебания с частотами до 32 Гц [11]. Концентрация холодной плазмы оценивалась исходя из потенциала спутника (прибор EFW, Electric Field and Waves Suite) с разрешением в 1 секунду [12]. Инструмент HOPE (Helium Oxygen Proton Electron) измерял потоки электронов, протонов и ионов гелия и кислорода с энергиями от 20 эВ до 45 кэВ. Прибор **RBSPICE** (Radiation Belt Storm Probes Ion Composition Experiment) также измерял потоки заряженных частиц на разных питч-углах, но в диапазонах энергий от 20 кэВ до 1 МэВ для ионов и от 25 кэВ до 1 МэВ лля электронов.

Спутник MetOp-2 входит в состав миссии, включающей спутники NOAA/POES и MetOp, которые находятся на орбитах с высотой около 800 км (https://www.ngdc.noaa.gov/stp/satellite/poes/). Эти спутники перекрывают широкий диапазон местного магнитного времени (MLT), обращаясь вокруг Земли примерно за 100 минут. Спутники оснащены идентичными приборами MEPED (Medium Energy Proton and Electron Detector). Прибор MEPED регистрирует потоки протонов в шести диапазонах энергий: 30-80, 80-240, 240-800, 800-2500, 2500-6900 и более 6900 кэВ. Частины дифференцируются на захваченные и высыпающиеся с помощью двух детекторов, направленных перпендикулярно друг другу. Один из них (0°), направленный в локальный зенит, на широтах выше 50° измеряет частицы в конусе потерь высыпающиеся протоны, а второй (90°) измеряет поток захваченных протонов. В диапазоне энергий до 20 кэВ измерения проводятся с помощью прибора TED (Total Energy Detector). Кроме полного потока энергии протонов в диапазоне 0.05-20 кэВ, рассчитываемого на борту, в набор параметров. перелаваемых телеметрией спутника. входят дифференциальные потоки на энергиях 189, 844, 2595, и 7980 эВ. Подробное описание приборов и их характеристик приведено в работе [13].

НАБЛЮДЕНИЯ ВО ВРЕМЯ СУББУРИ

На рис. 1 в координатах L-MLT (L — расстояние до вершины силовой трубки в радиусах Земли) показаны проекции траекторий спутников VAP-A и VAP-B в интервале 16—17 UT 1 декабря 2018 г. и проекция траектории спутника MetOp-2 в интервале 16:48—16:53 UT. Начало суббуревой активности было зарегистрировано магнитометром высокоширотной обсерватории Диксон около 16:14 UT (данные, полученные в Арктическом и Антарктическом Научно-Исследовательском Институте Росгидромета, взяты на сайте http://supermag.jhuapl.edu/). Наземная станция находилась на ночной стороне магнитосферы — около 22 ч MLT. Магнитограмма этой станции показана на рис. 2*a*.



Рис. 1. Карта траекторий спутников VAP-A, VAP-B (черным цветом) в интервале 16:00-17:00 UT и MetOp-2 (серым цветом) в интервале 16:48-16:53 UT в координатах L – MLT. Стрелки на траекториях указывают направление движения.

Изображения авроральных сияний (здесь не приводятся, см. http://ssusi.jhuapl.edu), полученные низкоорбитальным спутником DMSP (Defense Meteorological Satellite Program) в два момента времени (16:25 и 16:47 UT), свидетельствуют о том, что область активных полярных сияний была протяженной по долготе и уже вскоре после начала суббури охватывала долготный сектор пролета спутника VAP-A (MLT = 21.4-22.1), на котором была зарегистрирована инжекция энергичных (десятки кэВ) протонов. Подобная инжекция, но с задержкой по времени, была зарегистрирована и на спутнике VAP-B, который в это время был в секторе 19.8–20.3 MLT вне области суббури.

НАБЛЮДЕНИЯ ВОЛН И ЧАСТИЦ В МАГНИТОСФЕРЕ

На рис. 2а серым прямоугольником отмечен временной интервал 16:18-16:50 UT, когда прибор EMFISIS на спутнике VAP-В зарегистрировал ЭМИЦ волны (рис. 26). Волны с максимальными амплитудами наблюдаются на частотах между гирочастотами гелия и кислорода, в т.н. "гелиевой" полосе. Поскольку спутник находится на довольно большом расстоянии от Земли, эта полоса находится на низких частотах ($f < 0.5 \Gamma \mu$), и ЭМИЦ волны частично зашумлены широкополосными всплесками. Одновременно с началом интенсивных ЭМИЦ волн видна инжекция (всплеск потока) протонов в диапазоне энергий 50–100 кэВ (рис. 2*в*), регистрируемая прибором RBSPICE. В популяции инжектированных частиц наблюдается отчетливая дисперсия по энергиям, т.е. со време-



Рис. 2. a - Измерения трех компонент магнитного поля Земли по данным обсерватории Диксон за период 15:00–19:00 UT (компонента Z показана пунктирной линией, компоненты E и N - серой и черной сплошными линиями соответственно). Серым прямоугольником выделен интервал времени 16:18–16:50 UT, когда спутник VAP-B регистрировал ЭМИЦ волны. На панелях $\delta - e$ показаны измерения спутника VAP-B: $\delta -$ спектрограмма поперечной компоненты магнитного поля (черная линия показывает гирочастоту ионов водорода, две белые линии – гирочастоты ионов He⁺ (выше) и O⁺ (ниже)); e, e - распределение потоков ионов (J) с питч-углом 90° по энергиям (E) в диапазонах 40–200 и 0.01–60 кэВ соответственно.

нем на спутник приходят частицы все меньших энергий. Это указывает на то, что облако инжектированных частиц появилось в окрестности спутника в результате дрейфа из ночного сектора. К 17 UT в этой популяции остались протоны с энергиями 30–50 кэВ. По данным инструмента НОРЕ наблюдаются еще две популяции протонов, которые можно интерпретировать как внешнюю часть кольцевого тока с энергиями 2–30 кэВ и внутреннюю часть плазменного слоя, образованную протонами малых (10–100 эВ) энергий. По-видимому, спутник находится на границе этих популяций. Действительно, резкое возрастание потока и энергии протонов плазменного слоя в 16:48 UT, которое соответствует смещению плазменного слоя к Земле, сопровождается исчезновением ча-



Рис. 3. *а* – Концентрация холодной плазмы (n_c); δ – зависимость от времени энергетического спектра коэффициента питч-угловой диффузии протонов; e – параметр *z*, пунктиром показан уровень со значением 1.

стиц внешнего кольцевого тока (рис. 2г). При этом частицы с энергиями 30–50 кэВ на смещение плазменного слоя практически не реагируют. Это, по-видимому, означает, что инжекция охватывает не только внешнюю часть кольцевого тока, но и внутреннюю часть плазменного слоя.

Из рис. За видно, что в период регистрации ЭМИЦ волн спутник находился в области довольно плотной холодной плазмы, т.е. в плазмосфере, а около 16:48 UT пересек плазмопаузу. В это же время прекратилась и регистрация ЭМИЦ волн на спутнике. Это говорит о том, что область генерации ограничена плазмосферой, но не простирается в плазменный слой.

Энергетические спектры протонов, представленные на рис. 2*в* и 2*г*, определены для протонов с питч-углом 90°. Появление на спутнике частиц с меньшими питч-углами (данные не показаны) запаздывает относительно времени появления 90-градусных протонов, что подтверждает дрейф облака протонов из ночного сектора. Распределение инжектированных протонов по питч-углам во время наблюдения ЭМИЦ волн имеет выраженный максимум на углах, близких к 90°.

КОЭФФИЦИЕНТ ПИТЧ-УГЛОВОЙ ДИФФУЗИИ ДЛЯ ЭМИЦ ВОЛН

Одним из следствий резонансного взаимодействия протонов дрейфующего потока с ЭМИЦ волнами является рассеяние частиц в конус потерь, описываемое квазилинейной теорией [например, 14]. Количественную оценку этому рассеянию можно дать, рассчитав коэффициент питч-угловой диффузии (*D*αα). В работе [15] подобный расчет проведен для событий, наблюдаемых по данным спутников THEMIS. В этой же работе приводится методика расчета.

На рис. Зб показан результат расчета коэффициента питч-угловой диффузии для рассматриваемого события. По данным VAP-В были определены спектральная плотность мощности ЭМИЦ волн, величина магнитного поля, ионный состав и концентрация холодной плазмы (рис. 3а), необходимые для вычислений. Ионный состав определен по данным НОРЕ, т.е. для частиц с энергиями выше 30 эВ, и результат распространен на холодную плазму. Из представленного результата видно, что энергии, которые соответствуют максимальным значениям *D*αα, не остаются постоянными на протяжении времени регистрации волн. В начале события в 16:18-16:21 UT интенсивный всплеск, на частоте чуть ниже гирочастоты He+ (см. спектрограмму на рис. 26) вызывает наибольшее рассеяние частиц с резонансными энергиями порядка нескольких кэВ. Начиная с 16:23 UT, генерируемым ЭМИЦ волнам соответствуют энергии 3-20 кэВ, а к концу интервала наблюдения волн они составляют 3-40 кэВ.

В результате рассеяния в конус потерь в магнитосфере в магнитосопряженных областях ионосферы северного и южного полушарий Земли мы можем ожидать увеличение потоков высыпающихся протонов в этих же диапазонах энергий.



Рис. 4. a – Профиль интенсивности потока захваченных (серая линия) и высыпающихся (черная линия) протонов для прибора MEPED в канале P1 (энергии 30–80 кэВ), измеренные на спутнике MetOp-2 во время пролета, показанного на рис. 1; δ – спектр потока протонов в момент времени 16:51 UT по данным приборов MEPED и TED спутника MetOp-2.

НАБЛЮДЕНИЯ ПОТОКОВ ПРОТОНОВ В ИОНОСФЕРЕ

На рис. 4а показаны наблюдения потоков протонов на борту спутника MetOp-2. Известно, что высыпания, связанные с ЭМИЦ волнами, наблюдаются к экватору от границы изотропии потоков, т.е. границы, отделяющей область изотропных потоков на более высоких широтах от области на низких широтах, где преобладают захваченные частицы [16]. В данном случае эту границу определить непросто, поскольку, как часто бывает в вечернем-ночном секторе [9], высыпания в анизотропной зоне примыкают к границе изотропии. Тем не менее, по характеру вариаций потоков захваченных и высыпающихся частиц можно предположить, что она находится не ниже, чем L = 6. Это согласуется с тем, что в районе спутника VAP-B, находившегося в это время примерно на L = 6, питч-угловые распределения энергичных протонов в это время были в основном анизотропны. На меньших L-оболочках потоки имеют характерный для анизотропной зоны вид всплесков, особенно для высыпающихся частиц. Область высыпаний, связанных с ЭМИЦ волнами, простирается от границы изотропии вглубь магнитосферы до $L \approx 4.5$ (рис. 4*a*).

По измерениям дифференциального потока протонов в трех первых каналах прибора MEPED (в остальных каналах высыпания были пренебрежимо малы) и четырех каналах прибора TED были построены энергетические спектры протонов в области высыпаний, связанных с ЭМИЦ волнами. Пример такого спектра для момента 16:51 UT показан на рис. 46. Видно, что в спектре присутствует пик на энергии около 10 кэВ. Положение этого пика согласуется с областью резонансных энергий, соответствующих максимуму рассчитанного по данным VAP-В коэффициента питч-угловой диффузии. Подобный вид спектра с некоторыми вариациями высоты пика и ширины спектра наблюдался в течение всего пролета MetOp-2 в области высыпаний в анизотропной зоне.

ОБСУЖДЕНИЕ

Качественное сопоставление наблюдений ЭМИЦ волн в приэкваториальной магнитосфере с измерениями потоков частиц на низкоорбитальных спутниках проводилось в работе [9], где было показано, что на малых высотах в области, сопряженной с генерацией волн, наблюдаются высыпания энергичных протонов. Здесь мы подтвердили это на примере наблюдений ЭМИЦ волн на спутнике VAP-В и высыпаний частиц на низкоорбитальном спутнике MetOp-2 и показали, что рассчитанный диапазон резонансных энергий протонов согласуется с энергетическим спектром высыпающихся протонов.

Максимальные значения коэффициента диффузии на протяжении 16:18-16:50 UT лежат в диапазоне 0.006-0.451 с⁻¹, т.е. характерное время диффузии составляет от 2 до 166 секунд. Такой широкий диапазон значений обусловливает наличие двух режимов диффузии: сильной, когда конус потерь непрерывно заполняется и распределение потоков приближается к изотропному, и слабой, когда конус потерь опустошается быстрее, чем частицы успевают наполнить его вследствие питч-угловой диффузии. Можно ввести параметр z, который меньше 1 для сильной диффузии и больше 1 для слабой [1, 4, 10, 14]. Здесь формула для вычисления z не приводится для краткости. Результат расчета *z* показан на рис. 3*в*, где видно чередование режимов диффузии. Потоки захваченных и высыпающихся протонов во всплесках экваториальнее границы изотропии на рис. 4а практически равны, что полтверждает режим сильной диффузии в области источника волн.

Генерация волн в магнитосфере совпала с появлением на спутнике VAP-В повышенного потока энергичных протонов с энергиями >40 кэВ (рис. 2). Дисперсия частиц по энергиям и питчуглам указывает на то, что они дрейфовали из области развития суббури в ночном секторе. Области инжекции и генерации волн, по-видимому, занимали довольно широкий диапазон L-оболочек. Судя по высыпаниям протонов, экваториальная граница этого диапазона находится на L = 4.5 (рис. 4), а приполюсная граница — около L = 6. Здесь же находилась плазмопауза (рис. 2). Таким образом, генерация волн произошла внутри плазмопаузы, в области, где резко возрос поток горячих протонов с поперечной анизотропией. т.е., где выполнены vсловия генерации ЭМИЦ волн [4]. Окончание регистрации ЭМИЦ волн при выходе спутника за пределы плазмосферы согласуется с представлением о том, что наличие достаточно плотной холодной плазмы или градиента плотности играет важную роль в генерации ЭМИЦ волн и их дальнейшем эффективном взаимодействии с заряженными частицами [17].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотренный случай является примером взаимосвязи ЭМИЦ-волн и протонных высыпаний. На основании данных о параметрах плазмы, магнитного поля и частотного спектра волн получены резонансные энергии частиц, рассеиваемых ЭМИЦ волнами в конус потерь, и коэффициент питч-угловой диффузии вблизи конуса потерь. Во время сопряженного пролета низкоорбитального спутника зарегистрированы высыпания экваториальнее "изотропной границы" на энергиях, соответствующих диапазону максимумов коэффициента питч-угловой диффузии. Равенство потоков захваченных и высыпающихся частиц согласуется с достаточно большой величиной рассчитанного коэффициента диффузии.

Авторы благодарят создателей спутников Van Allen Probes и разработчиков инструментов за возможность свободного использования данных (EMFISIS – Крэйг Клетцинг, EFW – Джон Вайгант, HOPE – Джефф Ривс, RBSPICE – Луис Ланцеротти), NOAA за свободный доступ к данным спутников POES на сайте (https://www.ngdc.noaa.gov/stp/satellite/poes/), лабораторию прикладной физики университета Джона Хопкинса за предоставление данных со спутника DMSP (http://ssusi.jhuapl.edu) и данных наземных магнитометров на сайте http://supermag.jhuapl.edu.

Работа выполнена в рамках темы государственного задания ПГИ (№ АААА-А18-118012490100-7).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Bespalov P.A., Trakhtengerts V.Yu. // Rev. Plasma Phys. 1986. V. 10. P. 155.
- 2. Bespalov P.A., Demekhov A.G., Grafe A., Trakhtengerts V.Yu. // Ann. Geophys. 1994. V. 12. P. 422.
- 3. *Wang X.Y., Huang S.Y., Allen R.C. et al.* // J. Geophys. Res. Space Phys. 2017. V. 122. Art. No. 8228.
- Kennel C.F., Petschek H.E. // J. Geophys. Res. 1966. V. 71. No. 1. P. 1.
- Cornwall J.M., Coroniti F.V., Thorne R. // J. Geophys. Res. 1970. V. 75. P. 4699.
- 6. Яхнин А.Г., Титова Е.Е., Демехов А.Г. и др. // Геомаг. и аэроном. 2019. Т. 59. № 6. С. 714; Yahnin A.G., Titova E.E., Demekhov A.G. et al. // Geomag Aeron. 2019. V. 59. No. 6. Р. 668.
- Zhang Y., Shi R., Ni B. et al. // Adv. Space Res. 2017. V. 59. P. 1568.
- Summers D., Shi R., Engebretson M.J. et al. // J. Geophys. Res. Space Phys. 2017. V. 122. Art. No. 10129.
- Попова Т.А., Яхнин А.Г., Демехов А.Г., Черняева С.А. // Геомаг. и аэроном. 2018. Т. 58. № 4. С. 484; Ророva Т.А., Yahnin A.G., Demekhov A.G., Chernyaeva S.A. // Geomag. Aeron. 2018. V. 58. No. 4. Р. 469.
- Popova T., Lyubchich A., Demekhov A., Yahnin A. Problems of Geocosmos–2018. Springer Proceedings in Earth and Environmental Sciences. 2020. P. 309.
- Kletzing C., Kurth W., Acuna M. et al. // Space Sci. Rev. 2013. V. 179. No. 1–4. P. 127.
- Wygant J., Bonnell J., Goetz K. et al. // Space Sci. Rev. 2013. V. 179. No. 1–4. P. 183.
- 13. Evans D.S., Greer M.S. NOAA Tech. Memo version 1.4. 2004.
- Трахтенгерц В.Ю., Райкрофт М. Дж. Свистовые и альфвеновские циклотронные мазеры в космосе. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2011. 344 с.
- Попова Т.А., Любчич А.А., Демехов А.Г., Яхнин А.Г. // Тр. Кольск. науч. центра РАН. Гелиогеофизика. 2018. Т. 5. № 9. С. 45.
- Yahnin A.G., Yahnina T.A. // J. Atm. Solar-Terr. Phys. 2007. V. 69. P. 1690.
- 17. Yahnin A.G., Yahnina T.A., Frey H., Pierrard V. // J. Atm. Solar-Terr. Phys. 2013. V. 99. P. 61.

Proton precipitations and EMIC waves related to the substorm injection

T. A. Popova^{a, *}, A. G. Demekhov^a, A. G. Yahnin^a

^aPolar Geophysical Institute, Apatity, 184209 Russia *e-mail: tarkada@vandex.ru

By using a case study, we analyze the relationship between the parameters of electromagnetic ion cyclotron waves in the Earth's magnetosphere and the parameters of trapped and precipitated ring current ions. We demonstrate an agreement of the observed energies and the isotropy of precipitated protons at low altitudes to the results of calculations of the pitch-angle diffusion coefficient.

УДК 550.388.2:551.510.535

ВЛИЯНИЕ ГОРИЗОНТАЛЬНОГО ВЕТРА НА ОРИЕНТАЦИЮ ПОПЕРЕЧНОЙ АНИЗОТРОПИИ МЕЛКОМАСШТАБНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ В *F*-ОБЛАСТИ СРЕДНЕШИРОТНОЙ ИОНОСФЕРЫ (ПО ДАННЫМ Г. МОСКВА)

© 2021 г. Н. Ю. Романова*

Федеральное государственное бюджетное научное учреждение Полярный геофизический институт, Мурманск, Россия *E-mail: romanova@pgi.ru Поступила в редакцию 25.09.2020 г. После доработки 20.10.2020 г. Принята к публикации 27.11.2020 г.

Исследованы поперечно-анизотропные мелкомасштабные неоднородности электронной плотности в *F*-области среднеширотной ионосферы. Сопоставление с моделью HWM07 показало, что ориентация поперечной анизотропии неоднородностей соответствует направлению горизонтального ветра, а неоднородности расположены на различных высотах *F*-области.

DOI: 10.31857/S0367676521030224

ВВЕДЕНИЕ

Известно, что мелкомасштабные неоднородности электронной плотности (от нескольких сотен метров до нескольких километров) в *F*-области ионосферы вытянуты вдоль и перпендикулярно геомагнитному полю, т.е. анизотропны. В работе [1] дана их классификация по соотношению осей: стержни (rods, a : 1 : 1), крылья (wings, a:b:1, a > b) и листы (sheets, a:a:1), где соотношения осей: 5 : 1 : 1, 10 : 5 : 1 и 10 : 10 : 1. Предполагается, что наблюдение стержней более вероятно в высоких широтах, а наблюдение крыльев и листов – в средних. Разработанный в Полярном геофизическом институте (ПГИ) метод спутникового радиозондирования и математической обработки радиосигнала [2] позволяет путем анализа амплитудных сцинтилляций, полученных со спутника наземным единичным приемником, исследовать анизотропные мелкомасштабные неоднородности *F*-области. Используя этот метод, в работе [3] исследованы высокоширотные мелкомасштабные неоднородности: они вытянуты преимущественно вдоль геомагнитного поля (ось α) и в некотором направлении перпендикулярно ему (ось β), т.е. поперечно-анизотропны. Буквенные обозначения α и β имеют тот же физический смысл, что и буквенные обозначения a и b в работе [1]. Также установлено, что при различных геофизических условиях ось β имеет различную ориентацию относительно направления на географический север. Это явление получило название "ориентация поперечной анизотропии $\Psi_{A}^{,*}$, она измеряется в градусах и отсчитывается от направления на географический север по часовой стрелке. Параметры α, β и Ψ₄ получили название "параметры анизотропии". Установлено, что в высоких широтах ориентация поперечной анизотропии Ψ_A соответствует направлению ионосферной конвекции в *F*-слое. В работе [4] исследованы параметры анизотропии мелкомасштабных неоднородностей в Fобласти среднеширотной ионосферы: параметры α и β оказались схожи с параметрами α и β высокоширотных неоднородностей, а ориентация Ψ_A соответствует направлению горизонтального ветра, как показало сопоставление с моделью Horizontal Wind Model (HWM07) [5, 6]. Входные параметры модели – день в году, время (UT), географические координаты, индекс магнитной активности Ар. Выходные параметры модели – распределение векторов ветра в виде двух компонент – зональной и меридиональной. В зависимости от поставленной задачи можно получить различные варианты распределения векторов горизонтального ветра: высотный профиль (0-400 км), широтный и долготный профили, MLT-профиль, профиль для конкретного дня, Ар-профиль. Модель основывается на накопленных за 50 лет данных спутников, ракет и наземных измерений и реализована в компьютерной программе Fortran 90.

Цель данной работы — исследование ориентации поперечной анизотропии Ψ_A мелкомасштабных неоднородностей в *F*-области среднеширотной ионосферы, по данным, полученным над московским регионом в спокойных геомагнитных условиях.

НАБЛЮДЕНИЯ

В период с октября 2008 г. по март 2012 г. ПГИ проводил регулярный прием радиосигналов низкоорбитальных (~1000 км) отечественных навигационных спутников наземным томографическим приемником, расположенным в г. Москва (55.67° N, 37.63° Е). Эта станция входит в состав радиотомографической установки ПГИ, протяженность которой в указанный период была от арх. Шпицберген до г. Сочи.

Опишем кратко суть метода определения параметров мелкомасштабных неоднородностей (подробно метод описан в работе [2]). Наземным приемником в течение 18 минут нахождения спутника в зоне радиовидимости записывается радиосигнал, в квадратурах которого наблюдаются сцинтилляции при прохождении через неоднородный *F*-слой ионосферы. Если рассчитать дисперсию логарифма относительной амплитуды радиосигнала и представить ее графически, то в участке наибольшей концентрации мелкомасштабных неоднородностей искаженный радиосигнал имеет вид максимума, в несколько раз превышающий уровень фона (рис. 1а). Пример приведен для 03.04.2011 г. с регистрацией неоднородностей в 07:52 UT. Наличие изолированного максимума позволяет определить параметры анизотропии неоднородностей путем аппроксимации этого максимума теоретической моделью с численным подбором оптимальных величин α , β и Ψ_A . Эти параметры считаются постоянными в широтно-долготной области, занимаемой максимумом, которая считается областью наблюдения неоднородностей. Ширина максимума зависит от величины вытянутости неоднородностей вдоль (ось α) и перпендикулярно (ось β) магнитному полю. Пространственное положение максимума зависит от ориентации поперечной анизотропии Ψ_A . Значения α , β и Ψ_A , при которых аппроксимация наилучшая ($\beta > 1$, зачерненные кружки), приведены в левом верхнем углу. Очевидно, что аппроксимация максимума моделью изотропных неоднородностей (β = 1, точки) не дает согласие между обеими кривыми при любых других параметрах теоретической модели, т.е. мелкомасштабные неоднородности в этом примере анизотропны. Параметры α и β – это степени вытянутости, величины безразмерные. В данном примере неоднородности вытянуты преимущественно вдоль

геомагнитного поля, чем поперек, поскольку соотношение β : α составляет 1 : 9, что наблюдалось в высоких [3] и средних широтах [4].

Исследование в спокойных геомагнитных условиях показало, что параметры анизотропии неоднородностей α , β и Ψ_A можно определить преимущественно в ночное время суток, поскольку в эти часы интенсивность сцинтилляций была достаточной, чтобы высота экспериментального максимума превышала уровень фона в несколько раз. В дневное время суток высота максимума была близка к фоновому уровню, что не позволяло достоверно определить параметры неоднородностей.

Сопоставление ориентации поперечной анизотропии Ψ_A с направлением ветра Ψ_W , рассчитанного по модели HWM07, показало, что мелкомасштабные неоднородности наблюдались при неизменном направлении ветра на высотах 200-400 км, поскольку для координат вершины максимума направление ветра с увеличением высоты менялось не существенно: от $\Psi_W = 290^\circ$ до $\Psi_W =$ $= 307^{\circ}$. На рис. 16. 1е в географической системе координат приведено широтно-долготное распределение векторов горизонтального ветра модели HWM07 для высот h = 200 км и h = 400 км с указанием величин скоростей, рассчитанных для координат вершины максимума. Заметим: поскольку поперечная анизотропия - ось, то в данном случае к значению Ψ_A прибавлено 180° для наглядности сопоставления с направлением ветра. Сопоставление с моделью HWM07 показывает хорошее согласие между Ψ_A и Ψ_W на различных высотах *F*-слоя: $\Delta \Psi = (\Psi_A - \Psi_W)$ составляет $\Delta \Psi = 17^\circ$ на h = 200 км и $\Delta \Psi = 0^\circ$ на h = 400 км.

Убедившись на этом и других аналогичных примерах, что ориентация Ψ_A соответствует направлению ветра Ψ_W , сопоставления были сделаны при изменяющемся направлении ветра на различных высотах *F*-слоя. Нужно заметить, что таких случаев было более половины. На рис. 2а приведен пример наблюдения мелкомасштабных неоднородностей 10.04.2009 г. в 19:13 UT, когда преимущественно зональное направление ветра на высоте 200 км (рис. 26) приобретает меридиональную компоненту при увеличении высоты до 400 км (рис. 2в). На рис. 2а в экспериментальном графике дисперсии логарифма относительной амплитуды присутствует единичный максимум, как и в предыдущем случае. Аппроксимация максимума показала, что неоднородности анизотропны ($\beta > 1$), и соотношение β : α составляет 1:4. Численное сопоставление параметров Ψ_A и Ψ_W показало, что $\Delta \Psi$ минимально ($\Delta \Psi = 1^{\circ}$) на высоте h == 210 км и максимально ($\Delta \Psi = 58^{\circ}$) на h = 400 км. Обобщив подобные случаи, нужно сказать, что $\Delta \Psi$ была минимальной для высот ниже 300 км в



Рис. 1. Определение параметров неоднородностей при неизменном по высоте направлении ветра; a – аппроксимация экспериментального максимума (тонкая кривая) теоретическими моделями изотропных неоднородностей (β = 1, точки) и анизотропных (β > 1, кружки). В левом верхнем углу – параметры анизотропии α , β и Ψ_A оптимальной аппроксимации. Пунктиром показан график углов между перемещающимся спутником и магнитным полем в точке наблюдения; δ , e – широтно-долготное распределение векторов горизонтального ветра HWM07-модели (тонкие векторы, точка – начало вектора) и ориентация поперечной анизотропии Ψ_A неоднородностей (толстый вектор) в области их регистрации.

63% от общего числа случаев — 426. Таким образом, если придерживаться гипотезы о связи ориентации поперечной анизотропии с направлением ветра, то можно предположить, что в данном примере неоднородности располагались на высоте 210 км. В разделе 3 обзорной работы [7] показано, что неоднородности с размерами поперек линий геомагнитного поля от нескольких сотен метров до нескольких километров регистрировались в интервале высот от ~150 км до высоты максимума F2-слоя ~250 км — наибольшей высоты их возможной регистрации. В этом же разделе показано, что на высотах 240—280 км наблюдается наиболее интенсивное развитие неоднородностей с размерами 200—800 м, а на высотах на 20—60 км выше наиболее интенсивными являются неоднородности километровых масштабов.

В рассмотренных выше примерах в графике дисперсии логарифма относительной амплитуды присутствовал только один изолированный максимум, превышающий уровень фона. Однако случаи с двумя или тремя максимумами имели место также часто, как и случаи с единичным максимумом. В примере на рис. 3*a* 16.02.2009 г. в


Рис. 2. Наблюдение области с неоднородностями, имеющими постоянную ориентацию Ψ_A при изменяющемся по высоте направлении ветра. Условные обозначения те же, что на рис. 1.

17:32 UT в графике дисперсии логарифма относительной амплитуды наблюдаются два изолированных максимума с вершинами при широтах 54.1° с.ш. и 55.0° с.ш. Аппроксимация каждого максимума индивидуальной теоретической кривой показывает, что неоднородности анизотропны ($\beta > 1$), соотношение $\beta : \alpha$ составляет 1 : 5. При различных значениях ориентации поперечной анизотропии $\Psi_{A1} = 139^{\circ}$ и $\Psi_{A2} = 54^{\circ}$ параметры α и β удается подобрать в рамках единой модели ($\alpha_1 = \alpha_2$ и $\beta_1 = \beta_2$) как показателя однородной структуры ионосферы между станциями. Но большое различие между Ψ_{A1} и Ψ_{A2} указывает на непостоянство направления ветра в данной области. На рис. 36, 3*в* распределение векторов ветра приведено для тех высот, где различие ($\Psi_A - \Psi_W$) для каждого максимума было минимальным. Для меньшего максимума при направлении ветра $\Psi_W = 59^{\circ}$ различие ($\Psi_A - \Psi_W$) составило $\Delta \Psi = -5^{\circ}$ (h = 230 км). Для большего максимума при направлении ветра $\Psi_W = 116^{\circ}$ различие ($\Psi_A - \Psi_W$) составило $\Delta \Psi = = 23^{\circ}$ (h = 350 км).

Важно заметить, что наличие нескольких максимумов в графике дисперсии логарифма относительной амплитуды для данных московского региона служит показателем регистрации неоднородностей на разных высотах во время одного спутникового сеанса.



Рис. 3. Наблюдение областей с неоднородностями, имеющими различную ориентацию Ψ_A при изменяющемся по высоте направлении ветра. Условные обозначения те же, что на рис. 1.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследование методом радиозондирования *F*-области среднеширотной ионосферы показало, что мелкомасштабные неоднородности электронной плотности поперечно-анизотропны. Исследование в спокойных геомагнитных условиях показало, что параметры анизотропии неоднородностей α , β и Ψ_A можно определить преимущественно в ночное время суток.

Ориентация поперечной анизотропии Ψ_A менялась в интервале [1°–178°]. Численное сопоставление между Ψ_A и направлением горизонтального ветра Ψ_W (модель HWM07) в условиях неизменного направления ветра на различных высотах показало их хорошее согласие, т.е. мелкомасштабные неоднородности вытянуты вдоль направления горизонтального ветра. Численное сопоставление Ψ_A и Ψ_W в условиях изменяющегося направления ветра показало, что наименьшее различие $\Delta \Psi$ между ними наблюдается на высотах преимущественно ниже 300 км. Однако были случаи, когда $\Delta \Psi$ была наименьшей на высотах выше 300 км. Это были случаи, когда в одном спутниковом сеансе регистрировались пространственноразнесенные области неоднородностей с одинаковыми значениями Ψ_A внутри каждой области, но разными (несколько десятков градусов) для разных областей.

Автор благодарит сотрудников лаборатории радиопросвечивания Полярного геофизического института за проведение экспериментальных работ. Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 19-05-00941).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

 Livingston R.C., Rino C.L., Owen J., Tsunoda R.T. // J. Geophys. Res. 1982. V. 87. No. A12. P. 10519.

- 2. Tereshchenko E.D., Khudukon B.Z., Kozlova M.O., Nygren T. // Ann. Geophys. 1999. V. 17. No. 4. P. 508.
- Козлова М.О. Исследование неоднородностей километрового масштаба в *F*-области высокоширотной ионосферы по данным о мерцаниях спутниковых радиосигналов. Автореф. дис. ... канд. физ.мат. наук. Мурманск: ПГИ КНЦ РАН, 2002. 30 с.
- 4. *Романова Н.Ю.* // Геомагн. и аэроном. 2017. Т. 57. № 4. С. 463.
- Drob D.P., Emmert J.T., Crowley G. et al. // J. Geophys. Res. 2008. V. 113. No. A12. Art. No. A013668
- Emmert J.T., Drob D.P., Shepherd G.G. et al. // J. Geophys. Res. 2008. V. 113. No. A11. Art. No. A013541.
- 7. Фролов В.Л. // Солн.-земн. физ. 2015. Т. 1. № 2. С. 22.

Influence of the horizontal wind on the orientation of the cross-field anisotropy of small-scale irregularities in *F*-region of the middle-latitude ionosphere (on Moscow data)

N. Yu. Romanova*

Polar Geophysical Institute, Murmansk, 183010 Russia *e-mail: romanova@pgi.ru

We investigated the cross-field anisotropic small-scale irregularities of electron density in *F*-region of the middle-latitude ionosphere. Comparison with HWM07-model obtained good agreement between the orientation of the cross-field anisotropy and the direction of horizontal wind. Also found, that irregularities were on difference height in *F*-region.

УДК 550.377:621.31

ВЛИЯНИЕ ГЕОИНДУКТИРОВАННЫХ ТОКОВ НА СОДЕРЖАНИЕ ГАРМОНИК В СИЛОВЫХ ТРАНСФОРМАТОРАХ

© 2021 г. В. Н. Селиванов^{1,} *, Я. А. Сахаров²

¹Центр физико-технических проблем энергетики Севера — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки Федерального исследовательского центра

"Кольский научный центр Российской академии наук", Апатиты, Россия

²Федеральное государственное бюджетное научное учреждение Полярный геофизический институт, Апатиты, Россия *E-mail: v.selivanov@ksc.ru Поступила в редакцию 25.09.2020 г. После доработки 20.10.2020 г. Принята к публикации 27.11.2020 г.

Представлены экспериментальные данные по воздействию геоиндуктированного тока на силовой трансформатор. Получено аналитическое решение для гармоник тока через нелинейную индуктивность при подмагничивании ее постоянным током. Показано, что немонотонная зависимость амплитуды гармоник от величины постоянного тока определяется нелинейностью вебер-амперной характеристики катушки индуктивности.

DOI: 10.31857/S0367676521030248

ВВЕДЕНИЕ

Внешние электромагнитные воздействия на проводные коммуникации в высоких широтах создаются, в первую очередь, геомагнитными бурями и разрядами молний. Эти явления представляют значительную опасность для высоковольтной сети и способны вызывать повреждение электрооборудования, а также нарушение работы систем защиты и автоматики. В настоящее время в России нет единой системы мониторинга электромагнитных воздействий природного происхождения на высоковольтные электрические сети. Единственная в стране система регистрации геоиндуктированных токов в магистральных электрических сетях создана в 2011 г. на Северо-Западе России силами Полярного геофизического института и Кольского научного центра РАН [1, 2].

В результате возмущения магнитного поля в удаленных точках на поверхности Земли наводятся разности потенциалов. Геоиндуктированный ток (ГИТ) возникает, когда две эти удаленные точки соединяются проводником. В случае электрической сети роль проводника играет многопроводная линия электропередачи, которая соединена с землей через выводы обмоток трансформаторов с глухозаземленными нейтралями. При характерной частоте от 0.001 до 0.1 Гц амплитуда ГИТ может достигать 300 ампер.

По отношению к характерным временам процессов в электрической сети ГИТ можно считать постоянным током. Исследованию влияния величины постоянного тока подмагничивания на гармонический состав тока в обмотках трансформаторов посвящен ряд публикаций [3–6], в которых указывалось на немонотонный характер зависимостей, однако причины этого явления не были однозначно определены.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

Система мониторинга воздействия ГИТ позволяет проводить регистрацию квазипостоянных токов в нейтралях трансформаторов и содержания гармоник в сети [1]. Записываются следующие составляющие полного тока в нейтрали, полученные разложением в ряд Фурье с интегрированием на временном интервале 0.1 с:

 постоянная составляющая, несущая информацию непосредственно о ГИТ. Также содержит сигнал смещения нуля датчика тока, обусловленный остаточной индукцией в магнитопроводе и температурным дрейфом;

– амплитудные значения токов первой, второй и третьей гармоники, которые позволяют оценить изменение гармонического состава полного тока в нейтрали при протекании ГИТ значительной амплитуды. В нормальном режиме токи второй и третьей гармоники пренебрежимо малы, поэтому можно считать, что их рост обусловлен только искажением формы тока из-за подмагничивания магнитопровода. Кроме того, регистрируются мгновенные значения токов, протекающих в нейтралях при возникновении переходных процессов. Блок записи мгновенных значений срабатывает по условию превышения некоторого порогового значения производной от тока нейтрали в данный момент времени и регистрирует сигнал длительностью 20 мс (один период тока промышленной частоты 50 Гц). Этой длительности достаточно для гармонического анализа формы кривой тока в нейтрали.

В идеально симметричной трехфазной схеме в токе нейтрали должны отсутствовать гармоники прямой (гармоники с номерами n = 3k - 2, где k изменяется от 1 до бесконечности) и обратной последовательностей (n = 3k - 1), так как в разных фазах между этими гармониками взаимная разность фаз составляет 120 градусов, поэтому сумма таких токов равна нулю. Гармоники нулевой последовательности (n = 3k) синфазны, поэтому ток нейтрали равен утроенному значению фазных токов.

Кроме того, если вольтамперные характеристики всех элементов схемы являются симметричными, то в токе нейтрали должны отсутствовать также четные гармоники нулевой последовательности (n = 6k). Появление таких гармоник в токе нейтрали означает, что ВАХ трансформатора сместилась в результате намагничивания магнитопровода квазипостоянным током ГИТ.

Реальные трехфазные электрические сети не являются симметричными. Бывают несимметрии фазных напряжений и нагрузок (токов), а также несимметрии магнитных потоков в магнитопроводах трансформаторов. Именно поэтому в нейтрали всегда присутствует ток первой гармоники, значение которого меняется в зависимости от режима работы автотрансформатора и его нагрузки.

С 2011 г. система мониторинга зарегистрировала более 100 запусков блока записи мгновенных значений, обусловленных воздействием ГИТ, причем все события произошли на одной подстанции в Карелии.

По результатам обработки порядка 40 кривых тока в нейтрали были построены зависимости токов гармоник от ГИТ, показанные на рис. 1. Использовались только регистрации при ГИТ от 20 до 60 А. При меньших токах значительную погрешность вносят сигналы смещения первичного датчика (температурный дрейф, остаточное намагничивание магнитопровода первичного преобразователя тока). Эту погрешность практически невозможно устранить, так как она лежит в том же частотном диапазоне, что и ГИТ. Сверху предел измерения был ограничен диапазоном измерения датчика тока (62.5 A).

В ходе анализа полученных данных выявлено неоднозначное изменение содержания высших гармоник: с ростом величины ГИТ возможно как увеличение, так и уменьшение их амплитуды. Та-

кое поведение гармоник нуждается в исследовании процесса насыщения магнитопроводов при подмагничивании постоянным током. Насышение магнитопроводов приводит к нарушениям симметрии передачи энергии по фазам, появлению высших гармоник, ошибочной работе систем измерения и автоматики, перегреву стали сердечников, росту вибраций конструкционных элементов. Кроме того, геомагнитное воздействие носит кумулятивный эффект, снижая срок службы силовых трансформатора из-за ускоренного старения их изоляции. В итоге, при наиболее сильных геомагнитных возмущениях возможно возникновение серьезных аварий в электрических сетях, подобных тем, что произошли в конце прошлого века в пик геомагнитной активности в северных районах США и Канады, а также в Скандинавии [7-9].

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Исследуем процесс подмагничивания постоянным током нелинейной индуктивности на простейшей модели, эквивалентная схема которой содержит последовательно включенные катушку с нелинейной вебер-амперной характеристикой и два источника напряжения. Характеристика нелинейной индуктивности предельно упрощена: до достижения магнитным потоком значения насыщения Ψ_s ток в катушке отсутствует (индуктивность бесконечна), а когда поток превышает значение насыщения, то величина тока задается значением индуктивности насыщения L_s. Принятые величины параметров насыщения близки к характеристикам силовых трансформаторов класса напряжения 330 кВ и равны $\Psi_s = 900$ Вб и $L_{S} = 1$ Гн соответственно. Следуя заданным параметрам катушки индуктивности, выражение для источника переменного напряжения имеет вид $u(t) = U_m \cos(\omega t)$, где $U_m = 330/\sqrt{1.5}$ кВ – амплитуда и $\omega = 314 c^{-1}$ — круговая частота напряжения промышленной сети класса 330 кВ. Постоянное подмагничивание задается постоянной эдс U₀. При заданных параметрах в отсутствии постоянного подмагничивания магнитный поток в катушке не превышает уровня насыщения.

Моделирование выполняется в однофазной постановке, что не является корректным при изучении процессов в трехфазной сети с нелинейными элементами. Однако, как показали расчеты, для исследования характера зависимости гармоник нулевой последовательности (т.е. гармоник, номер которых кратен трем) от величины тока подмагничивания такое упрощение допустимо, а величины указанных гармоник в однофазной сети составляют треть от соответствующих величин в нейтрали трехфазной сети с высокой степенью точности.



Рис. 1. Зависимости амплитуд токов гармоник в нейтрали автотрансформатора от величины ГИТ.

Модель описывается дифференциальным уравнением первого порядка $\frac{d\Psi}{dt} = u(t) + U_0$ с начальным условием $\Psi(0) = 0$, решение которого имеет простой вид $\Psi(t) = \frac{U_m}{\omega} \sin(\omega t) + U_0 t$. Для принятой кусочно-линейной аппроксимации зависимости $i(\Psi)$ решение для тока через индуктивность будет являться составной функцией вида

$$i(t) = \begin{cases} 0, \ \text{если} \ |\Psi(t)| \le \Psi_s; \\ \frac{U_m}{\omega L_s} \sin(\omega t) + \frac{U_0}{L_s} t - \frac{\Psi_s}{L_s}, \ \text{если} \ \Psi(t) > \Psi_s; \\ \frac{U_m}{\omega L_s} \sin(\omega t) + \frac{U_0}{L_s} t + \frac{\Psi_s}{L_s}, \ \text{если} \ \Psi(t) < -\Psi_s. \end{cases}$$
(1)

На рис. 2 показана зависимость от времени тока через индуктивность в общем виде и характерная форма кривой тока на одном из участков. В промежуток времени от 0 до $t_1 = \frac{\Psi_S - U_m/\omega}{U_0}$ ток имеет нулевое значение. Затем, до момента времени $t_2 = \frac{\Psi_s + U_m/\omega}{U_0}$ ток имеет форму усеченной в области отрицательных значений синусоиды с линейно растущей постоянной составляющей



Рис. 2. Кривая тока через нелинейную индуктивность при подмагничивании постоянным током.

(т.е. это только "верхушки" синусоиды, как видно на фрагменте кривой тока на рис. 2). Начиная с момента t_2 поток всегда превышает значение насыщения Ψ_S и форма кривой тока представляет собой синусоиду, наложенную на линейно растущую постоянную составляющую. На этом участке тока все гармоники, кроме первой, отсутствуют.

С достаточно высокой степенью точности можно считать, что на каждом временном отрезке, равном периоду сигнала промышленной частоты T = 20 мс ток через индуктивность является периодическим. В таком случае можно выполнить гармонический анализ и определить зависимость каждой гармоники от величины постоянного тока подмагничивания.

При условии, что везде на отрезке времени от t_1 до t_2 выполняется условие $\Psi(t) > -\Psi_S$, усеченная синусоида в каждый период времени *T* задается выражением вида

$$i(t) = \begin{cases} 0, & \text{если } t > t_L & \text{и } t < t_R; \\ -A\cos(\omega t) + B, & \text{если } t_1 \le t \le t_2, \end{cases}$$
(2)

где левая и правая границы отрезка $t_L = \frac{1}{\omega} \left(-\arcsin\left(\frac{B}{A}\right) + \frac{\pi}{2} \right)$ и $t_R = \frac{1}{\omega} \left(\arcsin\left(\frac{B}{A}\right) + \frac{3\pi}{2} \right)$ соответственно являются корнями уравнения (1); $A = \frac{U_m}{\omega L_S}, B = \frac{U_0}{L_S} t - \frac{\Psi_S}{L_S}$ из того же уравнения.

Проведем следующую замену переменных:

$$\tau = \omega t, x = \frac{B}{A}, j(\tau) = \frac{i(t)}{A}.$$

ИЗВЕСТИЯ РАН. СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ том 85 № 3 2021

Тогда выражение (2) примет вид

$$j(\tau) = \begin{cases} 0, & \text{если } \tau > \tau_L & \text{и } \tau < \tau_R; \\ -\cos(\tau) + x, & \text{если } \tau_1 \le \tau \le \tau_2, \end{cases}$$

где
$$\tau_L = -\arcsin(x) + \frac{\pi}{2}$$
 и $\tau_R = \arcsin(x) + \frac{3\pi}{2}$

Вычислим коэффициенты ряда Фурье для каждого периода на отрезке от t_1 до t_2 . Каждый коэффициент будет являться функцией переменной $x = \frac{B}{A} = \frac{U_0 \omega t - \omega \Psi_S}{U_m}$, которая теперь выступает в качестве аналога текущего времени. Несложно посчитать, подставив значения величин $\Psi_S - U_m / \omega$ $\Psi_S + U_m / \omega$

$$t_1 = \frac{\Psi_S - U_m/\omega}{U_0}$$
 и $t_2 = \frac{\Psi_S + U_m/\omega}{U_0}$, что новая пере-

Постоянная составляющая определяется соот-

ношением

$$A_{0}(x) = \frac{1}{\tau_{R} - \tau_{L}} \int_{\tau_{L}}^{\tau_{R}} j(\tau) d\tau = x + \frac{\sqrt{1 - x^{2}}}{\arcsin(x) + \frac{\pi}{2}}$$

Вычисление гармоник облегчается тем, что один из коэффициентов ряда Фурье равен 0:

$$b_n(x) = \frac{2}{\tau_R - \tau_L} \int_{\tau_L}^{\tau_R} j(\tau) \sin(n\tau) d\tau = 0,$$



Рис. 3. Результаты расчета зависимости гармоник тока через нелинейную индуктивность от величины постоянной составляющей.

поэтому выражение для амплитуды гармоник имеет вид $A_n(x) = \sqrt{a_n(x)^2}$, где $a_n(x) = \frac{2}{\tau_R - \tau_L} \times \int_{\tau_L}^{\tau_R} j(\tau) \cos(n\tau) d\tau$. Общий вид выражения для гармоники с номером n является достаточно громоздким, поэтому приведем только формулы для амплитуд первой, третьей, шестой и девятой гармоник (в соответствии с рис. 1):

$$A_{1}(x) = 1 + \frac{\sqrt{x^{2}(1-x^{2})}}{\arcsin(x) + \frac{\pi}{2}}, \quad A_{3}(x) = \frac{2}{3} \cdot \frac{\sqrt{(x^{3}-x)^{2}(1-x^{2})}}{\arcsin(x) + \frac{\pi}{2}},$$
$$A_{6}(x) = \frac{2}{105} \cdot \frac{\sqrt{(80x^{6}-128x^{4}+51x^{2}-3)^{2}(1-x^{2})}}{\arcsin(x) + \frac{\pi}{2}},$$
$$A_{9}(x) = \frac{2}{45} \frac{\sqrt{(128x^{9}-296x^{7}+228x^{5}-65x^{3}+5x)^{2}(1-x^{2})}}{\arcsin(x) + \frac{\pi}{2}}.$$

На рис. 3 представлены зависимости этих гармоник от величины постоянной составляющей $A_0(x)$. Все высшие гармоники демонстрируют одинаковый ход зависимостей, подобный показанным на рис. 3:

 – зависимости начинаются от нулевого значения, так как при отсутствии подмагничивания ток в цепи тоже отсутствует;

 на области определения аргумента x зависимости носят немонотонный характер, имея несколько максимумов, число которых на единицу меньше номера соответствующей гармоники;

— возможна ситуация, когда в определенном диапазоне изменения величины постоянного тока $A_0(x)$ третья и шестая гармоники растут, а девятая уменьшается, что соответствует результатам на рис. 1, полученным в ходе прямого эксперимента.

Аналитическая зависимость для первой гармоники отличается от экспериментальной, т.к. гармоники прямой и обратной последовательностей в нейтрали трехфазной сети должны быть равны нулю. Ток первой гармоники в нейтрали возникает по причине дисбаланса фазных напряжений и нагрузок, поэтому его величина не зависит от величины ГИТ, в отличие от фазных токов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ходе экспериментальных исследований влияния токов в нейтрали на насыщение магнитопровода трансформатора выявлено неоднозначное поведение высших гармоник: возможны как рост, так и снижение амплитуды тока гармоники с ростом величины ГИТ. С помощью простейшей математической модели процесса подмагничивания нелинейной индуктивности постоянным током показано, что немонотонный ход функциональной зависимости гармоник тока от величины ГИТ в нейтрали силового автотрансформатора определяется исключительно нелинейной веберамперной характеристикой его магнитной системы. Результаты имеют качественный характер, но позволяют исследовать процесс насыщения магнитопроводов силовых трансформаторов при подмагничивании постоянным током и выяснить, какое возможное вторичное влияние способны оказать ГИТ на автоматику и релейную защиту силовых трансформаторов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Баранник М.Б., Данилин А.Н., Катькалов Ю.В. и др. // ПТЭ. 2012. № 1. С. 118; Barannik M.B., Danilin A.N., Kat'kalov Y.V. et al. // Instrum. Exp. Tech. 2012. V. 55. No. 1. P. 110.
- 2. http://eurisgic.org.
- 3. *Селиванов В.Н., Баранник М.Б., Билин В.А. и др. //* Труды КНЦ РАН. 2017. № 1. С. 43.
- 4. *Walling R.A., Khan A.N.* // IEEE Trans. Power. Deliv. 1991. V. 6. No. 4. P. 1707.
- Lu S., Liu Y., De La Ree J. // IEEE Trans. Power. Deliv. 1993. V. 8. No. 2. P. 725.
- Zirka S.E., Moroz Y.I., Elovaara J. et al. // Int. J. Electr. Power. Energ. Syst. 2018. V. 103. P. 168.
- 7. Bolduc L., Langlois P., Boteler D., Pirjola R. // IEEE Trans. Power. Deliv. 1998. No. 13(4). P. 1251.
- 8. Boteler D. // Electric. IEEE Mag. 2015. V. 3. No. 4. P. 4.
- 9. Myllys M., Viljanen A., Rui Ø.A., Ohnstad T.M. // JSWSC. 2014. V. 4. Art. No. A10.

Effects of geomagnetically induced currents on the harmonics in power transformers

V. N. Selivanov^{*a*}, *, Ya. A. Sakharov^{*b*}

^aNorthern Energetics Research Centre—Branch of the Federal Research Centre "Kola Science Centre of the Russian Academy of Sciences", Apatity, 184209 Russia ^bPolar Geophysical Institute, Apatity, 184209 Russia *e-mail: v.selivanov@ksc.ru

Experimental data on the effect of geomagnetically induced currents on a power transformer are presented. An analytical solution for current harmonics through a nonlinear inductance under dc bias is obtained. It is shown that the nonmonotonic dependence of the harmonic amplitude on the direct current value is determined by the nonlinearity of the saturation characteristic of the inductor.

УДК 550.383

ФОРМИРОВАНИЕ ВНЕШНЕГО РАДИАЦИОННОГО ПОЯСА ВО ВРЕМЯ ГЕОМАГНИТНЫХ БУРЬ И АДИАБАТИЧЕСКИЙ МЕХАНИЗМ ПАДЕНИЯ И ВОЗРАСТАНИЯ ПОТОКОВ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ

© 2021 г. Н. В. Сотников¹, Е. Е. Антонова^{1, 2, *}, И. Л. Овчинников¹, В. Г. Воробьев³, О. И. Ягодкина³, М. С. Пулинец¹

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 учреждение науки

Институт космических исследований Российской академии наук, Москва, Россия

³Федеральное государственное бюджетное научное учреждение

Полярный геофизический институт, Апатиты, Россия *E-mail: elizaveta.antonova@gmail.com

Поступила в редакцию 25.09.2020 г. После доработки 20.10.2020 г. Принята к публикации 27.11.2020 г.

Проведен анализ данных российского спутника МЕТЕОР-М № 2 и миссии RBSP/Van Allen Probes во время ряда сильных магнитных бурь с $D_{st} < -100$ нТл. Показано, что высокоширотная граница захвата электронов с энергией >100 кэВ располагается внутри области авроральных высыпаний, а в некоторые периоды ее положение примерно совпадает с приполюсной границей овала сияний. Выделен вклад адиабатического эффекта в падении потоков релятивистских электронов на главной фазе бури и их увеличении на фазе восстановления.

DOI: 10.31857/S0367676521030297

ВВЕДЕНИЕ

Потоки релятивистских электронов внешнего радиационного пояса могут увеличиваться на порядки величины во время магнитных бурь. Такие увеличения приводят к сбоям в работе космических аппаратов. Длительная история исследований внешнего радиационного пояса не привела к решению проблемы выделения основных механизмов ускорения и потерь релятивистских электронов, несмотря на реализацию многих космических проектов [1]. Последняя наиболее подробная информация по электромагнитным полям и спектрам частиц на высокоапогейных орбитах была получена спутниками миссии RBSP/Van Allen probes [1]. В работах [2-4] было показано, что при анализе результатов наблюдений этой миссии не рассматривались два эффекта, приводящие к существенным изменениям подходов к решению проблем определения механизмов ускорения и потерь релятивистских электронов внешнего пояса сдвиг аврорального овала на низкие широты во время магнитной бури и действие адиабатического

механизма замедления и ускорения электронов при развитии буревого кольцевого тока.

В настоящей работе приведены предварительные результаты исследования ряда больших магнитных бурь с минимальным $D_{st} < -100$ нТл, во время которых проводились одновременные измерения на спутнике Метеор-М № 2 на полярных орбитах с целью определения положения полярной границы потоков электронов с энергией >100 кэВ относительно овала полярных сияний и спутниками миссии RBSP/Van Allen probes на высокоапогейных орбитах с целью прояснения роли адиабатических механизмов в изменениях потоков релятивистских электронов.

ДАННЫЕ НАБЛЮДЕНИЙ И ОСОБЕННОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНОЙ МЕТОДИКИ

В работе использованы данные спутника Метеор-М № 2, на котором проводились измерения потоков низкоэнергичных электронов с энергиями от 0.13 до 16.64 кэВ и энергичных электронов с энергиями от 0.1 до 13 МэВ (http://smdc.sinp.msu.ru/

index.py?nav=meteor m2). Спутник Метеор-М № 2 проводил измерения на полярной солнечно-синхронной круговой орбите с высотой ~825 км, периодом ~100 мин и наклонением 98.8°. Анализ высыпаний электронов с энергиями 0.13-16.64 кэВ позволяет выделить авроральный овал. Нижней границей энергий электронов внешнего радиационного пояса является энергия ~100 кэВ. В работах [5, 6] описана методика анализа одновременных изменений потоков электронов с энергией >100 кэВ и потоков авроральных частиц. Широта, при которой поток электронов с энергией >100 кэВ падет с увеличением геомагнитной широты до уровня фона рассматривалась в качестве высокоширотной границы захвата. При этом фоновый поток вычислялся отдельно для каждой орбиты по измерению потока в полярной шапке и его стандартного отклонения. Считалось, что измеряемый поток может рассматриваться как поток частиц радиационного пояса, если разница между эти потоком и фоновым потоком в 5 раз превышает стандартное отклонение в течении интервала времени более 1 мин для отделения импульсных выбросов [5].

Одновременно со спутником Метеор-М № 2 проводились измерения на высокоапогейных эллиптических орбитах с перигеем 1.1 R_E, апогеем 5.8 R_E (где R_E – радиус Земли) и наклонением 10° миссией RBSP/Van Allen probes. Одновременность периодов наблюдений на спутниках обеспечила возможность отслеживать для каждой бури положение потоков захваченных частиц относительно аврорального овала, в проекции которого на экваториальную плоскость магнитное поле значительно отличается от дипольного. Анализировались данные прибора ECT-REPT [7, 8], регистрирующего потоки и питч-угловое распределение электронов с энергиями 1.8-4.5 МэВ (http://cdaweb.gsfc.nasa.gov). Методика анализа описана в работе [9]. По измерениям на спутнике RBSP-А определялась форма спектра релятивистских электронов вблизи максимума радиационного пояса на геоцентрическом расстоянии ~4 R_F. Выделение области максимума пояса, образующегося после магнитной бури, было основано на результатах работы [10], в которой суммированы результаты исследований зависимости положения максимума радиационного пояса, формирующегося после бури, от модуля минимального значения Dst вариации. Параметры солнечного ветра и геомагнитной активности брались из баз данных OMNI (https://cdaweb.sci.gsfc.nasa.gov) и WDC for Geomagnetism, Kyoto (http:// wdc.kugi.kvoto-u.ac.jp).

За время работы спутника Метеор-М № 2 произошло несколько магнитных бурь с $D_{st} < -100$ нТл. Рассмотрены бури: 19–22 декабря 2015 г. с $D_{st} =$ = -155 нТл; 31 декабря 2015 г.-2 января 2016 г. с $D_{st} = -137$ нТл; 20–22 января 2016 г. с $D_{st} = -104$ нТл и 13—14 октября 2016 г. с $D_{st} = -105$ нТл. Проведен анализ положения геомагнитной широты, на которой потоки захваченных электронов с энергией >100 кэВ падали до уровня фона. Эта широта в соответствии с [11] рассматривается в настоящей работе как высокоширотная граница захвата. Исследования положения границы захвата относительно аврорального овала и вариации спектров релятивистских электронов проводились ранее только для магнитной бури 19—22 декабря 2015 г. [6, 9].

ПОЛОЖЕНИЕ ВЫСОКОШИРОТНОЙ ГРАНИЦЫ ЗАХВАТА ЭЛЕКТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ БОЛЕЕ 100 кэВ ОТНОСИТЕЛЬНО АВРОРАЛЬНОГО ОВАЛА

В работе [6] определено положение приполюсной границы, на которой поток энергичных электронов с энергией >100 кэВ падает до уровня фона во время большой магнитной бури 19-22 декабря 2015 г. Было показано, что во время всех пересечений овала во время бури высокоширотная граница захвата была локализована внутри аврорального овала. Анализ пересечений аврорального овала спутником Метеор-М № 2 во время всех выделенных за период работы спутника больших магнитных бурь также показывает, что рассматриваемая граница локализуется внутри аврорального овала, подтверждая вывод работы [6]. Такая локализация, по нашему мнению, может означать частичное перекрывание аврорального овала и внешнего радиационного пояса.

Однако, как отмечалось в работе [5], положение высокоширотной границы захвата сильно зависит от чувствительности детектора и величины потока электронов с энергией >100 кэВ (*I_{RE}*). Поэтому особый интерес представляют выделенные в работе [6] пересечения овала, при которых граница захвата энергичных электронов совпадала с полярной границей овала (см. рис. 6 в [6]). Такое совпадение с учетом точности определения положений границы захвата, и полярной границы овала может означать перекрытие внешней части радиационного пояса и почти всего аврорального овала, что соответствует результатам морфологического проецирования основной части аврорального овала на внешнюю часть кольцевого тока (см. обзор [3]).

Проведенный анализ больших магнитных бурь позволил выделить пересечения овала, при которых высокоширотная граница захвата располагалась в области приполюсной границы овала. Пример такого события во время магнитной бури 13–14 октября 2016 г. показан на рис. 1. На рис. 1*а* приведены вариации D_{st} , *AE* и *AL* индексов геомагнитной активности. В верхней части рис. 1*б* показана спектрограмма авроральных электронов. Цветная шкала показывает поток в



Рис. 1. Вариации D_{st} , *AE* и *AL* индексов в нТл во время бури 13–14 октября 2016 г., вертикальная линия – момент пересечения аврорального овала спутником Метеор-М № 2 (*a*); спектрограмма авроральных электронов (верхняя панель), потоки энергии авроральных электронов J_{Eint} в эрг · см⁻² · с⁻¹ и потоки электронов с энергией >100 кэВ I_{RE} в см⁻² · с⁻¹ ср⁻¹ (нижняя панель) (б); пунктирные линии – положения экваториальной и полярной границ овала.

единицах $lg(cm^{-2}c^{-1}cp^{-1}\kappa)B^{-1}$). В нижней части рисунка показаны потоки энергии авроральных электронов J_{Eint} и электронов с энергией >100 кэВ, I_{RE} . Пересечение овала (красная вертикальная линия на рис. 1а) происходило в период относительного уменьшения магнитной активности в авроральной зоне, т.е. не в период основных суббуревых инжекций. Потоки электронов с энергией >100 кэВ уменьшились до уровня фона в районе полярной границе овала в 23:35 UT в утреннем секторе и в 23:48 UT в вечернем секторе. Уменьшение потоков электронов в утреннем секторе имело плавный характер, в то время как в вечернем секторе сопровождалось появлением локальных увеличений потоков захваченных частиц, амплитуды которых были намного меньше уровня потока электронов с энергией >100 кэВ в тот же момент времени. Такие всплески могут быть обусловлены процессами, связанными с диполизацией в области внешнего радиационного пояса. Существование таких событий, по нашему мнению, свидетельствует о возможности развития авроральных процессов в той области космического пространства, где дрейфовые траектории частиц замыкаются внутри магнитосферы [11], что, в свою очередь, обеспечивает возможность действия адиабатического механизма.

ВАРИАЦИИ СПЕКТРОВ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ ВБЛИЗИ МАКСИМУМА РАДИАЦИОННОГО ПОЯСА

В соответствии с работами [4, 12, 13] все магнитные бури по динамике потоков электронов внешнего пояса могут быть разделены на 3 типа, которые наблюдаются в 53–58, 17–19 и 25–28% случаев соответственно. После бурь первого типа происходит значительное возрастание потоков релятивистских электронов, после бурь второго типа регистрируется падение потоков, а после бурь третьего типа потоки восстанавливаются до уровня, примерно равного потокам до бури. Резкое снижение потоков релятивистских электронов во время главной фазы бури наблюдается при всех типах магнитных бурь. Такое падение участники проекта RBSP/Van Allen probes связывают либо с затенением магнитопаузой (magnetopause shadowing – изменением магнитного поля, при котором дрейфовые траектории частиц радиационного пояса пересекают магнитопаузу и выходят из магнитосферы), либо с резким усилением питч-угловой диффузии на циклотронных волнах и высыпаниями электронов в ионосферу [1]. Действие этих механизмов связывается с развитием магнитосферных суббурь, так как суббуревые инжекции приводят к развитию кольцевого тока и изменениям магнитного поля, а анизотропия инжектированных ионов вызывает развитие циклотронных волн. Одновременно регистрируется увеличение уровня хоровых излучений, взаимодействие с которыми рассматривается в качестве основного механизма ускорения релятивистских электронов. Необходимо отметить, что суббури регистрируются во время главных фаз практически всех магнитных бурь. При этом, развитие суббурь происходит и во время фазы восстановления магнитных бурь первого типа, но суббури с большими |AL| (>400-500 нТл) не регистрируются по данным [4] во время фаз восстановления магнитных бурь второго и третьего типа.

Механизмы потерь за счет затенения магнитопаузой и усиления питч-угловой диффузии не



Рис. 2. Вариации *D_{st}, AE* и *AL* индексов во время бури 13–14 октября 2016 г., вертикальные линии – моменты определения спектров (*a*); спектры электронов с энергиями 1.8–4.5 МэВ во время главной фазы магнитной бури (*б*).

позволяют объяснить падение потоков релятивистских электронов во время бурь третьего типа, так как приводят к необратимым потерям релятивистских электронов. Восстановления потоков на предбуревом уровне при бурях третьего типа означает действие механизмов ускорения согласованных с механизмом потерь, что представляется маловероятным при необратимых потерях во время главной фазы. Олнако, такое паление и восстановление можно объяснить действием адиабатического замедления и ускорения релятивистских электронов, что не рассматривалось при анализе данных миссии RBSP/Van Allen probes. Адиабатический механизм вариаций потоков предполагает сохранение адиабатических инвариантов при движении релятивистских электронов. Падение величины магнитного поля в экваториальной плоскости в области максимума пояса приводит при сохранении магнитного момента к уменьшению энергии электрона. Сохранение третьего инварианта, равного потоку магнитного поля внутри дрейфовой орбиты, должно приводить к смещению частиц на большие геоцентрические расстояния и к соответствующему падению потоков частиц с фиксированной энергией. Восстановление магнитного поля после магнитной бури, если за время бури не произошло заметных потерь и ускорения частиц, приведет к восстановлению пояса до предбуревого уровня. Отметим, что в отличии от адиабатического ускорения, для турбулентного ускорения характерно увеличение жесткости спектра частиц.

Для определения вклада адиабатического механизма в изменения потока релятивистских электронов необходимо отслеживать изменения магнитного поля вблизи экваториальной плоскости, что не было предусмотрено при планировании миссии RBSP/Van Allen probes (угол наклона орбиты к экваториальной плоскости составлял 10°), так как не учитывалось смещение аврорального овала на низкие широты во время бури. Поэтому при анализе данных в работе [14] использовалась усредненная модель магнитного поля TS-2005 с фиксированной геометрией токовых систем (см. анализ в [3]), что привело к выводу о незначительности адиабатического эффекта.

Однако хорошо известно, что в области проекции аврорального овала на экваториальную плоскость магнитное поле значительно отличается от дипольного, а во время суббурь эти отличия нарастают. Поэтому полученные в [5, 6] и выше результаты о локализации внешней части внешнего радиационного пояса внутри аврорального овала говорят о сильном искажении магнитного поля, что требует учета роли адиабатического эффекта в динамике внешнего пояса. При отсутствии измерений вблизи экваториальной плоскости, роль адиабатического эффекта можно прояснить при анализе изменений наклонов спектров релятивистских электронов [9], так как процессы адиабатического замедления и ускорения почти не влияют на наклон спектра.

Анализ в работе [9] показал, что адиабатический механизм мог внести доминирующий вклад в наблюдаемые изменения потока релятивистских электронов во время большой магнитной бури 19-22 декабря 2015 г. Анализ изменений спектров электронов с энергиями 1.8-4.5 МэВ вблизи максимума пояса во время магнитных бурь позволяет оценить вклад адиабатического эффекта во время сильных бурь. На рис. 2 и 3 приведен пример такого анализа. На рис. 2а и 3а показаны изменения параметров D_{st} , AE и AL во время бури 13-14 октября 2016 г., которые показывают. что большие суббури наблюдались как во время главной фазы бури, так и во время фазы восстановления. На рис. 26 и 36 показаны вариации спектра электронов с энергиями 1.8-4.5 МэВ во время этих фаз. Цифрами и значками обозначены выделенные на графиках геомагнитной активности моменты измерений спектров вблизи максимума радиационного пояса. На



Рис. 3. Вариации *D_{st}*, *AE* и *AL* индексов во время бури 13–14 октября 2016 г., вертикальные линии – моменты определения спектров (*a*); спектры электронов с энергиями 1.8–4.5 МэВ во время фазы восстановления магнитной бури (*б*).

рисунках Ј – дифференциальный поток электронов в см⁻² · c^{-1} · cp^{-1} · Mэ B^{-1} , E – энергия в МэВ. Наблюдаемые спектры релятивистских электронов близки к степенным (рис. 26 и 36). Во время главной фазы бури наблюдались суббури с интенсивностью до 2000 нТл и падение потоков электронов всех энергий. При этом, спектры 2, 3, 4 почти не изменяют свой наклон при энергиях более 2.5 МэВ, что хорошо соответствует адиабатическому механизму уменьшения потоков. На фазе восстановления бури также наблюдались суббури, но с интенсивностью меньшей, чем на главной фазе бури. При этом между моментами 6 и 7 спектр релятивистских электронов почти не изменяется. Между моментами 7, 8 и 9 потоки возрастают в несколько раз. После бури 13-14 октября 2016 г. потоки релятивистских электронов на порядок превысили потоки до бури. В целом, увеличения жесткости спектров за счет механизмов турбулентного ускорения невелики, и динамика потоков на фазе восстановления бури близка к возрастаниям потоков за счет адиабатического механизма ускорения. Близкие результаты получены и во время остальных, исследованных в работе магнитных бурь.

ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Анализ данных спутника МЕТЕОР-М № 2 и миссии RBSP/Van Allen Probes во время ряда магнитных бурь показывает, что суммированный в [1] подход к решению проблемы формирования и динамики внешнего радиационного пояса требует существенной модификации, так как не учитывает предполагаемого в настоящем исследовании совпадения основной части аврорального овала и внешней части внешнего радиационного пояса. Традиционно считается (см. ссылки в работе [5]), что внешняя граница внешнего радиационного пояса совпадает с экваториальной границей овала, а авроральный овал проецируется на плазменный слой, в котором дрейфовые траектории энергичных электронов не замкнуты внутри магнитосферы, а пересекают магнитопаузу. В результате суббуревых инжекций образуется затравочная популяция электронов, которая затем ускоряется в результате взаимодействия с хоровыми излучениями (см. ссылки в обзоре [1]). Действие адиабатического эффекта не принималось во внимание, так как считалось, что магнитное поле в области ускорения не испытывает значительных искажений во время магнитных бурь. Полученные в работах [2–4, 6, 9] и в настоящем исследовании результаты дают возможность авторам рассмотреть альтернативный сценарий. Во время магнитной бури развиваются суббури. происходит инжекция ионов и формируются асимметричные и симметричные кольцевые токи. Максимум кольцевого тока образуется на геоцентрическом расстоянии, определяемом соотношением, приведенном в [10] (~4 R_E для магнитных бурь с $D_{st} \sim -100$ нТл). Одновременно инжектируется затравочная популяция электронов в область кольцевого тока. Эффективное ускорение инжектированных электронов до энергий в несколько МэВ возможно только если их дрейфовые траектории замкнуты внутри магнитосферы, что имеет место во время фазы восстановления магнитной бури. Суббуревые инжекции в область симметричного кольцевого тока создают захваченную популяцию электронов, которые адиабатически ускоряются при распаде кольцевого тока и возвращению магнитного поля к предбуревому уровню. В целом, результаты проведенного исследования согласуются с теоретическим подходом формирования внешнего радиационного пояса, описанным [15, 16].

Авторы благодарны командам проектов МЕТЕОР и RBSP/Van Allen за возможность использовать данные, выставленные в Интернет и находящиеся в открытом доступе. Работа H.B.C., Е.Е.А. И.Л.О. и М.С.П. поддержана РФФИ (проект № 18-05-00362).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Ripoll J.-F, Claudepierre S.G., Ukhorskiy S.Y. et al. // J. Geophys. Res. Space Phys. V. 125. Art. No. e2019-JA026735.
- Antonova E.E., Stepanova M.V. // Earth Planets Space. 2015. V. 67. Art. No. 148.
- 3. Antonova E.E., Stepanova M., Kirpichev I.P. et al. // J. Atm. Solar-Terr. Phys. 2018. V. 177. P. 103.
- 4. Antonova E.E., Stepanova M.V., Moya P.S. et al. // Earth Planets Space. 2018. V. 70. Art. No. 127.
- Riazanteseva M.O., Antonova E.E., Stepanova M.V. et al. // Ann. Geophys. 2018. V. 36. P. 1131.
- 6. Сотников Н.В., Антонова Е.Е., Рязанцева М.О. и др. // Геомагн. и аэроном. 2019. Т. 59. № 2. С. 148; Sotnikov N.V., Antonova E.E., Ryazantseva M.O. et al. // Geomagn. Aeron. 2019. V. 59. No. 2. Р. 136.
- Spence H.E., Reeves G.D., Baker D.N. et al. // Space Sci. Rev. 2013. V. 179. P. 311.

- Baker D.N., Kanekal S.G., Hoxie V.C. et al. // Space Sci. Rev. 2013. V. 179. No. 1–4. P. 337.
- 9. Сотников Н.В., Антонова Е.Е., Рязанцева М.О. и др. // Геомагн. и аэроном. Т. 59. № 6. С. 696; Sotnikov N.V., Antonova E.E., Ryazantseva M.O. et al. // Geomagn. Aeron. 2019. V. 59. No. 6. P. 651.
- 10. *Тверская Л.В.* // Геомагн. и аэроном. 2011. Т. 51. № 1. C. 8; *Tverskaya L.V.* // Geomagn. Aeron. 2011. V. 51. No. 1. P. 6.
- 11. *Roederer J.G.* Dynamics of geomagnetically trapped radiation, in Physics and Chemistry in Space. V. 2. Berlin: Springer, 1970.
- Reeves G.D., McAdams K.L., Friedel R.H.W., O'Brien T.P. // Geophys. Res. Lett. 2003. V. 30. No. 10. P. 1529.
- Turner D.L., Angelopoulos V., Li W. et al. // J. Geophys. Res. Space Phys. 2013. V. 118. P. 2196.
- 14. *Reeves G.D., Spence H.E., Henderson M.G. et al.* // Science. 2013. V. 341. P. 991.
- Тверской Б.А. // Геомагн. и аэроном. 1997. Т. 37. № 5. С. 555; Tverskoy B.A. // Geomagn. Aeron. 1997. V. 37. Р. 555.
- 16. Antonova E.E. // Adv. Space Res. V. 38. P. 1626.

Outer radiation belt formation during geomagnetic storms and adiabatic mechanism of dropouts and increases of relativistic electron fluxes

N. V. Sotnikov^{*a*}, E. E. Antonova^{*a*, *b*, *, I. L. Ovchinnikov^{*a*}, V. G. Vorobjev^{*c*}, O. I. Yagodkina^{*c*}, M. S. Pulinets^{*a*}}

^a Moscow State University, Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Moscow, 119991 Russia ^bSpace Research Institute, Russian Academy of Sciences, Moscow, 117997 Russia ^cPolar Geophysical Institute, Apatity, 184209 Russia *e-mail: elizaveta.antonova@gmail.com

Analysis of data from the Russian METEOR-M No. 2 spacecraft and the RBSP/Van Allen Probes mission during a number of magnetic storms with $D_{st} \le -100 \text{ HT}\pi$ is prodused. It is shown that the high latitude trapping boundary of electrons with energy >100 keV is localized inside the region of auroral precipitations and sometimes coincide with near to pole boundary of auroral precipitations. The contribution of the adiabatic effect to the dropouts of relativistic electron flows in the main phase of the storm and their increase in the recovery phase is highlighted.

УДК 550.388.2

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МЕТОДА ЧАСТИЧНЫХ ОТРАЖЕНИЙ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ МЕЗОСФЕРНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ

© 2021 г. С. М. Черняков^{1,} *, В. А. Турянский¹

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

*E-mail: smcherniakov@gmail.com Поступила в редакцию 25.09.2020 г. После доработки 20.10.2020 г.

Принята к публикации 27.11.2020 г.

Предложен радиофизический метод расчета мезосферной температуры, основанный на использовании экспериментальных измерений частот резонансных колебаний атмосферы: акустического обрезания и Бранта—Вяйсяля. По данным метода частичных отражений, получены температуры на высоте 75 км во время захода Солнца для дней, когда планетарный индекс геомагнитной активности Кр ≤ 1. Полученные значения температур согласуются с данными других исследователей.

DOI: 10.31857/S0367676521030078

введение

Температура в мезосфере (высоты от 50 до 90 км) является одной из важнейших характеристик атмосферы, определяющей ее динамические и фотохимические процессы. К настоящему времени экспериментальные исследования и теоретический анализ распределения температуры в мезосфере выполнены в значительно меньшем объеме, чем для нижележащих областей атмосферы, поэтому является актуальным проведение мониторинговых наблюдений за составом и температурным режимом мезосферы, в частности, во время прохождения через нее атмосферных волн различных масштабов.

Развитие дистанционных методов зондирования атмосферы, основанных на измерении и интерпретации характеристик электромагнитного излучения после его взаимодействия с исследуемой средой, представляет значительный интерес. Из активных методов зондирования атмосферы наиболее современным и надежным является лазерное (лидарное) зондирование. При лидарном зондировании используется собственный монохроматический импульсный источник света, позволяющий проводить длительные непрерывные наблюдения с высоким пространственно-временным разрешением получаемых данных в произвольном направлении лазерного луча на различных высотах [1, 2].

Большое количество информации о температуре в атмосфере, в том числе в мезосфере получено на основе дистанционного зондирования с искусственных спутников Земли. Глобальная база данных температуры к настоящему времени получена с использованием 10-канального инфракрасного радиометра SABER (Sounding of the Atmosphere Using Broadband Emission Radiometry), расположенного на спутнике TIMED (Thermosphere Ionosphere Mesosphere Energetics and Dynamics) [3], инфракрасного радиометра высокого разрешения HIRDLS (High-Resolution Dynamics Limb Sounder) на спутнике EOS (Earth Observing System) Aura [4], инфракрасного интерферометра для зондирования атмосферы IASI (Infrared Atmospheric Sounding Interferometer) на спутнике MetOP (ESA) [5, 6] и др.

Спутниковые и ракетные методы имеют серьезные недостатки: эпизодические измерения, невозможность отслеживания небольших пространственно-временных вариаций и, наконец, большая стоимость. Радиофизические методы для получения информации о параметрах мезосферы являются всепогодными и могут работать тогда, когда измерения с помощью оптических наземных средств в большой степени ограничены прозрачностью приземного атмосферного слоя.

В данной работе предложен метод определения температуры нейтралов на мезосферных высотах на основе анализа измерений амплитуды отраженных от *D*-области сигналов радара частичных отражений.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ В АТМОСФЕРЕ ПО ЕЕ РЕЗОНАНСНЫМ ЧАСТОТАМ

Теория акустико-гравитационных волн в атмосфере дает возможность описать многие из волноподобных колебаний в атмосфере [7]. В случае ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МЕТОДА ЧАСТИЧНЫХ ОТРАЖЕНИЙ

плоско-стратифицированной и изотермической атмосферы согласно теории акустико-гравитационных волн в атмосфере для атмосферных волн существуют две частотные области, где они могут распространяться как акустические и гравитационные волны. Эти области ограничены резонансными частотами атмосферы: частотой акустического обрезания ω_{ac} (или периодом τ_{ac}) и частотой Бранта—Вяйсяля ω_{bv} (или периодом τ_{bv}). Частоту акустического обрезания определяют как:

$$\omega_{ac} = \gamma g/2c$$
,

где γ — показатель адиабаты, g — ускорение свободного падения, c — скорость звука. Частоту Бранта— Вяйсяля определяют как частоту плавучести, с которой вертикально смещенный объем атмосферного воздуха будет колебаться вблизи своего равновесного состояния в статически постоянной среде (состояние гидростатического равновесия). В этом случае возвращающей силой является не просто сила сжатия, как в случае акустических волн, а выталкивающая сила Архимеда — разность между силами тяжести и градиента давления [8]. Эту частоту можно записать как

$$\omega_{bv}^2 = (\gamma - 1) g^2 / c^2.$$

По формулам резонансных частот из теории АГВ с использованием значений атмосферных параметров из эмпирической модели нейтральной атмосферы NRLMSISE-00 можно определить диапазон возможных частот атмосферных резонансов в различных гелиогеофизических условиях.

Затем, в результате спектрального анализа временного ряда экспериментальных значений какого-либо параметра атмосферы на выбранной высоте получаем реальный спектр вариаций этого параметра для выбранного частотного диапазона. После идентификации резонансов производится расчет температуры на данной высоте из выражений для колебаний, соответствующих атмосферным резонансным периодам акустического обрезания и Бранта—Вяйсяля:

$$\tau_{ac} = 2\pi \sqrt{\frac{4kT}{\gamma M m_{\rm H} g^2}}, \ \tau_{bv} = 2\pi \sqrt{\frac{\gamma kT}{(\gamma - 1)M m_{\rm H} g^2}},$$

где $\gamma = C_p/C_v$ – отношение теплоемкостей при постоянном давлении и постоянном объеме, k – постоянная Больцмана, T – нейтральная температу-

ра, $M = \frac{m}{\Sigma(m_i/M_i)}$, m – масса воздушной смеси, m_i –

масса *i*-го компонента, M_i — отношение массы *i*-го компонента к атомной единице массы, $m_{\rm H}$ — масса атома водорода, g — ускорение свободного падения.

Особенностью метода частичных отражений, рассмотренного в следующем разделе, является возможность определять резонансные спектраль-

ные компоненты АГВ на высотах, от которых происходит отражение и модуляция волны радара. Таким образом, метод частичных отражений позволяет вычислять профиль нейтральной температуры на высотах зондирования. Достоинством при этом является то, что данные можно получать вне зависимости от погодных условий в атмосфере и времени суток.

МЕТОД И УСТАНОВКА ЧАСТИЧНЫХ ОТРАЖЕНИЙ ПОЛЯРНОГО ГЕОФИЗИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА

Эффективный метод исследования *D*-области ионосферы был предложен в 1950-х гг. Гарднером и Поси [9]. Дальнейшее развитие этот метод получил в последующих работах [10, 11]. Он представляет собой радиолокационное зондирование нижней ионосферы в диапазоне средних волн. Метод относительно прост в реализации и позволяет получать сведения об электронной плотности и параметрах неоднородностей на высотах нижней ионосферы.

В основе метода частичных отражений лежат излучение двух волновых мод (обыкновенной и необыкновенной волн) в виде чередующихся импульсов или линейно поляризованной волны на частотах в диапазоне от 2 до 8 МГц и обратное рассеяние радиоволн неоднородностями плазмы [12]. В первом случае производятся раздельный прием сигналов, частично рассеянных ионосферными неоднородностями, и измерение их амплитуд в зависимости от времени запаздывания, определяющего высоту отражения. Во втором случае принимаются две ортогональные линейные поляризации, из которых путем сложения со сдвигом фаз ±90° формируются сигналы двух круговых компонент. Для определения электронной плотности используется отношение измеренных амплитуд или разность поглощения вдоль траекторий распространения обыкновенной и необыкновенной радиоволн (метод дифференциального поглощения), либо прямые или косвенные измерения фазы (метод дифференциальной фазы и корреляционный метод). Измерения фазы обычно сложнее, чем измерения амплитуды, поэтому на практике наиболее широкое применение получил метод дифференциального поглощения. Таким образом, имеется возможность регистрации вариаций частично отраженных радиосигналов на выбранной высоте и выделения в них колебаний среды, вызванных различными источниками как естественного, так и искусственного происхождения.

Установка частичных отражений Полярного геофизического института для исследования нижней ионосферы состоит из передатчика, приемника, приемно-передающей фазированной решетки и автоматизированной системы сбора дан-



Рис. 1. Спектральная плотность мощности частично отраженной обыкновенной волны 27 февраля 2015 г. во время захода Солнца в 16:17:48 UT на высоте 75 км.

ных. Она расположена на радиофизическом полигоне (р. ф. п.) "Туманный" (69.0° с.ш., 35.7° в.д.). Основные параметры и методика обработки сигналов приведены в работе [13]. Технические характеристики радиолокатора: рабочие частоты 2.60-2.72 МГц; мощность передатчика в импульсе около 60 кВт; длительность импульса 15 мкс; частота зондирования 2 Гц. Амплитуда частично отраженной обыкновенной волны измеряется в милливольтах. Антенная решетка состоит из 38 пар скрещенных диполей, занимает площадь 10⁵ м² и имеет ширину диаграммы направленности по уровню половинной мощности около 20°. Поочередно принимаются две круговые поляризации, которые усиливаются приемником прямого усиления с полосой 40 кГц. Обзорный диапазон высот 30-240 км. Шаг снятия данных по высоте $h = 0.5 \cdot n$ км, где n = 1, 2, 3, ...

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Возможность выделения из спектра колебаний частично отраженного сигнала резонансных частот атмосферы зависит от волновой активности в атмосфере. Для того чтобы иметь во время измерений максимальную вероятность генерации (или усиления) в исследуемой области высот колебательных процессов, мы использовали радарные данные при прохождении солнечного терминатора через зенит станции.

Основная идея, что движущийся солнечный терминатор генерирует волновые процессы, была сформирована Биаром [14]. Он предположил, что существует много общего между процессами, которые развиваются при сверхзвуковом движении лунной тени во время солнечного затмения и сверхзвуковым движением солнечного терминатора. Первые экспериментальные подтверждения этого утверждения были опубликованы в работах [15, 16]. Теоретические основы этого явления рассмотрены Сомсиковым [17]. Т.о., солнечный терминатор является регулярным источником естественных волнообразных возмущений в атмосфере, которые могут усиливать собственные частоты в атмосфере: частоту акустического обрезания и частоту Бранта—Вяйсяля.

Для обработки использовались данные измерений амплитуды частично отраженной обыкновенной волны, из которых затем рассчитывалась спектральная плотность мощности вариаций амплитуды. Периоды атмосферных резонансов в *D*-области ионосферы лежат в области приблизительно от 4 до 6 мин [18], то для фильтрации вариаций амплитуды был взят цифровой полосовой эллиптический фильтр (фильтр Кауэра) пакета прикладных программ языка программирования MathLab с полосой пропускания от 2 до 8 мин. Особенностью этого эллиптического фильтра является крутой спад амплитудной характеристики, что позволяет добиваться более эффективного разделения частот, чем при использовании других линейных фильтров.

Для исследования спектральных характеристик и расчета нейтральной температуры на разных высотах нами были использованы временные ряды амплитуд частично отраженной обыкновенной волны в высотном интервале от 60 до 90 км во время прохождение солнечного терминатора при заходе Солнца. Для рассмотрения амплитудных спектров были выбраны спокойные в геомагнитном отношении дни, когда трехчасовой планетарный индекс геомагнитной активности Кр был меньше или равен единице и в атмосфере отсутствовали какие-либо иные возмущения.

Для расчета спектров использовались секундные данные двухчасового интервала амплитуды частично отраженной обыкновенной волны, включающего час до и час после прохождения солнечного терминатора во время захода над пунктом наблюдения. Из временного ряда амплитуды частично отраженной обыкновенной волны на высоте 75 км рассчитывались спектры временных вариаций амплитуды. По экспериментальным спектрам амплитуды идентифицировались, на основе теории АГВ и эмпирической модели атмосферы NRLMSISE-00, спектральные компоненты, соответствующие атмосферным резонансам, и рассчитывалась нейтральная температура на высотах мезосферы.

На рис. 1 показан пример зависимости спектральной плотности мощности (СПМ) вариаций амплитуды частично отраженной обыкновенной волны на высоте 75 км во время захода Солнца 27 февраля 2015 г. в 16:17:48 UT от периода колебания τ . Для расчета был выбран двухчасовой период от 15:17 UT до 17:17 UT. Для других рассмотренных дней также брался двухчасовой период с временем захода на высоте 75 км в качестве середины периода. Спектральные максимумы, для которых периоды $\tau < \tau_{ac}$ и $\tau > \tau_{by}$, могут принадле-



Рис. 2. Зависимость вариаций отфильтрованной амплитуды частично отраженной обыкновенной волны ΔA_0 на высоте 75 км во время захода Солнца зимой и весной: 1 - 20.01.2015 г., 2 - 27.02.2015 г., 3 - 07.04.2015 г., 4 - 26.04.2015 г.



Рис. 3. Зависимость вариаций отфильтрованной амплитуды частично отраженной обыкновенной волны ΔA_0 на высоте 75 км во время захода Солнца осенью и зимой: 1 - 26.10.2015 г., 2 - 21.11.2015 г., 3 - 22.11.2015 г., 4 - 23.11.2015 г., 5 - 03.12.2015 г., 6 - 16.12.2015 г.



Рис. 4. Температура на высоте 75 км для различных сезонов 2015 г. в зависимости от дня года *D*.

жать к акустическим модам (инфразвук) и к гравитационным модам, соответственно.

На рис. 2, 3 показаны примеры вариации ΔA_{0} отфильтрованной амплитуды отраженной обыкновенной волны на высоте 75 км при прохожде-

ИЗВЕСТИЯ РАН. СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ том 85 № 3 2021

нии солнечного терминатора во время захода Солнца. Вертикальными пунктирными линиями отмечено время захода на высоте 75 км. Среднее значение вариаций отфильтрованной амплитуды частично отраженной обыкновенной волны для всех рассмотренных случаев равно нулю, но для того, чтобы можно было сравнить поведение этих вариаций в разное время и в разные даты, графики вариаций амплитуд смещены по вертикали относительно друг друга. Из рис. 2 и 3 видно, что на высоте 75 км при прохождении солнечного терминатора проявляется волновая активность, что может приводить к усилению резонансных частот.

На рис. 4 представлен график значений нейтральной температуры на высоте 75 км, рассчитанных из экспериментальных данных τ_{ac} и τ_{bv} по формулам (1) для дней года *D*, которые приведены на рис. 2 и 3. При расчете использовались стандартные величины, типичные для нейтральной атмосферы. Заметно сезонное поведение температуры на высоте 75 км: уменьшение ее от 235 К в январе до 210 К в апреле и, наоборот, увеличение от 210 К в октябре до 270 К в декабре.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленные результаты анализа данных частичных отражений показали возможность использования спектров плотности мощности частично отраженной обыкновенной волны для идентификации и определения резонансных периодов волн в атмосфере на высотах мезосферы, а также возможность вычисления нейтральной температуры в *D*-области ионосферы по этим данным. Для места наблюдения (69.0° с.ш., 35.7° в.д.) получено сезонное изменение нейтральной температуры на высоте 75 км: уменьшение ее от ~235 K в январе до ~210 K в апреле и, увеличение от ~210 K в октябре до ~270 K в декабре.

В принципе, использованная нами методика определения температуры нейтралов может быть применена при анализе любых экспериментальных данных в виде временных рядов, содержащих информацию о вариациях атмосферных параметров.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Bazhenov O.E., Burlakov V.D., Grishaev M.V. et al. // EPJ Web Conf. 2016. V. 119. Art. No. 24009.
- 2. *Маричев В.Н., Бочковский Д.А.* // Вестн. КРАУНЦ. Физ.-мат. науки. 2017. № 4(20). С. 57.
- 3. http://www.timed.jhuapl.edu/WWW/index.php.
- 4. https://aura.gsfc.nasa.gov/hirdls.html.
- August T., Klaes D., Schlüssel P. et al. // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf. 2012. V. 113. No. 11. P. 1340.
- 6. https://eoportal.eumetsat.int/.
- 7. Hines C.O. // Geophys. Monogr. Ser. 1974. V. 18. P. 248.

- 8. Госсард Э., Хук У. Волны в атмосфере. М.: Мир, 1978. 532 с.
- Gardner F.F., Pawsey J.L. // J. Atm. Terr. Phys. 1953.
 V. 3. No. 6. P. 321.
- Belrose J.S., Burke M.J. // J. Geophys. Res. 1964. V. 69. No. 1. P. 2799.
- Coyne T.N., Belrose J.S. // Radio Sci. 1972. V. 7. No. 1. P. 163.
- Беликович В.В., Вяхирев В.Д., Калинина Е.Е. // Геомагн. и аэроном. 2004. Т. 44. № 2. С. 189. Belikovich V.V., Vyakhirev V.D., Kalinina E.E. // Geomagn. Aeron. 2004. V. 44. No. 2. Р. 170.
- 13. Терещенко В.Д., Васильев Е.Б., Овчинников Н.А., Попов А.А. Техника и методика геофизического эксперимента. Апатиты: КНЦ РАН, 2003. С. 37.
- 14. Beer T. // Nature. 1973. V. 242. No. 5392. P. 34.
- Herron T.J., Donn W.L. // J. Atm. Terr. Phys. 1973. V. 35. P. 2163.
- 16. *Rees D., Roper R.G., Lloyd K.H., Low C.H.* // Phil. Trans. Roy. Soc. A. 1972. V. A271. No. 121. P. 631.
- 17. *Сомсиков В.М.* // Геомагн. и аэроном. 2011. Т. 51. № 6. С. 723; *Somsikov V.M.* // Geomagn. Aeron. 2011. V. 51. No. 6. Р. 707.
- Knížová P.K., Mošna Z. Acoustic waves. From microdevices to helioseismology. InTech, 2011. P. 303.

Use of the partial reflection method for determining the mesospheric temperature

S. M. Cherniakov^{*a*, *}, V. A. Turyansky^{*a*}

^aPolar Geophysical Institute, Murmansk, 183010 Russia *e-mail: smcherniakov@gmail.com

A radiophysical method is proposed for obtaining the mesospheric temperature based on the use of experimental measurements of the frequencies of resonant atmospheric oscillations: acoustic cutoff frequency and the Brant–Väisälä's frequency. According to the partial reflection method, temperatures were obtained at the altitude of 75 km during sunset for days when the planetary index of geomagnetic activity was ≤ 1 . The obtained temperatures are consistent with data of other researchers.

УДК 550.338.2

ФЛУКТУАЦИИ ПОЛНОГО ЭЛЕКТРОННОГО СОДЕРЖАНИЯ И ОШИБКИ GPS ПОЗИЦИОНИРОВАНИЯ, ОБУСЛОВЛЕННЫЕ ПОЛЯРНЫМИ СИЯНИЯМИ ВО ВРЕМЯ АВРОРАЛЬНОГО ВОЗМУЩЕНИЯ 27 СЕНТЯБРЯ 2019 ГОДА

© 2021 г. И. И. Шагимуратов^{1,} *, М. В. Филатов², И. И. Ефишов¹, И. Е. Захаренкова¹, Н. Ю. Тепеницына¹

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 научное учреждение Полярный геофизический институт, Апатиты, Россия *E-mail: shagimuratov@mail.ru Поступила в редакцию 25.09.2020 г. После доработки 20.10.2020 г. Принята к публикации 27.11.2020 г.

Представлен анализ проявления флуктуаций навигационных сигналов в Арктике, обусловленных авроральным возмущением 27 сентября 2019 г. В этот период были выявлены аномально 3D ошибки позиционирования навигационных измерений на европейских авроральных станциях. Показано, что большие ошибки позиционирования обусловлены прохождением навигационных сигналов через интенсивные дискретные формы сияний.

DOI: 10.31857/S036767652103025X

введение

В последнее время освоению Арктики придается особое внимание, об этом свидетельствует указ президента "Об основах государственной политики Российской Федерации в Арктике на период до 2035 г.". В частности, одним из пунктов в сфере развития инфраструктуры Арктической зоны заявлена реализация комплекса мер по навигационному обеспечению. Одной из важнейших и актуальных проблем является обеспечение высокой точности навигации в условиях Арктики.

Главным источником погрешности навигационных измерений с использованием космических систем ГЛОНАСС/GPS является ионосфера Земли. В числе факторов, влияющих на погрешность позиционирования, доминирующую роль играют флуктуации фазы сигнала на трассе спутникприемник. Флуктуации обусловлены присутствием в полярной ионосфере неоднородностей различных масштабов. Неоднородности структурированы по широте в соответствии с разделением высокоширотной ионосферы на субавроральную, авроральную, полярную шапку, касп. Поэтому и флуктуационная активность существенно различается по широте. Медленные флуктуации, обусловленные рефракцией сигналов на крупномасштабных неоднородностях. характеризуют флуктуации полного электронного содержания (TEC – Total Electron Content) вдоль луча спутник-приемник. Быстрые флуктуации, носящие название сцинтилляций, обусловлены дифракцией сигналов на мелкомасштабных неоднородностях. Как показывают исследования, медленные флуктуации (далее флуктуации) наиболее сильно могут влиять на качество навигационных сигналов. Стандартные ГЛОНАСС/GPS наблюдения с 30 с интервалом обеспечивают сравнительно простое выделение флуктуаций по фазовым измерениям. Флуктуации трансионосферных сигналов наблюдаются вблизи местной магнитной полуночи и ассоциируются с авроральными возмущениями. Проявление флуктуаций тесно связано с динамикой аврорального овала [1]. Флуктуации могут вызывать сбои навигационных сигналов. Так, в работе [2] дана статистка сбоев за период 2010-2014 гг. в арктическом регионе. В качестве критерия сбоев использовались изменения полного электронного содержания – более 1 ТЕСИ за минуту (ТЕСИ – общепринятая единица измерения ТЕС). Показано, что число сбоев может увеличиваться во время геомагнитных возмущений в Арктике в несколько раз по сравнению со спокойными условиями. Проявление флуктуаций в зависимости геофизических условий на высоких широтах за период 2008-2013 гг. представлено в работах

Станция	Географические координаты		Геомагнитные координаты		
	широта	долгота	широта	долгота	
NYAL	78.55	11.52	75.77	111.78	
TRO1	69.39	18.56	66.28	103.57	
KIR0	67.52	21.03	64.21	104.01	
VAAS	62.81	21.77	60.51	110.50	

Таблица 1. Данные наблюдений разных станций

[3—5]. Сбои, срывы, скачки фазы навигационных сигналов (sycle sleeps) в конечном итоге могут приводить к нарушениям работы навигационных систем [6]. Флуктуации, сцинтилляции, обусловленные авроральными возмущениями, и их воздействие на навигационные сигналы в последние время вызывают большой интерес [7—9]. Проявление фазовых флуктуаций на разных долготах и их влияние на ошибки позиционирования представлены в работе [10].

Особое внимание исследователей было уделено самой сильной буре 24 солнечного цикла 17 марта 2015 г. Динамика пространственно-временного распределения флуктуаций во время этой бури показана в работах [11, 12]. Интенсивные флуктуации 17 марта 2015 г. в американском секторе наблюдались вплоть до широты 45° с.ш. Во время этой бури полярные сияния наблюдались даже на широтах 50°-60° с.ш.

В последние годы повышаются требования к точности навигационных ГЛОНАСС/GPS измерений. В настоящее время разработаны методы и алгоритмы определения координат потребителя с точностью до сантиметров по измерениям одного приемника, без привлечения измерений опорных станций. Метод получил название Precise Point Positioning (PPP) [13]. В последние годы метод получил дальнейшее развитие и широко используется для оценки ошибок позиционирования во время геомагнитных возмущений [14, 15]. В одной из первых работ [16] было показано, что флуктуации усиливались, когда в ионосфере наблюдались полярные сияния в виде лучистых дуг. Наши предварительные исследования показали, что при прохождении навигационного сигнала через полярные сияния наблюдался сбой приема сигнала спутника [17, 18]. Эта ситуация касалась сбоя сигнала отдельного спутника. В данной работе мы показываем, как полярные сияния приводят к увеличению ошибок позиционирования. а также демонстрируем конкретные величины ошибок позиционирования, обусловленных возмущением 27 сентября 2019 г., и их связь с полярными сияниями.

Максимальная величина 3-часового Кр индкса достигала +5, сумма Кр = 23, а индекс D_{st} достигал 50 нТ на интервале 21–23 UT. Обратим внимание, что данное возмущение можно отнести к умеренным по интенсивности. Несмотря на это, оно вызвало большие кратковременные (2-5 мин) ошибки определения местоположения.

МЕТОДОЛОГИЯ И ДАННЫЕ

В качестве исходных данных служили стандартные 30 с двухчастотные фазовые измерения. Привлекались наблюдения авроральных и субавроральных станций, расположенных на долготах около 20° в.д. (табл. 1). Для определения абсолютной величины ТЕС использовался комплекс программ, разработанных в Калининградском филиале ИЗМИРАН. Процедура обработки сигналов навигационных спутников представлена в работе [19].

В качестве меры флуктуационной активности использовалась скорость изменения вертикального электронного содержания ионосферы на 1 мин интервале – ROT (Rate of TEC).

Единица измерения ROT – TECU: 1 TECU = 10^{16} электрон/м². Интенсивность флуктуаций оценивалась через индекс ROTI:

$$ROTI = \sqrt{\langle ROT^2 \rangle - \langle ROT \rangle^2}.$$
 (1)

Индекс характеризует дисперсию параметра ROT. Индекс ROTI определялся на 10 мин интервале для всех спутников, которые наблюдались над станцией с углами места более 20°.

Авроральная активность оценивалась AE индексом. Полярные сияния фиксировались на станции Кируна (KIR0) камерой полного неба (http://www2.irf.se/allsky/dasc).

Мы анализировали связь между интенсивностью TEC-флуктуаций и PPP ошибками, используя GIPSY – программу NASA Jet Propulsion Labогаtory (http://apps.gdgps.net). В качестве входных величин использовались RINEX файлы, содержащие групповые и фазовые измерения задержек навигационных сигналов. На выходе формировались x, y, z координаты каждые 30 с. 3D ошибки (P_{3D}) определялись как детрендированные координаты от средних значений (x_0 , y_0 , z_0) на каждую эпоху [20]. Ошибки 3D определялись с 30 с интервалом:

$$P_{3D}(i) = \sqrt{(x(i) - x_0)^2 + (y(i) - y_0)^2 + (z(i) - z_0)^2},$$
 (2)



Рис. 1. Вариации ТЕС флуктуаций (ROT) их интенсивность (ROTI) на различных европейских станциях для 27 сентября 2019 г. Флуктуации показаны для всех наблюдаемых спутников на 24-часовом интервале.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 1 представлены вариации ROT (слева) и ROTI (справа) для авроральных и субавроральных станций. Вариации ROT показывают TEC-

флуктуации для всех спутников, видимых станцией на 24-часовом интервале. Интенсивность флуктуаций (ROTI) показана на кругах в координатах: часы-магнитная широта. Флуктуационная

ИЗВЕСТИЯ РАН. СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ том 85 № 3 2021



Рис. 2. Ошибки позиционирования (3D) для авроральных и субавроральной станции для спокойного (25 сентября) и возмущенного (27 сентября) дней.

активность хорошо коррелирует с поведением AE индекса (здесь не показанный). На всех станциях флуктуации проявляются после 15 UT. К низким широтам их проявление сдвигается к ночным часам и наблюдаются вблизи местной магнитной полуночи (MLT). Для рассматриваемых станций MLT ~ 21 UT.

К низким широтам уменьшается и количество спутников, сигналы которых подвержены флуктуациям. Как видно на кругах, они наблюдаются на спутниках, траектории которых располагаются ближе к полюсу. Общее развитие флуктуаций согласуется с поведением аврорального овала, который во время геомагнитных возмущений, как известно, расширяется к экватору. Следует отметить, что развитие флуктуаций для станции Ню-Олесунн (NYAL) существенно отличается от их поведения на остальных станциях. На данной станции флуктуации наблюдались в дневное время, что характерно для станций, находящихся в каспе.

Для спокойных дней 25 и 26 сентября на авроральных широтах по стациям TRO1, KIR0, VAAS регистрировались слабые флуктуации лишь в утренние часы.

ОШИБКИ ПОЗИЦИОНИРОВАНИЯ

Мы определяли 3D ошибки позиционирования для обсуждаемых станций, используя программу GIPSY в онлайн режиме, в кинематической опции. В качестве входных данных использовались RINEX файлы с 30 с интервалом. Привлекались навигационные измерения для спутников с углами места более 20°, чтобы избежать влияния регулярных горизонтальных градиентов ТЕС.

На основе статистики связи интенсивности флуктуаций (ROTI) с ошибками позиционирования выявлено, что между ними имеется четкая положительная корреляция, которая носит нелинейный характер. Особенно это проявляется при малых величинах ROTI [12, 20].

На рис. 2 представлены ошибки позиционирования для спокойного (25 сентября) и возмущенного (27 сентября) дня на авроральных и субавроральных станциях в интервале 12-24 UT. До 12 ч ошибки были малыми и не представляют интереса. Для спокойного дня максимальные ошибки наблюдались после 23 ч. Ошибки уменьшались с понижением широты и не превышали 50 см. В день возмущения ошибки возросли более чем на два порядка и достигали нескольких десятков метров. Характерной особенностью их поведения явилось то, что увеличенные ошибки регистрировались как кратковременные выбросы длительностью 2-6 мин. На всех станциях возрастание ошибок приходилось на время около 18 и 22 UT. Аномально большие ошибки проявились на станциях TRO1 и KIR0. Как упоминалось выше, в условиях дискретных полярных сияний регистрировалось нарушение приема навигационных сигналов. При этом не обсуждалось, как это может сказаться на ошибках позиционирования. По станции KIR0 мы располагали информацией о проявлении сияний на основе данных наблюдений камер полного неба. Во время возмущения над станцией KIR0 наблюдались интенсивные



Рис. 3. Детальная картина проявления TEC-флуктуаций вдоль пролета спутников по станции KIR0 в окрестности 18 UT и 22 UT.



Рис. 4. Карты полного неба (сияний) и положение спутников по станции KIR0 в окрестности 18 и 22 UT.

дискретные формы сияний. С учетом этого обстоятельства мы провели детальный анализ флуктуаций навигационных сигналов около 18 UT и 22 UT, когда регистрировались аномально большие ошибки позиционирования. На рис. 3 показаны вариации флуктуации сигналов (ROT) для спутников, которые наблюдались в зоне радиовидимости станции KIR0 в окрестности 18 UT (рис. 3a) и 22 UT (рис. 3б). Общее число спутников, которые находились в зоне радиовидимости станции, равнялось 7. В окрестности 18 UT находились спутники №№ 4, 5, 7, 9, 13, 27 и 30. Два спутника (№№ 4 и 27) в это время наблюдались под относительно низкими углами места – соответственно 23° и 21°. На фоне временного развития флуктуаций хорошо выделяются кратковременные всплески спутников №№ 5, 13, 30. Максимальная интенсивность флуктуаций (ROTI) составила около единицы, что превышало величину флуктуаций вне всплесков. В окрестности 22 UT находилось 10 спутников с №№ 1, 10, 11, 13, 15, 17, 18, 20, 24, 28. Из них пять спутников наблюдались под углами меньше

23°. Спутники, для которых регистрировались изолированные всплески, находились под высокими углами места. Известно, что при низких углах возвышения спутников величина ROTI увеличивается. В обоих случаях длительность всплесков составляла 20–30 мин. Такие всплески могут быть обусловлены пересечением сигнала дискретных форм сияний. В окрестности 18 UT число спутников, которые подвержены подобным флуктуациям, равнялось трем, соответственно для 22 UT – четырем. Известно [10], что с увеличением количества спутников, подвергающихся флуктуациям, ухудшается точность позиционирования. Это, повидимому, объясняет, почему для 22 UT 3D ошибка почти в три раза больше, чем для 18 UT.

Снимки полного неба по станции Кируна поставляются шведским Институтом Космической Физики. Камеры позволяют делать снимки с миллисекундном интервалом. На рис. 4 показаны карты всего неба в окрестности 18 и 22 UT, когда наблюдались большие ошибки позиционирования. Снимки Картинки описывают характер сияний и их положение в пространстве. В указанное время наблюдались интенсивные дискретные формы сияний. На рис. 4а схематически показана ориентация сторон света на картах полного неба. На снимках рис. 4 видно, что дискретные сияния характеризуются большой динамикой. На 1 мин интервале положение и форма сияний может сушественно изменяться. На рис. 4 указаны положения спутников, которые были в зоне видимости станции KIR0 на конкретные моменты времени. Видно, что спутники, флуктуации которых проявлялись в виде всплесков (рис. 3) в окрестности 18, 22 UT, находились зоне сияний или сигналы переискали их. В отличие от высокой динамики сияний, положение спутника мало меняется в течение характерного времени всплесков. Поэтому в силу высокой динамики сияний, навигационные сигналы могли пересекать за это время несколько дискретных форм сияний. Этим можно объяснить осцилляции в огибающей всплесков на рис. 3.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Во время возмущения 27 сентября 2019 г. ТЕСфлуктуации проявились после 17 UT в соответствии с временным развитием авроральной активности. Максимальная интенсивность флуктуаций регистрировалась на станциях TRO1 и KIR0 и уменьшалась по направлению к экватору. Анализ 3D ошибок позиционирования выявил аномально большие значения ошибок в окрестности 18 и 22 UT. В это время ошибки превышали 20 м и более, а в остальное время они варьировали в диапазоне 10-50 см. Особенностью аномальных ошибок явилась их изолированность, а также кратковременный характер (2-5 мин). Во временном поведении детальный анализ флуктуаций в окрестности 18 и 22 UT выявил наличие всплесков повышенной интенсивности длительностью 20-40 мин. Этот анализ проведен по станции KIR0, для которой имелись данные о полярных сияниях. В рассматриваемые периоды наблюдались интенсивные дискретные формы сияний. Сопоставление ошибок, флуктуаций и полярных сияний позволило сделать вывод, что аномально большие ошибки позиционирования обусловлены пересечением (прохождением) навигационных сигналов через дискретные формы сияний. Поэтому при навигации в Арктике следует учитывать, что в условиях сияний можно ожидать ухудшения навигационных измерений, а именно - существенного увеличения ошибок позиционирования. В отдельных случаях при высокой авроральной активности и в присутствии интенсивных различных форм сияний может оказаться невозможным определение координат потребителя.

Авторы благодарят шведский Институт космический физики за данные по полярным сияниям станции Кируна. Работа была выполнена при частичной поддержке РФФИ (проект № 19-05-00570-а).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. *Meeren van der C., Oksavik K., Lorentzen D.A. et al.* // J. Geophys. Res. Space Phys. 2015. V. 120. P. 10607.
- 2. Захаров В.И., Ясюкевич Ю.В., Титова М.А. // Косм. исслед. 2016. Т. 54. № 1. С. 23.
- 3. Prikryl P., Jayachandran P.T., Mushini S.C. et al. // Ann. Geophys. 2010. V. 28. P. 1307.
- 4. Prikryl P., Jayachandran P.T., Chadwick R., Kelly T.D. // Ann. Geophys. 2015. V. 33. P. 531.
- Prikryl P., Ghoddousi-Fard R., Thomas E.G. et al. // Ann. Geophys. 2015. V. 33. P. 637.
- 6. Astafyeva E., Yasyukevich Y., Maksikov A., Zhivetiev I. // Space Weather. 2014. V. 12. P. 508.
- 7. Черноус С.А., Швец М.В. Филатов М.В. и др. // Хим. физика. 2015. Т. 34. № 10. С. 33.
- 8. Черноус С.А., Филатов М.В. Шагимуратов И.И., и др. // Хим. физика. 2018. Т. 37. № 5. С. 77.
- Козелов Б.В., Черноус С.А., Шагимуратов И.И. и др. // Proc. XLII Ann. Seminar "Physics of Auroral Phenomena" (Apatity, 2019). P. 48.
- Cherniak I.Yu., Zakharenkova I.E., Redmon R.J. // Space Weather. 2015. V. 13. P. 585.
- 11. Sieradzki R., Paziewski J. // J. Space Weather Space Clim. 2019. V. 9. Art. No. A5.
- 12. Shagimuratov I.I., Chernouss S.A., Despirak I.V. et al. // Sun Geosphere. 2018. V. 13. No. 1. P. 89.
- 13. Shagimuratov I.I., Chernouss S.A., Despirak I.V. et al. // Proc. 9th Workshop Sunny Beach (Bulgaria, 2017). P. 86.
- 14. *Kouba J., Héroux P. //* GPS Solutions. 2001. V. 5. No. 2. P. 12.
- 15. Jacobsen K.S., Dähnn M. // J. Space Weather Space Clim. 2014. V. 4. Art. No. A27.
- Smith A.M., Mitchell C.N., Watson R.J. et al. // Space Weather. 2008. V. 6. Art. No. S03.
- Черноус С.А., Шагимуратов И.И., Филатов М.В. и др. // Сб. тр. Всеросс. конф. "Гелиофизические исследования в Арктике". (Мурманск, 2016). С. 70.
- Черноус С.А. Филатов М.В., Шагимуратов И.И., Ефишов И.И. // Вестн. Кольск. НЦ РАН. 2018. Т. 10. № 3. С. 106.
- 19. Шагимуратов И.И., Черняк Ю.В., Захаренкова И.Е. и др. // Совр. проблемы дистанц. зондирования Земли из космоса. 2016. № 13(1). С. 197.
- 20. Jacobsen K.S., Andalsvik Y.L. // Space Weather Space Clim. 2016. V. 6. Art. No. A9.

Occurrence of phase fluctuations and discrete auroral form and their impact on the GPS positioning errors during auroral disturbance on September 27, 2019

I. I. Shagimuratiov^{a, *}, M. V. Filatov^b, I. I. Efishov^a, I. E. Zakharenkova^a, N. Yu. Tepenitsyna^a

^aInstitute of Terrestrial magnetism, Ionosphere and Radio wave propagation of the Russian Academy, West Department, Kaliningrad, 236035 Russia

^bPolar Geophysical Institute, Apatity, 184209 Russia *e-mail: shagimuratov@mail.ru

The analysis of occurrence fluctuations of navigation signals and positioning errors in Arctic due to auroral disturbance of September 27, 2019 is presented. During this event the anomaly positioning errors over European auroral stations were detected. We suppose that the strong errors due to crossing of signals of the discrete auroral form.

УДК 550.3:550.34:550.385.43:523.982.8

ВОЗМОЖНАЯ РОЛЬ КОСМОФИЗИЧЕСКИХ ФАКТОРОВ В ВОЗНИКНОВЕНИИ ГОРНЫХ УДАРОВ И ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ

© 2021 г. О. И. Шумилов^{1, 2, *}, Е. А. Касаткина^{1, 2}, Д. В. Макаров¹

 $^1 \Phi$ едеральное государственное бюджетное учреждение науки

Институт проблем промышленной экологии Севера Кольского научного центра Российской академии наук, Апатиты. Россия

²Федеральное государственное бюджетное научное учреждение Полярный геофизический институт, Апатиты, Россия *E-mail: oleg@aprec.ru Поступила в релакцию 25.09.2020 г.

После доработки 20.10.2020 г. Принята к публикации 27.11.2020 г.

Проанализировано более 700 событий горных ударов на рудниках севера России за период 1947—2004 гг. в контексте возможной роли космофизических факторов в их возникновении. Анализ выявил сходство сезонных распределений горных ударов и геомагнитных возмущений в авроральной зоне. Выявлена 22-летняя периодичность в возникновении горных ударов и природных землетрясений, которая, скорее всего, имеет внеземное происхождение. Обсуждаются возможные причины возникновения горных ударов и их связи с космофизическими факторами.

DOI: 10.31857/S0367676521030285

введение

Горный удар – это интенсивное разрушение массива руды или породы. которое сопровождается выбросами разрушенной горной массы (до тысяч кубометров) и сейсмическим эффектом. Поскольку фокус горного удара расположен очень близко к земной поверхности, его интенсивность намного больше, чем у естественного землетрясения с такой же магнитудой [1, 2]. Горные удары и техногенные землетрясения (сейсмическая энергия $E > 10^8$ Дж) представляет серьезную опасность для горнодобывающей промышленности и могут привести к катастрофическим последствиям: повреждения шахтного оборудования, разрушения горных выработок, сопровождающиеся травмами и жертвами среди персонала [3-6]. Например, 20 января 1960 г. на угольной шахте "Коулбрук" в ЮАР произошел мощный горный удар, где разрушения были на площади более 3 млн м² и погибли 432 рабочих [2]. При горном ударе на шахте "Крюгерсхаль" (Германия) 24 мая 1940 г. в результате обрушений на площади около 600 тыс. м² погибло 42 человека [2].

В России впервые горные удары зафиксированы более 70 лет назад на шахтах Кизеловского угольного бассейна [7]. В дальнейшем в России горные удары фиксировались на территориях угольных бассейнов (Кузнецком, Печерском, Кизеловском, Челябинском), на апатитовых месторождениях Хибинского массива, на железнорудных, бокситовых, редкометалльных месторождениях [7–11]. Сильнейшие горно-тектонические удары и техногенные землетрясения происходят на Кольском п-ове на территориях Хибинского (апатитовое месторождение) и Ловозерского (редкометалльное месторождение) горных массивов [1]. Ловозерское редкометалльное месторождение в последнее время занимает первое место по сейсмической активности среди всех рудных месторождений России [12]. Так, 17 августа 1999 г. на руднике "Умбозеро" произошло сильнейшее за всю историю эксплуатации рудников России техногенное землетрясение (магнитуда $M = 4.0-4.4, E \sim 10^{11}$ Дж), разрушившее 650 тыс. м² горных выработок [1, 12].

Очевидно, что прогнозирование и профилактика горных ударов на рудниках является одной из важнейших проблем горного производства. В данной работе проанализирована периодичность горно-тектонических ударов на рудниках Севера России за период 1944—2007 гг. в связи с циклами солнечной и геомагнитной активности, рассмотрены возможные механизмы полученной взаимосвязи.

МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

В работе использованы данные каталогов горных ударов на рудниках Кизеловского (59° с.ш., 58° в.д.), Североуральского (СУБР) (60° с.ш., 60° в.д.), Октябрьского (Норильск) (69° с.ш., 88° в.д.), Воркутинского месторождений (67.5° с.ш., 64° в.д.) [7–11], а также месторождений Хибинского (67.6° с.ш., 33.7° в.д.) [10, 11] и Ловозерского ("Умбозеро") (67.9° с.ш., 34.4° в.д.) [12] горных массивов за период 1947–2007 гг.

В работе использованы также записи значений среднегодовых чисел Вольфа и среднемесячных величин геомагнитного Ар-индекса, наиболее мощных (магнитуда M > 7) землетрясений и среднемесячные данные нейтронного монитора обс. Апатиты (67.6° с.ш., 33.4° в.д.). Значения геомагнитных индексов взяты на сайте Мирового центра данных по геомагнетизму в Киото WDCG (World Data Centre for Geomagnetism, Kyoto, Japan: http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp). Данные о наиболее мощных (M > 7) землетрясениях за период 1900—2004 гг. представлены на сайте геологической службы США: http://neic.usgs.gov/neis/eqlists).

Достоверность сезонных распределений проверялась при помощи критерия Стьюдента. Спектральный анализ проводился при помощи метода Томсона [13]. Метод Томсона является непараметрическим и основан на использовании вытянутых сфероидальных функций конечной длительности, обеспечивающих максимальную концентрацию энергии в заданной полосе частот [13].

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Зависимость горных ударов от солнечной активности (СА) и солнечно-лунных приливов отмечалась ранее в ряде работ [14—19]. В настоящей работе исследована периодичность горных ударов на большой выборке данных и приведены возможные механизмы связи техногенной сейсмичности с активностью Солнца.

На рис. 1а приведены графики среднегодовых значений чисел Вольфа Wи гистограммы количества горных ударов на рудниках Кизеловского бассейна, СУБР и Ловозерского редкометалльного месторождения за период 1947-2007 гг. Отчетливо видно, что частота горных ударов увеличивается на фазах подъема и спада нечетных циклов солнечной активности, тогда как четные циклы СА характеризуются минимальным количеством горных ударов (рис. 1*a*). Характер распределения указывает на существование 22-летней периодичности в вариациях числа горных ударов, хотя этот вывод нельзя считать достоверным на таком небольшом временном интервале. Следует отметить, что 22-летняя периодичность в вариациях числа горных ударов отмечалась и ранее, но на меньшей выборке данных [15, 16].

Известно, что 11-летние циклы солнечной активности (циклы Швабе) присутствуют в вариациях числа солнечных пятен, солнечной радиации и галактических космических лучей (ГКЛ). Что касается 22-летнего цикла солнечной актив-



Рис. 1. (*a*) Гистограмма распределения горных ударов по годам: серые столбики – горные удары на Кизеловском бассейне, светло-серые – на СУБРЕ, черные – на Ловозерском месторождении [12] и кривая среднегодовых значений чисел Вольфа; (*б*) – среднемесячные значения вариаций галактических космических лучей по данным нейтронного монитора обс. Апатиты. Полярность магнитного поля Солнца обозначена зна-ками + (магнитное поле направлено от Солнца) и – (магнитное поле направлено к Солнцу).

ности (цикла Хэйла), связанного со сменой полярности общего магнитного поля Солнца, то он, хотя и присутствует в вариациях ГКЛ (рис. 1 δ), но практически не заметен в вариациях числа солнечных пятен и солнечной радиации. Смена полярности магнитного поля Солнца происходит вблизи максимумов СА, что приводит к изменению направления дрейфа потоков ГКЛ в гелиосфере. При этом интегральный поток ГКЛ увеличивается во время 11-летних циклов с положительной полярностью (т.е., когда магнитное поле направлено от Солнца) и уменьшается во время "отрицательных" 11-летних солнечных циклов [20], что проявляется в чередовании резких и плоских максимумов потоков ГКЛ по данным нейтронного монитора обс. Апатиты (рис. 16).

Недостаточность исходной выборки не позволяет провести спектральный анализ для достоверного выделения 22-летней периодичности горных ударов. Учитывая, что механизмы формирования и реализации горных ударов и естественных землетрясений в некоторой степени можно считать аналогичными [21] мы провели спектральный анализ периодичности наиболее мощных (M > 7) землетрясений (рис. 2). Видно, что в спектре естественной сейсмичности присутствует пик ~22 г. Как известно, 22-летняя периодичность обнаружена в климатических записях во многих регионах земного шара, причем часто с амплитудой, превышающей амплитуду 11-летнего цикла [22–29] а также в вариациях геомагнитной



Рис. 2. Спектр вариаций мощных (M > 7) землетрясений за период 1900—2004 гг. Штриховая линия — граница 99%-ного доверительного интервала относительно красного шума.



Рис. 3. Распределение по сезонам: a – геомагнитных возмущений (Ap > 25 нTл) за 1932–2014 гг.; δ – горных ударов на месторождениях авроральной зоны (Воркутинское, Октябрьское и месторождений Хибинского горного массива) за 1966–1987 гг.; a – горных ударов на среднеширотных месторождениях Кизеловского бассейна и СУБР за 1972–1987 гг.

активности [30]. В работе [26] было высказано предположение, что 20-22-летняя периодичность, наблюдаемая в вариациях различных климатических параметров, связана с увеличением количества космической пыли внутри солнечной системы вследствие ослабления величины магнитного поля Солнца при смене знака во время солнечных максимумов. Результаты экспериментов, проведенных в рамках проекта DUST на борту космического аппарата Ulysses, показали, что экранировка магнитного поля Солнца была ослаблена во время 11-летнего солнечного максимума (2000 г.), и количество межзвездной пыли внутри Солнечной системы увеличилось втрое [31]. Вероятно, частицы космической пыли могут быть сфокусированы в плоскости эклиптики или отклоняться от нее в зависимости от полярности магнитного поля Солнца, которая изменяется каждые 11 лет, что подтверждается модельными расчетами [32]. Периодическое увеличение количества космической пыли внутри Солнечной системы, особенно в плоскости эклиптики, может повысить вероятность столкновения малых космических тел (мини-комет, комет и астероидов) друг с другом и Землей, что, в свою очередь, может привести к вариациям притока космического вещества на Землю с периодом в 22 г. [30, 32].

Выше отмечалось, что горные удары сосредоточены, в основном, на фазах спада и подъема нечетных циклов СА (рис. 1а). Похожим образом ведет себя локальный индекс геомагнитной активности в авроральной зоне [16]. На рис. 3 приведены вариации ежемесячных значений количества дней с геомагнитными возмущениями (Ap > $25 \, \mathrm{нTr}$) (рис. 3a), а также горных ударов на месторождениях, находящихся в авроральной (Воркутинское, Октябрьское, месторождения Хибинского горного массива) (рис. 3б) и среднеширотной (СУБР + Кизеловсий бассейн) зонах (рис. 3в). Видно, что в авроральной зоне, где геомагнитная активность максимальна, в сезонном распределении горных ударов наблюдаются два максимума: в марте (p << 0.001) и октябре (рис. 36), которые совпадают с равноденственными пиками в распределении геомагнитных возмущений (Ap > 25 нTл) (рис. 3*a*), что косвенно подтверждает их геомагнитную природу. Первый максимум в распределении горных ударов на среднеширотных рудниках (p < 0.001) также совпадает с весенним равноденственным пиком геомагнитной активности (рис. 3в). При этом следует отметить, что осенний пик в сезонном распределении реализаций горных ударов в авроральной зоне не является статистически достоверным, что объясняется недостаточным количеством данных. Основным отличием в распределении горных ударов в средних широтах является наличие зимнего максимума в декабре (p < 0.001) (рис. 3e), который не соответствует бимодальному распределению геомагнитных возмущений средней интенсивности (рис. 3*a*). С другой стороны, известно, что в сезонном распределении короткопериодных геомагнитных пульсаций Pc1, характерных для средних широт, также присутствует зимний максимум, особенно в годы минимальной солнечной активности [33].

Приведенные выше результаты позволяют предположить, что геомагнитные возмущения могут быть причиной изменения режима существующих напряжений в земной коре и влиять на уровень сейсмичности. Наиболее известным механизмом, объясняющим преобразование энергии магнитного поля Земли в механическую энергию горных пород, является магнитострикция. В работе [34] показано, что эманация радиоактивного радона ²²²Rn из земной поверхности связана с геомагнитными возмущениями через механизм магнитострикции:

$$J \sim \frac{\Delta H}{T} Q t, \tag{1}$$

где J – количество выделяемого радона, ΔH – амплитуда геомагнитного возмущения, T и t – период и длительность геомагнитного возмущения соответственно, О – резонансная характеристика горной породы. Радиоактивный радон ²²²Rn выделяется из микропор на земную поверхность вслелствие магнитострикционных сжатий/растяжений в высокочастотном поле геомагнитных возмущений, например, геомагнитных пульсаций и ОНЧ-излучений [34]. При этом амплитуда магнитострикции зависит от содержания в породе магнетита, а малое значение ΔH компенсируется высокой частотой: многократное малое сжатие оказывается эффективнее однократного большого сжатия [34]. Косвенным подтверждением влияния геомагнитных возмущений на уровень сейсмичности является установленная недавно синхронность геомагнитных вариаций импульсного типа и вариаций максимальной амплитуды поля микросейсмических колебаний [35].

Таким образом, рудные месторождения Кольского п-ова с большим содержанием магнитострикционных материалов, находящиеся в зоне наибольшей геомагнитной активности, являются потенциально сейсмически опасными. Примером является редкометалльное месторождение Ловозерского горного массива, сейсмичность которого была признана исключительно техногенной на основании того, что до 1990-1991 гг. сейсмических событий в районе месторождения не наблюдалось [12]. В настоящее время, несмотря на закрытие в 2004 г. одного из рудников (рудник "Умбозеро"), сейсмичность месторождения не только не прекратилась, а остается на постоянно высоком уровне [1, 12]. Результаты настоящей работы не находятся в противоречии с данным выводом, если рассматривать горные массивы, находящиеся под влиянием техногенных взрывных воздействий в качестве открытых неравновесных динамических систем [36]. В таких системах под действием внешнего источника могут возникать автоколебательные процессы [37]. В нашем случае таким внешним источником для Хибинского и Ловозерского горных массивов могут являться геомагнитные возмущения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты проведенного анализа позволили на большой выборке данных (1947—2007 гг.) выделить 22-летнюю периодичность в возникновении горных ударов на рудниках России. Аналогичная периодичность выявлена в проявлении мощных (M > 7) естественных землетрясений. Анализ сезонного распределения горных ударов на рудниках авроральной и среднеширотной зоны свидетельствуют о возможной их связи с геомагнитной активностью. Полученные результаты могут быть использованы для прогнозирования и профилактики горных ударов на рудниках Севера России.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Адушкин В.В. // Физ. Земли. 2016. № 2. С. 22; Adushkin V.V. // Izv. Phys. Sol. Earth. 2016. V. 52. P. 173.
- 2. Song D., He X., Wang E. et al. Rockburst evolutionary process and energy dissipation characteristics. Singapore: Springer Nature Singapore Pte Ltd, 2020. 250 p.
- 3. Ломов М.А., Константинов А.В., Терешкин А.А. // Пробл. недропольз. 2019. № 4. С. 83.
- 4. *Cai M.* // J. Rock Mech. Geotech. Eng. 2016. V. 8. P. 204.
- Ghasemi E., Gholizadeh H., Adoko A.C. // Eng. Comput. 2020. V. 36. P. 213.
- Pu Y., Apel D.B., Liu V., Mitri H. // Int. J. Min. Sci. Technol. 2019. V. 29. P. 565.
- Систематическое описание горных ударов на шахтах СССР. Ленинград: ВНИМИ, 1967. 634 с.
- Каталог горных ударов на шахтах СССР. Ленинград: ВНИМИ, 1973. 184 с.
- Каталог горных ударов на рудных и нерудных месторождениях. Североуральский бокситовый рудник. Ленинград: ВНИМИ, 1985. 258 с.
- Каталог горных ударов на рудных и нерудных месторождениях. Таштагольсое, Криворожское, Октябрьское (Норильск), Кукисвумчоррское (п.о. "Апатит") и др. месторождения. Ленинград: ВНИМИ, 1986. 186 с.
- Каталог горных ударов на рудных и нерудных месторождениях. Северо-Уральское, Таштагольское, Октябрьское (Норильск), Юкспорское, кукмсвумчоррское (п.о. "Апатит"), Качкарское и др. месторождения. Ленинград: ВНИМИ, 1989. 182 с.
- 12. Ловчиков А.В. // Вест. МГТУ. 2008. Т. 11. С. 385.
- 13. Thomson D.J. // IEEE Proc. 1982. V. 70. P. 1055.
- 14. Белов Н.И. // Комплексная разработка рудных месторождений и вопросы геомеханики в сложных и

особо сложных условиях: Сб. научн. тр. Апатиты: КНЦ РАН, 1995. С. 63.

- 15. *Яковлев Д.В., Тарасов Б.Г., Цирель С.В. //* Горн. инф-аналит. бюлл. 2002. № 5. С. 175.
- 16. *Shumilov O.I., Kasatkina E.A., Morner N.-A.* // In: Earthquake prediction. Leiden: The Brill Academic Publishers, 2006. P. 53.
- 17. *Тарасов Б.Г., Оловянный А.Г., Бугаенко Л.В.* // Зап. горн. ин-та. 2010. Т. 188. С. 183.
- 18. *Жирова А.М., Жиров Д.В.* // Горн. инф-аналит. бюлл. 2015. № S56. С. 254.
- Опарин В.Н., Багаев С.Н., Маловичко Л.А. и др. Методы и системы сейсмодеформационного мониторинга техногенных землетрясений и горных ударов. Т. 2. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2010. 261 с.
- Beer J., McCracken K., von Steiger R. Cosmogenic radionuclides: Theory and applications in the terrestrial and space environments. Heidelberg: Springer, 2012. 426 p.
- Козырев А.А., Мальцев В.А., Панин В.И., Рыбин В.В. // Горн. журн. 1998. № 4. С. 47.
- 22. Башкирцев В.С., Машнич Г.П. // Геомагн. аэрон. 2003. Т. 43. С. 132.
- 23. Baliunas S., Frick P., Sokoloff D., Soon W. // Geophys. Res. Lett. 1997. V. 24. P. 1351.
- 24. Касаткина Е.А., Шумилов О.И., Канатьев А.Г. // Метеорол. гидрол. 2006. № 1. С. 55.

- 25. *Rigozo N.R., Nordemann D.J.R., Echer E. et al.* // Adv. Space Res. 2002. V. 29. P. 1985.
- Kasatkina E.A., Shumilov O.I., Krapiec M. // Adv. Geosci. 2007. V. 13. P. 25.
- 27. Velasco V.M., Mendoza B. // Adv. Space Res. 2008. V. 42. P. 866.
- 28. Shumilov O.I., Kasatkina E.A., Mielikainen K. et al. // Int. J. Environ. Res. 2011. V. 5. P. 855.
- 29. *Kasatkina E.A., Shumilov O.I., Timonen M.* // J. Atm. Sol. Terr. Phys. 2019. V. 193. Art. No. 105075.
- Russel C.T., McPherron R.L. // J. Geophys. Res. 1973. V. 78. P. 92.
- Landgraf M., Kruger H., Altobelli N., Grun E. // J. Geophys. Res. 2003. V. 108. Art. No. 8030.
- 32. Frisch P.C. // Amer. Sci. 2000. V. 88. P. 52.
- Гульельми А.В., Троицкая В.А. Геомагнитные пульсации и диагностика магнитосферы. М.: Наука, 1973. 208 с.
- 34. Шемьи-заде А.Э. // Биофиз. 1992. Т. 37. С. 690.
- 35. Адушкин В.В., Рябова С.А., Спивак А.А., Харламов В.А. // ДАН. 2012. Т. 444. С. 304; Adushkin V.V., Ryabova S.A., Spivak A.A., Kharlamov V.A. // Dokl. Earth Sci. 2012. V. 444. P. 642.
- 36. *Хачай О.А.* // Горн. инф.-аналит. бюлл 2013. № 7. С. 145.
- 37. Хакен Г. Синергетика. М.: Мир, 1985. 243 с.

Possible role of cosmophysical factors in rockburst and earthquake occurrence

O. I. Shumilov^{a, b, *}, E. A. Kasatkina^{a, b}, D. V. Makarov^b

^aInstitute of North Industrial Ecology Problems, Kola Science Centre RAS, 184209, Apatity, Russia ^bPolar Geophysical Institute, Apatity, 184209 Russia

*e-mail: oleg@aprec.ru

The database of more than 700 rockburst events at northern Russian mines was analyzed over the period from 1947 to 2004 in context of a possible role of cosmophysical factors in rockburst occurrence. The analysis showed a similarity in the seasonal distributions of rockbursts and geomagnetic disturbances. It was revealed a 22-year periodicity in rockburst and earthquake occurrence that seems to have got extraterrestrial origin. These relations seem to be understood in terms of geomagnetic effects on bedrock magnetostriction.

УДК 550.375

ГЕОМАГНИТНЫЕ ПУЛЬСАЦИИ Рс5/Рі3 И ГЕОИНДУЦИРОВАННЫЕ ТОКИ

© 2021 г. Я. А. Сахаров¹, Н. В. Ягова^{2, 3, *}, В. А. Пилипенко^{2, 3}

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 ³Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Геофизический центр Российской академии наук, Москва, Россия *E-mail: nyagova@ifz.ru Поступила в редакцию 25.09.2020 г. После доработки 20.10.2020 г. Принята к публикации 27.11.2020 г.

Исследуется влияние геомагнитных пульсаций с частотами порядка первых миллигерц (диапазон Pi3/Pc5) на интенсивность геоиндуцированных токов (ГИТ) в линии электропередач (ЛЭП) "Северный Транзит" на авроральных широтах. Показано, что параметры ГИТ зависят не только от амплитуды геомагнитных пульсаций, но и от их поляризации, частоты и пространственного масштаба. Корреляция крупномасштабных возмущений с ГИТ выше, чем мелкомасштабных. Предложен и апробирован для квазимеридиональной ЛЭП интегральный по частоте параметр, определяющий взаимную зависимость спектральной мощности ГИТ и геомагнитных пульсаций.

DOI: 10.31857/S0367676521030236

введение

Актуальность задачи о геоиндуцированных токах (ГИТ) связана как с авариями во время экстремальных геомагнитных возмущений [1, 2], так и с экономическими потерями при возмущениях, хотя и не приводящим к масштабным отключениям, но увеличивающим нагрузку на энергосистему [3]. Проблема негативного воздействия ГИТ на работу энергетических систем особенно актуальна для России из-за большой протяженности высоковольтных ЛЭП, в том числе расположенных на высоких широтах [4]. Сбои в работе электрооборудования могут быть вызваны преждевременным старением компонентов высоковольтных трансформаторов из-за кумулятивного воздействия даже умеренных по величине ГИТ [5]. Из-за гистерезисных явлений в трансформаторах даже ГИТ порядка первых Ампер могут создать потенциальную угрозу для корректной работы релейных защит [6].

Не существует однозначной связи между амплитудой геомагнитного возмущения и наведенного ГИТ. Это связано с интегральным характером связи между ЭДС, наведенной в "контуре", образуемым ЛЭП, заземлением, и проводящими слоями земной коры, и возмущением геомагнитного поля. Размер такого эффективного конура зависит от частотного и пространственного масштаба геомагнитного возмущения. Даже умеренные возмущения геомагнитного поля могут приводить к генерации интенсивных ГИТ [7]. Более того, растет число публикаций о связанных с ГИТ повреждениях на средних и низких широтах [8], где характерные амплитуды возмущений меньше, чем на высоких широтах.

В исследованиях ГИТ основное внимание уделяется анализу магнитных бурь и суббурь, т.е. апериодических бухтообразных возмущений с резким началом. Отмечались события, когда всплески ГИТ экстремальной амплитуды вызывались Рі3 пульсациями — квазипериодической серией магнитных импульсов [9, 10]. При этом, практически нет исследований ГИТ, вызванных геомагнитными пульсациями Рс5, хотя длительное существование (несколько часов) ГИТ умеренной интенсивности, индуцированных этими пульсациями, может быть более опасным для долговременной эксплуатации сетей, чем кратковременные всплески ГИТ во время начал суббурь и бурь.

Настоящая работая посвящена исследованию ГИТ, зарегистрированных на станции Выходной (VKH), и геомагнитных пульсаций диапазона 1.4–5.6 мГц, по данным ближайших к VKH стан-

Колстаниции	Географические		Геомагнитные		Мировое время местной
Код станции	Широта	Долгота	Широта, Ф	Долгота, Л	магнитной полуночи
KIL	69.02	20.79	66.13	102.80	21:28
KEV	69.76	27.01	66.65	108.35	21:06
SOD	67.37	26.63	64.22	106.52	21:13
VKH	68.83	33.08	65.53	112.73	20:49

Таблица 1. Координаты и некоторые другие параметры станций наблюдения

ций магнитометрической сети IMAGE [11]. Рассмотренный частотный диапазон включает квази-монохроматические пульсации Рс5 (с преобладающими частотами f > 2 мГц) и более широкополосные пульсации Рі3 (с преобладающими частотами f < 2 мГц).

ДАННЫЕ И ОБРАБОТКА

На Кольском полуострове и в Карелии действует уникальная сеть регистрации ГИТ на сети подстанций магистральной ЛЭП 330 кВ [12]. Измерения тока в нейтрали трансформатора возможно в диапазоне от 1 до 120 А [13] с частотой опроса 1 мин.

Для анализа геомагнитных пульсаций используются данные ближайшей к VKH станции KEV магнитометрической сети IMAGE, и станций KIL и SOD, расположенных к западу и к югу от станции KEV. Координаты станций приведены в табл. 1. Исходное временное разрешение станций сети IMAGE составляет 10 с, в настоящей работе они приведены к общему с данными измерений ГИТ одноминутному шагу.

Отбор геомагнитных пульсаций проводился автоматически в технике, описанной в [14], с последующим выборочным визуальным контролем. Для отобранных интервалов геомагнитных и ГИТ пульсаций оценивалась спектральная плотность мощности (Power Spectral Density, PSD) методом Блэкмана-Тьюки [15] в скользящем окне длительностью 64 точки (3840 с) с шагом в 300 с. Для оценки пространственного масштаба пульсаций вычислялся кросс-спектр пульсаций, измеренных на двух станциях и учитывались следующие параметры: спектральная когерентность γ^2 , разность фаз $\Delta \phi$ и отношение спектральных плотно-стей мощности $R = S_{11}/S_{22}$, где S_{11} и S_{22} – автоспектры мощности пульсаций, измеренных в точках 1 и 2. Спектральная когерентность представляет собой нормированный кросс-спектр мощности $\gamma^2 = S_{12}S_{11}^{-1/2}S_{22}^{-1/2}$, где S_{12} – кросс-спектр мощности. Спектральная когерентность γ^2 меняется в пределах от 0 до 1, и близкое к 1 значения γ^2 в широком диапазоне частот означает практически одинаковый спектральный состав и

постоянную для каждой частоты разность фаз на исследуемом временном интервале.

Анализ выполнялся для двух горизонтальных компонент геомагнитного поля B_X и B_y , ориентированных вдоль географических меридиана и параллели, соответственно. Перевод к геомагнитным координатам не проводился, так как для исследуемых точек угол между географическим и геомагнитным меридианами мал.

Типичные Pc5 пульсации демонстрируют близкие амплитуды в обеих горизонтальных компонентах и высокую когерентность [16], что позволило вводить при изучении ГИТ параметры, оценивающие суммарную амплитуду [17]. В настоящей работе анализируется зависимость от каждой из компонент отдельно, чтобы выявить возможное влияние поляризации пульсаций на генерацию ГИТ.

По рассчитанным спектрам для каждой частоты вычислялись коэффициенты корреляции между временными вариациями логарифмов PSD ГИТ $P_j(f)$ и компонент магнитного поля $P_b(f)$ и коэффициенты линейной регрессии зависимости P_j от P_b . Учет пространственного масштаба выполнялся путем разделения пульсаций на крупнои мелкомасштабные в заданном направлении.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Пример одновременного наблюдения пульсаций в компонентах геомагнитного поля и ГИТ показан на рис. 1. Пульсации со средним размахом колебаний около 20 нТл наблюдаются в обеих горизонтальных компонентах на станции KEV в течение, по крайней мере, трех часов в утреннем секторе местного магнитного времени (MLT). Видимый период колебаний составляет около 4 минут. Аналогичные колебания видны и в показаниях тока со средним размахом около 10 А. Колебания развиваются вне магнитной бури — в течение семи суток до рассматриваемого интервала *D_{st}* индекс не опускался ниже – 25 нТл. Авроральная активность, определенная по АЕ индексу, остается низкой (AE < 100 нТл) до 5 ч мирового времени (UT), т.е., пульсации начинают развиваться без существенных авроральных возмущений.



Рис. 1. Пример Рс5 пульсаций, зарегистрированных одновременно в показаниях тока в нейтрали трансформатора на станции VKH и геомагнитном поле на станции KEV 11 марта 2015 г. (день 70).

Так как магистральная линия ЛЭП ориентирована с севера на юг, то ГИТ должны быть связаны преимущественно с пульсациями В_у компоненты магнитного поля. Этот эффект действительно проявляется статистически при обработке спектров пульсаций, зарегистрированных в течение длительного времени. На рис. 2 показана зависимость от частоты f осредненного по всем Pc5/Pi3 интервалам за 2015 г. линейного коэффициента корреляции С между логарифмами PSD для тока и каждой из компонент магнитного поля. Качественно зависимость C(f) сходна для двух компонент: наблюдается слабый максимум в области низких частот $(f = 1.5 \text{ м}\Gamma \mu)$, минимум на частоте 2.7 м $\Gamma \mu$ и рост на высокочастотном участке спектра с двумя широкими максимумами на частотах 3.3 и 4.8 мГц. При этом, во всем исследуемом диапазоне частот коэффициент корреляции с ГИТ для В_у компоненты выше, чем для B_{χ} .

На рис. 26 показан спектр коэффициента линейной регрессии K между логарифмами PSD ГИТ и горизонтальных компонент магнитного поля $P_j(f) = K(f)P_b(f)$ + const. Полученные значения K = 0.65-0.8 соответствуют росту P_j с увеличением P_b более медленному, чем линейный. Зависимость для B_Y компоненты на всех частотах сильнее, чем для B_X , и поэтому для дальнейшего анализа взаимосвязи Pc5/Pi3 пульсаций и ГИТ будем использовать данные по B_Y компоненте.

Роль пространственного масштаба пульсаций

в генерации ГИТ может различаться в зависимо-

сти от угла между направлением ЛЭП и направле-

нием изменения поля пульсаций. Для нормального



Рис. 2. Частотная зависимость коэффициента корреляции (*a*) и коэффициента линейной регрессии (δ) между логарифмами спектральной мощности вариаций ГИТ и горизонтальных компонент магнитного поля, осредненная по всем отобранным Pc5 интервалам за 2015 г.



Рис. 3. Частотная зависимость коэффициента корреляции между логарифмами спектральной мощности вариаций ГИТ и B_Y компоненты магнитного поля, осредненная по всем отобранным Pc5/Pi3 интервалам за 2015 г. для групп пульсаций, выделенным по масштабу вдоль параллели (*a*) и меридиана (*б*). На рисунке результаты для пульсаций большого масштаба обозначаются *L*, малого – *S*, а индексы *EW* и *NS* используются для направлений вдоль параллели и меридиана, соответственно.

к ЛЭП направления, важны отношение амплитуд пульсаций и когерентность. Введем критерий разделения геомагнитных пульсаций на крупно- и мелкомасштабные в широтном направлении (запад-восток). Колебания считаются широтно-крупномасштабными, если (1) спектральная когерентность между расположенными вдоль параллели станциями KEV и KIL больше порогового значения $\gamma^2 > \gamma_b^2$; (2) отношение спектральных мощно-стей *R* близко к единице $|R - 1| < \delta$. Аналогичный критерий можно вести для меридионального направления (север-юг) по данным пары станций KEV-SOD. Кроме того, для направления вдоль ЛЭП необходимо учитывать разность фаз, так как она определяет временной интервал, на котором связанное с пульсациями изменение магнитного потока имеет одинаковый знак на участке контура. Поэтому к условиям 1 и 2 добавляется условие малой разности фаз $|\Delta \phi| < \phi_b$.

Результаты корреляционного анализа вариаций PSD ГИТ и геомагнитных пульсаций, рассчитанных для всех отобранных Pc5/Pi3 интервалов, показаны на рис. 3. Для разграничения пульсаций на крупно- и мелкомасштабные использованы следующих пороговые значения: $\gamma_b^2 = 0.7$, $\delta = 0.33$, $\phi_b =$ $= 30^{\circ}$. В области Різ частот ($f < 2 \,\mathrm{MFu}$) коэффициенты корреляции ~0.75 практически не зависят от масштаба пульсаций в направлении восток-запад и север-юг. В высокочастотной области спектра (f > 2 мГц для широтно-крупномасштабных и f >> 3 мГц для меридионально-крупномасштабных пульсаций) корреляция между PSD ГИТ и крупномасштабных геомагнитных пульсаций растет с частотой и ее максимальное значение достигает 0.85.

Хотя в интегральных по частоте параметрах связи между ГИТ и геомагнитными пульсациями теряются детали частотных зависимостей, подобных показанным на рис. 2 и 3, для приложений, связанных с прогнозом интенсивности ГИТ, интегральные по частоте параметры удобнее из-за простоты использования. В общем случае слоисто-неоднородной среды связь между амплитудами ГИТ и геомагнитного возмущения определяется импедансом земной поверхности [17]. На практике детальная информация о распределении проводимости часто недоступна и используются упрощенные модели, приводящие к простым аналитическим выражениям. Рассмотрим. как повлияет на выбор интегрального по частоте критерия наличие в спектре пульсаций выделенной частоты f и возможные варианты распределения проводимости с глубиной:

1) "электротехническая" модель, когда размер контура не зависит от частоты и $J \sim dB/dt$ ($J \sim fB$, где J и B компоненты спектра Фурье) может реализоваться при наличии узкого проводящего слоя на конечной глубине;

2) при постоянной по глубине проводимости земной коры возникает зависимость от вида частоты $J \sim f^{1/2}B$ [18];

3) при исследовании отдельных квазимонохроматических пульсаций можно использовать зависимость вида $J \sim B$.

Для выбора интегрального по частоте параметра связи между спектральной мощностью ГИТ и геомагнитных пульсаций все отобранные за год Pc5/Pi3 интервалы были разбиты на подпоследовательности равной длины и проанализировано распределение по частичным коэффициентам корреляции для каждой из моделей. Результаты для длины подпоследовательности N = 240 представлены на рис. 4 в виде кумулятивной функции вероятности, т.е., вероятности $P(C_1) = P(C > C_1)$. Существенная разница в области высоких коэффициентов корреляции С > 0.6 наблюдается между моделями 1/2 и 3, при этом различие между моделями 1 и 2 пренебрежимо мало. Таким образом, для описания связи между амплитудами пульсаций геомагнитного поля диапазона Pc5/Pi3 (1.4-5.6 мГц) и ГИТ, индуцированных в квази-меридиональной ЛЭП на Кольском полуострове, можно использовать зависимость вида $J = cW_{BY}$ где $c = \text{const}, W_{BY} = f^{\alpha} B_{Y}$. Параметр W_{BY} описывает интегральную по всему исследуемому диапазону связь между амплитудой пульсаций ГИТ и В_у компоненты магнтитного поля, а показатель степени α определяется в основном пространственным распределением проводимости и для исследуемого региона лежит в диапазоне от 0.5 до 1.


Рис. 4. Кумулятивная функция вероятности для частичных (N = 240) коэффициентов корреляции между интегральными по полосе 1.4–5.6 мГц логарифмами спектральной мощности вариаций ГИТ и B_Y компоненты магнитного поля, осредненная по всем отобранным Pc5/Pi3 интервалам за 2015 г. для весовых функций, соответствующих разным моделям проводимости.

ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Проанализированные интервалы Pc5/Pi3 пульсаций, зарегистрированных одновременно в геомагнитном поле и ГИТ, показали, что для ЛЭП, вытянутой в меридиональном направлении, связь спектральной мощности геомагнитных пульсаций и ГИТ проявляется сильнее для широтной (B_{γ}), чем для меридиональной (B_{χ}) компоненты геомагнитного поля. Это выражается как в более высоком коэффициенте корреляции, так и в большем коэффициенте линейной регрессии.

На коэффициент корреляции пульсаций в высокочастотной части спектра влияет пространственный масштаб пульсаций как в меридиональном, так и в широтном направлении. В низкочастотной ($f < 2 \text{ м} \Gamma \mu$) части исследованного диапазона коэффициенты корреляции слабо зависят от масштаба пульсаций, в то время как в высокочастотной области спектра (f > 2 мГц для широтно-крупномасштабных и f > 3 мГц для меридионально-крупномасштабных пульсаций) корреляция между амплитудой ГИТ и крупномасштабных геомагнитных пульсаций растет с частотой и превышает корреляцию амплитуд ГИТ и мелкомасштабных геомагнитных пульсаций. Таким образом, для Рс5 диапазона связь между геомагнитными пульсациями и ГИТ выражена сильнее для крупномасштабных пульсаций, чем для мелкомасштабных.

Многими авторами (например, [19]) предполагалось, что интенсивность ГИТ пропорциональна производной по времени от вариаций геомагнитного поля dB/dt. Такое приближение мо-

жет выполняться только для специального вида распределения проводимости с глубиной, а в общем случае частотная зависимость между амплитудами ГИТ и вариаций магнитного поля требует численного исследования. Во многих случаях зависимость между амплитудами ГИТ J(f) и геомагнитных пульсаций B(f) на заданной частоте f может быть аппроксимирована степенной зависимостью $J(f) \sim f^{\alpha}B(f)$.

Для частот порядка миллиГерц и типичных значений проводимости земной коры ГИТ проникают на глубины порядка скин-длины. На поверхности Земли выполняется импедансное соотношение $\vec{E}(f) = Z(f)\vec{H}(f)$ между амплитудами векторов горизонтальных электрических $\vec{E} = \{E_X, E_Y\}$ и магнитных $\vec{B} = \{B_X, B_Y\}$ составляющих (приближение плоской волны), где Z(f) – импеданс земной коры, определяемый распределением удельного сопротивления $\rho(z)$ с глубиной. Синтез теллурического поля E(t) можно избежать, вводя прокси-теллурическое поле $E_p(t) = |F^{-1}\{Z(f)B(f)\}|$, где F^{-1} обозначает обратное преобразование Фурье [20], и предполагая проводимость земной коры однородной $Z(f) \sim f^{4/2}$ [21].

Проведенный нами анализ частичных коэффициентов корреляции между спектральной плотностью мощности колебаний Вукомпоненты геомагнитного поля и ГИТ, индуцированных в квази-меридиональной ЛЭП на Кольском полуострове для степенного вида зависимости $J \sim f^{\alpha} B_{\gamma}$ выявил максимальную корреляцию при 0.5 < α < 1. Значения $\alpha = 0.5$ соответствуют среде с постоянной проводимостью, а $\alpha = 1 -$ постоянной эффективной высоте контура, образуемым ЛЭП и токами растекания. Слабая зависимость коэффициента корреляции от параметра α в указанном диапазоне позволяет ограничиться для оценок одной их этих простых моделей. Разница между коэффициентами корреляции, связанная с деталями распределения проводимости с глубиной, для исследуемых пульсаций оказалась меньше, чем различие между крупно- и мелкомасштабными пульсациями.

Работа выполнена при поддержке РНФ № 16-17-00121. Авторы выражают признательность институтам, поддерживающим работу сети IMAGE.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Boteler D.H., Pirjola R.J., Nevanlinna H. // Adv. Space. Res. 1998. V. 22. P. 17.
- Pulkkinen A., Pirjola R., Viljanen A. // Space Weather. 2008. V. 6. Art. No. S07001.
- 3. *Forbes K.F., St. Cyr O.C.* // Space Weather. 2004. V. 2. Art. No. S10003.
- 4. *Селиванов В.Н., Сахаров Я.А., Ефимов Б.В. //* Труды КНЦ. Сер. энерг. 2016. № 5. С. 96.

- 5. Molinski T.S. // J. Atm. Terr. Phys. 2002. V. 64. P. 1765.
- 6. Гусев Ю.П., Лхамдондог А., Монаков Ю.В., Ягова Н.В. // Электр. 2019. № 9. С. 16.
- 7. Dimmock A.P., Rosenqvist L., Hall J.-O. et al. // Space Weather. 2016. V. 17. P. 989.
- 8. Marshall R.A., Kelly A., Van Der Walt T. et al. // Space Weather. 2017. V. 15. P. 895.
- 9. Belakhovsky V., Pilipenko V., Engebretson M. et al. // J. Space Weath. Space Clim. 2019. V. 9. Art. No. 18.
- 10. Apatenkov S.V., Pilipenko V.A., Gordeev E.I. et al. // Geophys. Res. Lett. 2020. V. 47. Art. No. e2019GL086677.
- 11. Tanskanen E.I. // J. Geophys. Res. 2009. V. 114. Art. No. A05204.
- 12. Сахаров Я.А., Катькалов Ю.В., Селиванов В.Н., Вильянен А. // В сб. Практические аспекты гелиогеофизики. Мат. спец. секции "Практические аспекты науки космической погоды" 11-ой конф. "Физика плазмы в солнечной системе". (Москва. 2016). С. 134.
- 13. Баранник М.Б., Данилин А.Н., Катькалов Ю.В. и др. // ПТЭ. 2012. № 1. С. 118; Barannik M.B., Danilin A.N., Kolobov V.V. et al. // Instr. Exper. Tech. 2012. V. 55. No. 1. P. 110.

- 14. Yagova N., Heilig B., Fedorov E. // Ann. Geophys. 2015. V. 33. P. 117.
- 15. Kay S.M. Modern spectral estimation: theory and application. New Jersey: Prentice Hall, 1988. 543 p.
- 16. Baker G., Donovan E.F., Jackel B.J. // J. Geophys. Res. 2003. V. 108. P. 1384.
- 17. Бердичевский М.Н. // Прикл. геофиз. 1960. № 28. C. 70.
- 18. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных срел. М.: Наука, 1982, 624 с.
- 19. Белаховский В.Б., Пилипенко В.А., Сахаров Я.А., Селиванов В.Н. // Физ. Земли. 2018. № 1. С. 56; Belakhovsky V.B., Sakharov Y.A., Pilipenko V.A., Selivanov V.N. // Izv. Phys. Sol. Earth. 2018. V. 54. No. 1. C. 52.
- 20. Kozyreva O., Pilipenko V., Sokolova E. et al. Geomagnetic and telluric field variability as a driver of geomagnetically induced currents: "Problems of Geocosmos-2018". Springer Proceedings in Earth and Environmental Sciences. Springer Nature Switzerland AG, 2020.
- 21. Love J.J., Coisson P., Pulkkinen A. // Geophys. Res. Lett. 2016. V. 43. P. 4126.

Pc5/Pi3 geomagnetic pulsations and geomagnetically induced currents

Ya. A. Sakharov^a, N. V. Yagova^{b, c, *}, V. A. Pilipenko^{b, c}

^aPolar Geophysical Institute, Apaity, 184209 Russia ^bSchmidt Institute of Physics of the Earth, Moscow, 123995 Russia ^cThe Geophysical Center of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 119296 Russia *e-mail: nyagova@ifz.ru

Influence of several milliHertz (Pc5/Pi3) geomagnetic pulsations on geomagnetically induced currents (GIC) in the electric power line "Northern Transit" at auroral latitudes is studied. The dependence on only on pulsations' amplitude, but also on polarization, frequency and spatial scale is found. The correlation with GICs is higher for long-scale than for short-scale pulsations. An integral over frequency criterium for GICpulsation spectral power interrelation is suggested and verified for quasi-meridional electric power lines.

УЛК 550.338

ЛОКАЛИЗАЦИЯ ИСТОЧНИКОВ ГЕОМАГНИТНЫХ ПУЛЬСАЦИЙ Рс1

© 2021 г. Т. А. Яхнина^{1, *}, А. Г. Яхнин¹, Т. Райта², Ю. Маннинен², Дж. Голдстейн^{3, 4}

 $^{1}\Phi$ едеральное государственное бюджетное научное учреждение Полярный геофизический институт, Апатиты, Россия ²Геофизическая обсерватория Соданкюля, Соданкюля, Финляндия

³Юго-западный исследовательский институт, Сан Антонио, США

⁴Университет Техаса, Факультет физики и астрономии, Сан Антонио, США

*E-mail: tyahnina@gmail.com Поступила в редакцию 25.09.2020 г. После доработки 20.10.2020 г. Принята к публикации 27.11.2020 г.

По данным измерений потоков протонов на низкоорбитальных спутниках анализируется положение областей развития ионно-циклотронной неустойчивости относительно плазмосферы в период 00-08 UT 11 сентября 2017 г. Положение и динамика этих областей позволяет объяснить структуру и динамику спектра геомагнитных пульсаций в диапазоне 0.2-4 Гц, наблюдавшихся в это время на земной поверхности.

DOI: 10.31857/S0367676521030327

введение

Считается, что геомагнитные пульсации диапазона Pc1 (от 0.2 до нескольких Гц) являются результатом развития ионно-циклотронной неустойчивости во внутренней магнитосфере [1]. Свободная энергия для развития неустойчивости обеспечивается поперечной анизотропией температуры протонов кольцевого тока. В результате неустойчивости происходит генерация электромагнитных ионноциклотронных (ЭМИЦ) волн (на земной поверхности это геомагнитные пульсации Pc1) и питчугловая диффузия протонов, которая ведет к заполнению конуса потерь и, следовательно, к высыпанию энергичных протонов. Таким образом, обнаружение протонных высыпаний в зоне поперечной анизотропии функции распределения является индикатором силовой линии, на которой находится источник ЭМИЦ волн (см., например, обзоры [2, 3]). Высыпания удобно изучать по данным низкоорбитальных спутников, поскольку конус потерь на низких высотах часто больше апертуры приборов, измеряющих частицы (вблизи экваториальной плоскости конус потерь существенно меньше углового разрешения датчиков частиц). На низкоорбитальных спутниках серии POES (Polar Orbiting Environmental Satellites), к которым относятся спутники NOAA и MetOp, установлены два детектора заряженных частиц. Один направлен в зенит и на достаточно высоких широтах (>50° геомагнитной широты) измеряет потоки частиц в конусе потерь, другой – направлен к первому под углом 90° и измеряет, в основном, потоки захваченных на высоте спутника частиц [4]. В высокоширотной части траектории низкоорбитального спутника наблюдается зона изотропных высыпаний, где потоки, измеряемые этими двумя датчиками, равны. К экватору от изотропных высыпаний, датчик, регистрирующий захваченные частицы, обычно измеряет поток на порядки больший, чем датчик, измеряющий высыпающиеся частицы (зона поперечной анизотропии потоков). Всплески высыпаний, связанные с ЭМИЦ волнами, локализованы внутри этой анизотропной зоны [2]. Во время таких всплесков потоки довольно часто становятся изотропными, что соответствует режиму сильной диффузии. В то же время, могут наблюдаться всплески только в захваченной компоненте [5]. Такие случаи, по-видимому, можно отнести к слабой диффузии, когда потоки частиц за конусом потерь изотропизуются, а конус потерь не заполняется.

В этой работе по данным низкоорбитальных спутников мы рассмотрим локализованные протонные высыпания во время наблюдения пульсаший Pc1. имевших довольно сложный динамический спектр. Событие имело место 11 сентября 2017 г. в интервале 00-08 UT, на поздней стадии фазы восстановления геомагнитной бури. Пульсации наблюдались на различных наземных станциях, в том числе и на финской меридиональной сети индукционных магнитометров, расположенной на широтах 57.1°-65.3° исправленной геомаг-



Рис. 1. Примеры всплесков потоков протонов с энергией 30–80 кэВ в анизотропной зоне, наблюдавшихся спутниками POES. Вариации потоков (*J*) показаны в зависимости от исправленной геомагнитной широты (CGMLat). Тонкая линия – поток захваченных на высоте спутника протонов, жирная линия – поток высыпающихся протонов. Треугольниками, крестиками и кружками отмечены разные группы всплесков (см. пояснения в тексте).

нитной широты (Corrected Geomagnetic Latitude, CGMLat). Разные аспекты этого события уже рассматривались в работах [6, 7], но они не касались расположения и динамики магнитосферных источников ЭМИЦ волн. Мы рассмотрим локализацию областей ионно-циклотронной неустойчивости в экваториальной плоскости магнитосферы и их связь с положением плазмосферных структур, полученных с помощью моделирования плазмопаузы [8, 9].

НАБЛЮДЕНИЯ ЛОКАЛИЗОВАННЫХ УСИЛЕНИЙ ПОТОКОВ ПРОТОНОВ

На рис. 1 приведены примеры локализованных всплесков потока протонов, которые спутники POES зарегистрировали в окрестности меридиана финской сети станций, т.е., на удалении не более 2.5 ч магнитного локального времени (MLT). Серым цветом отмечены области наблюдения всплесков в потоках протонов в анизотропной зоне. Треугольниками обозначены всплески высыпаний протонов, которые наблюдались на широтах 55°-60° CGMLat (табл. 1). Всплески высыпаний на более высоких широтах 63°-70° CGMLat обозначены крестиками (табл. 2). Кружками отмечены наиболее экваториальные всплески потоков захваченных протонов. В рассматриваемом событии такие всплески наблюдались в диапазоне широт 55°-58° CGMLat. Подобные вариации потока соответствуют, по-видимому, процессу циклотронной неустойчивости в режиме слабой питчугловой диффузии, при которой конус потерь не заполняется. Слабая диффузия ассоциируется с малыми амплитудами волн. Поэтому, не стоит ожидать заметных пульсаций, связанных с этим видом усиления потока протонов. В то же время, на широтах усилений в потоках захваченных частиц могут наблюдаться и локализованные всплески высыпающихся протонов [2, 5], т.е. признаки интенсивного рассеяния в конус потерь. В рассматриваемом интервале такие признаки видны не только в данных POES, но и в данных спутников DMSP (Defense Meteorological Satellite Program). На спутниках DMSP имеется прибор SSUSI [10], который измеряет интенсивность авроральных эмиссий в нескольких диапазонах длин волн. Этот прибор на спутнике DMSP F-17 зафиксировал на двух последовательных пролетах "пятна" сияний, соответственно, в ~01:38 UT и в ~03:22 UT на широтах ~55.5° и ~57° CGMLat (табл. 1), т.е. на широтах всплесков в потоках захваченных протонов. Эти "пятна" сияний располагались существенно экваториальнее овала полярных сияний (данные не показаны). Как следует из работы [11], такие изолированные от аврорального овала сияния обусловлены высыпаниями энергичных протонов. Таким образом, они соответствуют локализованным высыпаниям протонов на спутниках POES.

СВЯЗЬ ОБЛАСТЕЙ ГЕНЕРАЦИИ ВЫСЫПАНИЙ И ПЛАЗМОСФЕРНЫХ СТРУКТУР

Как показывают результаты моделирования плазмопаузы методом пробных частиц [8] во время геомагнитной бури, которая началась 7 сентября 2017 г. ($Dst_{min} = -142$ нТл), плазмопауза претерпевала значительные деформации, включающие уменьшение радиуса плазмосферы, образование плюмов в вечернем секторе и их закручивание вокруг Земли в результате процесса коротации. К моменту времени 04 UT 11 сентября (т.е. к середине рассматриваемого интервала) смоделированная плазмосфера приобрела вид, показанный на рис. 2 в координатах L-MLT (L – расстояние от Земли, выраженное в земных радиусах, R_E). В утреннем секторе, вблизи меридиана финских станций. расстояние от Земли до плазмопаузы составляет около 3.1–3.3 R_E . Дальше от Земли (L = 3.3-5.0) располагается так называемый "остаточный плюм", сформировавшийся в результате закручивания вокруг Земли нескольких плазмосферных плюмов, которые образовались на вечерней стороне в более ранние стадии геомагнитной бури. Предполагается [8], что в этой области пространственное распределение плотности холодной плазмы имеет мелкомасштабную структуру. На L > 5 плазмосферная плазма в утреннем секторе отсутствует.

№	UT чч:мм:сс	MLT, ч	CGMLat, град	J, $(см^2 \cdot c \cdot cp \cdot \kappa \Rightarrow B)^{-1}$	$f_{\rm He^+},$ Гц	Спутник
1	23:21:41	1.35	59.50	$8 \cdot 10^3$	1.9	NOAA-19
2	00:31:01	4.84	58.23	$2.2 \cdot 10^{2}$	2.4	NOAA-19
3	01:38:00	3.40	55.50	_	3.8	DMSP F-17
4	02:01:33	4.37	58.37	$4\cdot 10^1$	2.3	NOAA-15
5	02:02:09	4.20	59.73	$5\cdot 10^1$	1.9	NOAA-15
6	02:13:21	4.86	57.74	10 ³	2.6	NOAA-19
7	02:29:05	5.26	58.76	$1.7 \cdot 10^{4}$	2.2	NOAA-18
8	03:22:00	4.00	57.00	_	3.0	DMSP F-17
9	04:11:37	5.20	56.34	$4.6 \cdot 10^{2}$	3.3	NOAA-18
10	04:46:32	7.66	58.00	10 ²	2.5	MetOp-2
11	04:47:08	7.49	59.45	$1.2 \cdot 10^{2}$	1.9	MetOp-2
12	04:52:03	7.73	58.43	$5\cdot 10^1$	2.3	NOAA-15
13	05:38:51	5.17	56.60	$1.3 \cdot 10^{4}$	3.1	NOAA-19
14	06:28:30	7.64	55.90	$5 \cdot 10^1$	3.5	MetOp-2

Таблица 1. Характеристики всплесков высыпаний протонов, сопряженных с плазмосферными структурами

Таблица 2. Характеристики всплесков высыпаний протонов, сопряженных с областями за плазмосферой

№	UT чч:мм:сс	MLT, ч	CGMLat, град	J, (см ² · с · ср · кэВ) ⁻¹	$f_{\rm He^+},$ Гц	Спутник
1	02:10:21	5.70	66.63	$1.2 \cdot 10^{2}$	0.5	NOAA-19
2	03:06:22	7.47	65.03	$1.7 \cdot 10^{2}$	0.6	MetOp-2
3	04:00:57	7.37	62.83	$1.6 \cdot 10^{2}$	1	MetOp-1
4	05:55:06	11.10	62.98	$7\cdot 10^1$	1	MetOp-2
5	06:30:23	8.84	67.62	$2.3 \cdot 10^{2}$	0.3	NOAA-15
6	07:00:29	9.82	68.08	$1.1 \cdot 10^{2}$	0.3	NOAA-18
7	07:34:20	12.03	69.36	$6.9 \cdot 10^{2}$	0.2	MetOp-2
8	07:35:32	11.55	66.16	$6 \cdot 10^1$	0.5	MetOp-2

Всплески потоков протонов были спроецированы в экваториальную плоскость в предположении дипольного магнитного поля. Проекции локализованных усилений потоков захваченных протонов (события, отмеченные на рис. 1 и 2 кружками) располагаются вблизи плазмопаузы, так же, как и проекции высыпаний, обнаруженных по данным спутника DMSP F-17 (отмечены звездочками на рис. 2). Проекции высыпаний, отмеченные треугольниками, частично располагаются в окрестности плазмопаузы, но, в основном, в области остаточного плюма, а проекции высыпаний, отмеченные крестиками, находятся на более высоких *L*-оболочках, где, согласно результатам моделирования, холодная плазмосферная плазма не наблюдается.

ИНТЕРПРЕТАЦИЯ СПЕКТРА ПУЛЬСАЦИЙ Рс1

На рис. 3 приведена спектрограмма геомагнитных пульсаций, наблюдавшихся на самой экваториальной станции финской сети Нурмиярви ($L \sim 3.3$), на которой интенсивность пульсаций была максимальна. Слабый сигнал был виден уже с 23 UT 10 сентября [6]. С 00 UT спектр пульсаций представлял собой полосу на частотах 1–1.5 Гц. Около 01 UT появилась полоса на 2–3 Гц. Частота этой полосы после 02 UT уменьшилась до 1.5 Гц. Появление этой полосы связано с резким повышением давления солнечного ветра (см. данные в работах [6, 7]). С ~02:30 до ~05 UT сигнал представлял собой широкую (в начале интервала 1–2 Гц, а в конце 1.5–2 Гц), неоднородную по интенсивно-



Рис. 2. Результаты расчета положения плазмосферных структур методом пробных частиц для момента 04 UT 11 сентября 2017 г. и проекции в экваториальную плоскость магнитосферы локализованных всплесков в потоках протонов, наблюдавшихся в интервале 23 UT 10 сентября по 08 UT 11 сентября 2017 г. В правой части рисунка показан увеличенный фрагмент, относящийся к утреннему сектору. Проекции разных групп всплесков потока протонов отмечены такими же символами как на рис. 1. Звездочками показаны экваториальные проекции высыпаний по данным спутника DMSP F-17.



Рис. 3. Спектрограмма геомагнитных пульсаций в диапазоне 0–4 Гц, наблюдавшихся на станции Нурмиярви в интервале 00–08 UT. Значения гирочастоты иона He⁺ в экваториальной плоскости, соответствующие широтам всплесков потока протонов, отмечены такими же символами как на рис. 1 и 2.

сти полосу с растущей средней частотой. После ~05 UT эта полоса разделилась на две слабые по интенсивности полосы с разнонаправленным смещением частоты (спектрограммы других станций, показывающие сходное поведение сигнала, приведены в работах [6, 7]).

Широта локализованного усиления потока протонов (или *L*-оболочка источника высыпаний и ЭМИЦ волн в магнитосфере) определяет величину магнитного поля в экваториальной плоскости и соответствующие гирочастоты заряженных частиц. Кружками на рис. 3 показаны значения гирочастоты иона гелия ($f_{\text{He+}}$), которые соответствуют широтам всплесков в потоке захваченных частиц. Звездочками обозначены значения $f_{\text{He+}}$, для широты сияний по данным спутника DMSP. Треугольники и крестики показывают значения $f_{\text{He+}}$ для широт всплесков высыпаний протонов. Белая горизонтальная линия на частоте 2.75 Гц отделяет гирочастоты, соответствующие источникам в окрестности плазмопаузы (L = 3.0-3.3), от гирочастот источников, связанных с остаточным плюмом. Черная линия на частоте 1.5 Гц разделяет гирочастоты, соответствующие источникам в плюме, и гирочастоты, соответствующие источникам в плюме, и гирочастоты, соответствующие источни-

В интервале 00-01 UT был зарегистрирован только один всплеск высыпаний из области остаточного плюма. Гирочастота иона гелия $f_{\text{He}+}$, соответствующая этому источнику равна 2.4 Гц. В это время наблюдалась одна полоса пульсаций на частотах 1-1.5 Гц. Это указывает на то, что наблюдаемый сигнал представляет собой излучение в гелиевой полосе ЭМИЦ волн ($f \leq f_{\text{He}+}$). В интервале 01-02 UT спутник DMSP F-17 зарегистрировал локализованную область свечения (высыпаний заряженных частиц) на широте, которой соответствует $f_{\text{He}+} = 3.8$ Гц. С этим источником, вероятно, ассоциируются интенсивные пульсации на частотах 2-3 Гц, которые регистрировались в интервале 01:10-02:45 UT. Эти пульсации также можно отнести к гелиевой полосе. С 02 до 03 UT было несколько пролетов POES, на которых были зарегистрированы высыпания из области остаточного плюма. Соответствующие гирочастоты f_{He^+} лежат в диапазоне 1.9–2.6 Гц, и пульсации на частотах 1-1.5 Гц соответствуют гелиевой полосе излучения от этих источников. В интервале 03-04 UT высыпания были зарегистрированы только спутником DMSP F-17 (соответствующая гирочастота иона гелия $f_{\rm He^+} \sim 3$ Гц). Этот источник может отвечать за часть спектра излучения в полосе 1-2 Гц (эта полоса очень неоднородная по интенсивности, что указывает на действие нескольких источников). С 04 до 05 UT зарегистрированы высыпания как из окрестности плазмопаузы ($f_{\text{He}^+} = 3.3 \, \Gamma_{\text{H}}$), так и из области остаточного плюма ($f_{\text{He}^+} = 1.9-2.5$). Источники, связанные с этими высыпаниями, могут быть ответственны за излучения в гелиевой полосе, формирующие отдельные части спектра наблюдавшихся в это время пульсаций. С 05 до 06 UT и с 06 до 07 UT наблюдалось по одному случаю высыпаний протонов из окрестности плазмопаузы ($f_{\text{He}+} = 3.1$ и 3.5 Гц, соответственно). Можно полагать, что гелиевая полоса излучения этих источников соответствует наблюдавшейся с 05 до 07 UT полосе пульсаций с растущей частотой.

Источники за плазмопаузой ассоциируются с гирочастотами $f_{\text{He}^+} < 1$ Гц (обозначены крестика-

ми). Поскольку сигнал ниже этих гирочастот не наблюдается, то излучение от этих источников, возможно, генерируется в водородной полосе, т.е., $f_{\text{He}^+} < f < f_{\text{H}^+}$, где $f_{\text{H}^+} = 4f_{\text{He}^+} -$ гирочастота протона. С 02 до 04 UT такие источники могут дать вклад в пульсации, которые наблюдаются на частотах 1-2 Гц. В интервале 06-08 UT значения $f_{\rm H+}$, рассчитанные по модели дипольного магнитного поля Земли, не превышают значений частот наблюдавшихся в это время пульсаций. Заметим. однако, что источники "внеплазмосферных" высыпаний в этом временном интервале находятся на дневной стороне на относительно больших *L*-оболочках (табл. 2), где магнитное поле может существенно отличаться от дипольного за счет сжатия магнитосферы солнечным ветром. Соответственно, гирочастоты в реальном магнитном поле должны быть больше тех, что рассчитаны по дипольному полю.

ОБСУЖДЕНИЕ

Из приведенного рассмотрения ясно, что сложный вид спектра пульсаций Pc1 в этом событии связан с наличием множественных источников на разных широтах и долготах (рис. 3, табл. 1 и 2). Сходный вывод был сделан в работе [12], где также рассматривался случай наблюдения Pc1 со сложной динамикой спектра.

Вариации гирочастоты $f_{\text{He}+}$ для всплесков в потоках захваченных протонов в окрестности плазмопаузы (кружки на рис. 3) согласуются с вариациями гирочастоты, определенной по наблюдениям всплесков высыпаний (звездочки и треугольники), и дополняют их. Временная вариация значений $f_{\text{He}+}$ для всех всплесков потоков (захваченных и высыпающихся) протонов в районе плазмопаузы согласуется с вариацией верхней огибающей спектра пульсаций Pc1. Это подтверждает предположение, что всплески в потоках захваченных протонов можно отнести к признакам ионно-циклотронной неустойчивости.

На рис. 3 показаны только самые низкоширотные всплески потоков захваченных частиц. Подобные всплески наблюдаются в этом событии и на более высоких широтах (рис. 1), где, в то же самое время, наблюдаются и всплески высыпаний. Таким образом, перемежение слабой и сильной диффузии характерно не только для плазмопаузы, но, например, и для области остаточного плюма.

Из сопоставления частоты пульсаций Pc1 с гирочастотой f_{He^+} для источников из области плазмопаузы и остаточного плюма следует, что пульсации генерируются в области гелиевой полосы циклотронной неустойчивости. Для источников, находящихся вне плазмосферы, излучение в гелиевой полосе не наблюдается, но возможно в водородной полосе. Это согласуется с выводами работы [13], в которой показано, что гелиевая полоса ЭМИЦ волн наблюдается в областях, где концентрация холодной плазмы существенно больше, чем в областях наблюдения водородной полосы.

выводы

Сложный вид спектра Pc1 в рассмотренном событии объясняется множественностью источников ЭМИЦ волн в магнитосфере. Эти источники располагаются в окрестности плазмопаузы (L = 3.0-3.3); в области остаточного плюма (L = 3.3-4.0); и за плазмосферой (L > 5), в области низкой плотности холодной плазмы. ЭМИЦ волны (пульсации Pc1), имеющие источники в областях с повышенной концентрацией холодной плазмы, относятся к излучениям в гелиевой полосе. Излучения от источников за плазмосферой, возможно, принимают участие в генерации пульсаций в водородной полосе.

Работа по анализу данных POES и наземных наблюдений выполнена в рамках темы государственного задания АААА А 18-118012490100-7 и поддержана Акалемией Финлянлии (проект № 330783). Авторы благодарят NOAA за данные спутников POES, полученные через систему CDAWeb (https:// cdaweb.gsfc.nasa.gov) и Лабораторию прикладной физики Университета Джона Хопкинса за предоставление данных DMSP/SSUSI (http://ssusi.jhuapl.edu). Работа по моделированию плазмопаузы поддержана NASA (проект RBSP-ECT миссии Van Allen Probes), программой гелиофизических исследований NASA (проект NNX07AG48G), и программой моделирования геокосмической окружающей среды Национального научного фонда США (проект АТМ0902591). Использованные при моделировании 5-минутные данные OMNI предоставлены Дж. Х. Кингом и Н. Папиташвили (AdnetSystems, NASA GSFC) через CDAWeb.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Kangas J., Guglielmi A., Pokhotelov O. // Space Sci. Rev. 1998. 83. P. 435.
- Yahnin A.G., Yahnina T.A. // J. Atm. Sol. Terr. Phys. 2007. V. 69. P. 1690.
- 3. Яхнин А.Г., Яхнина Т.А., Семенова Н.В. и др. // Геомагнетизм и аэрономия. 2018. Т. 58. № 5. С. 599; Yahnin A.G., Yahnina T.A., Semenova N.V. et al. // Geomagn. Aeron. 2018. V. 58. No. 5. Р. 577.
- 4. *Evans D.S., Greer M.S.* Polar orbiting environmental satellite space environment monitor 2: instrument description and archive data documentation, NOAA Tech. Memo. OAR SEC-93, Boulder: NOAA, 2000.
- 5. Яхнина Т.А., Яхнин А.Г., Кангас Й., Маннинен Ю. // Косм. исслед. 2002. Т. 40. № 3. С. 230; Yahnina T.A., Yahnin A.G., Kangas J., Manninen J. // Cosm. Res. 2002. V.40. No. 3. P. 213.
- 6. *Сафаргалеев В.В., Терещенко П.Е.* // Геомагн. и аэроном. 2019. Т. 59. № 3. С. 301; *Safargaleev V.V., Tereshchenko P.E.* // Geomagn. Aeron. V. 59. Р. 281.
- Фейгин Ф.З., Клейменова Н.Г., Хабазин Ю.Г., Малышева Л.М. // Геомагн. и аэроном. 2019. Т. 59. № 3. С. 316; Feygin F.Z., Kleimenova N.G., Khabazin Y.G., Malysheva L.M. // Geomagn. Aeron. 2019. V. 59. P. 296.
- Goldstein J., Thomsen M.F., DeJong A. // J. Geophys. Res. Space Phys. 2014. V. 119. P. 4706.
- Goldstein J., De Pascuale S., Kletzing C. et al. // J. Geophys. Res. Space Phys. 2014. V. 119. P. 7464.
- Paxton L. Morrison J., Zhang Y.D. et al. // Proc. SPIE. 2002. V. 4485. P. 338.
- Zhou S., Luan X., Pierrard V., Han D. // J. Geophys. Res. Space Phys. 2019. V. 124. P. 8416.
- 12. Ермакова Е.Н., Демехов А.Г., Яхнина Т.А. и др. // Изв. вузов. Радиофиз. 2019. Т. 62. № 1. С. 1; Ermakova E.N., Demekhov A.G., Yahnina T.A. et al. // Radiophys. Quant. Electron. 2019. V. 62. Р. 1.
- Kim G.-J., Kim K.-H., Lee D.-H. et al. // J. Geophys. Res. Space Phys. 2016. V. 121. P. 9443.

Localization of sources of geomagnetic Pc1 pulsations

T. A. Yahnina^a, A. G. Yahnin^a, T. Raita^b, J. Manninen^b, J. Goldstein^{c, d}

^aPolar Geophysical Institute, Apatity, 184209 Russia

^bSodankylä Geophysical Observatory, Sodankylä, FIN-99600 Finland

^cSouthwest Research Institute, Space Science and Engineering Division, San Antonio, TX 78238 USA

^dUniversity of Texas at San Antonio, Department of Physics and Astronomy, San Antonio, TX 78238 USA *e-mail: tyahnina@gmail.com

Using measurements of proton fluxes on board low-orbiting satellites during 00-08 UT on 11 September 2017, the location of the ion-cyclotron instability development regions relatively to the plasmasphere is analyzed. The position and dynamics of these regions allow us to explain the structure and dynamics of the geomagnetic pulsation spectrum in the range 0.2-4 Hz observed on the ground.