

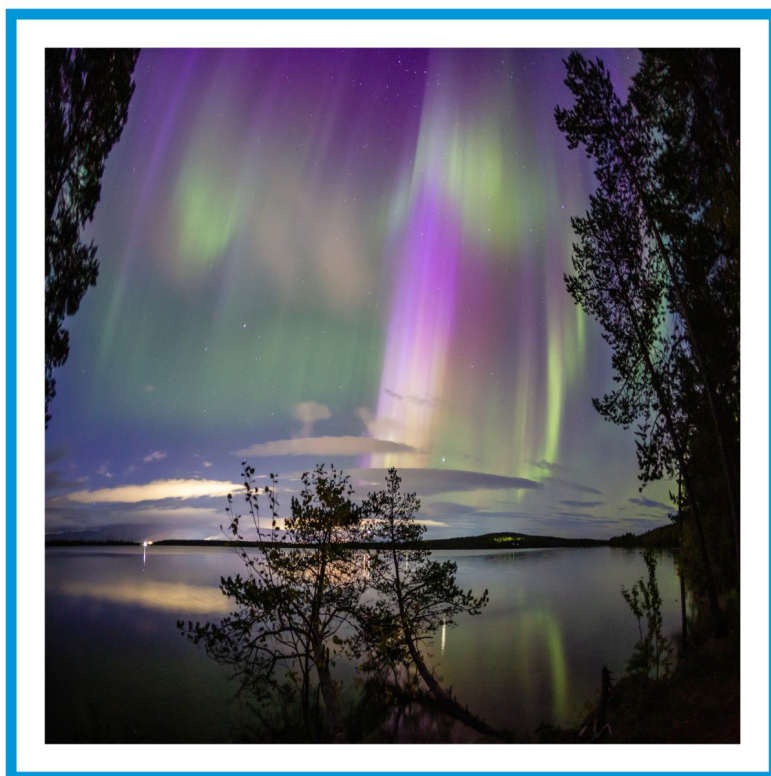
MINISTRY OF SCIENCE AND HIGHER EDUCATION
OF THE RUSSIAN FEDERATION

POLAR GEOPHYSICAL INSTITUTE

PHYSICS OF AURORAL PHENOMENA

47th Annual Seminar
11 – 15 March 2024

Proceedings



*Ministry of Science and Higher Education
of the Russian Federation*

Polar Geophysical Institute

PHYSICS OF AURORAL PHENOMENA

Proceedings of the 47th Annual Seminar

Apatity

11 – 15 March 2024

Apatity

2024

Published by decision of the Scientific Council of the Polar Geophysical Institute

The organizing committee:

Andrey Demekhov (chair)

Andris Lubchich

Irina Despirak

Boris Gvozdevsky

Konstantin Orlov

Tatyana Popova

Pavel Setsko

Addresses:

Apatity department

Akademgorodok, 26a

Apatity, 184209

Murmansk region

Russia

Murmansk department

Khalturina str., 15

Murmansk, 183010

Russia

ISSN 2588-0039

Editor:

A.A. Lubchich

<https://seminar.pgia.ru>

Научное издание

Технический редактор: В. Ю. Жиганов

Подписано к печати 12.12.2024. Формат бумаги 60×84 1/8.

Усл. печ. л. 17,7. Заказ № 18. Тираж 300 экз.

ФГБУН КНЦ РАН

184209, г. Апатиты, Мурманская область, ул. Ферсмана, 14

doi: 10.51981/2588-0039.2024.47

© Polar Geophysical Institute, 2024

CONTENTS

SESSION 1. GEOMAGNETIC STORMS AND SUBSTORMS

Sherin Ann Abraham, S. Antony, C.P. Anil Kumar	Joule heating: Halloween Storm on 29-31 October 2003	7
A.B. Beletsky, T.E. Syrenova, A.V. Mikhalev, R.A. Marchuk, S.V. Podlesnyi, R.V. Vasiliev	Mid-latitude auroras of the Solar cycle 25 according to optical instruments of the National Heliogeophysical Complex	12
V. Guineva, R. Werner, R. Bojilova, L. Raykova, A. Atanasov, D. Valev	A methodology to estimate the MPB parameters	16
N.G. Kleimenova, L.I. Gromova, I.V. Despirak, S.V. Gromov, L.M. Malysheva, A.A. Lubchich	Very intense substorms in the magnetic storms of February and March 2023	20
K.G. Ratovsky, M.V. Klimenko, A.M. Vesnin, K.V. Beluchenko	Reference responses of regional electron content to strong geomagnetic events	24
T.E. Syrenova, A.B. Beletsky, R.V. Vasiliev, S.V. Podlesnyi	Spatiotemporal characteristics of the December 1, 2023 geomagnetic storm on data from the NHC optical complex and the Irkutsk Regional Astronomical Society	28
Н.А. Бархатов, С.Е. Ревунов, О.М. Бархатова, В.Г. Воробьев, Е.А. Ревунова, О.И. Ягодкина	Учет процесса загрузки кинетической энергии солнечного ветра полярной магнитосферы в задаче классификации изолированных суббурь	32
В.Б. Белаховский, В.А. Пилипенко, В.Н. Селиванов, Я.А. Сахаров	События экстремального роста геомагнитно-индуцированных токов на Кольском полуострове за 11 лет наблюдений	36
Ф.И. Выборнов, Е.Ю. Зыков, А.А. Колчев, И.В. Крашенинников, А.М. Падохин	Начальная фаза умеренной магнитной бури 12 сентября 2023 г. по данным среднеширотной сети ЛЧМ-станций	40
А.Ю. Гвоздарев	Экстремальные значения скорости изменения геомагнитного поля на Алтае по данным магнитной станции «Байгазан»	45

А.А. Кувшинов, В.В. Вахнина, А.Н. Черненко, Д.А. Кретов, О.В. Федяй, Р.Н. Пудовинников	Способ мониторинга геоиндуцированного тока и управления режимом заземления нейтрали силового трансформатора при повышенной геомагнитной активности	50
Г.А. Макаров	Геомагнитные характеристики магнитосферного кольцевого тока и плазменный параметр β солнечного ветра	55
И.И. Шагимурагов, И.И. Ефишов, М.В. Филатов	Высокоширотные сцинтилляции GPS сигналов на различных долготах во время бури 7 ноября 2022 года	59
Т.А. Яхнина, А.Г. Демехов, Т.А. Попова, А.А. Любич	Высыпания релятивистских электронов, связанные с ослаблением напряженности магнитного поля в районе Южно-Атлантической аномалии, во время геомагнитной бури 10 – 17 октября 2017 г.	64

SESSION 2. FIELDS, CURRENTS, PARTICLES IN THE MAGNETOSPHERE

В.Г. Воробьев, О.И. Ягодкина, Е.Е. Антонова, И.П. Кирпичев	Широтное распределение характеристик ночных авроральных высыпаний в периоды начала суббурь	68
А.А. Чибранов, И.Ф. Шайхисламов, В.Г. Посух, А.Г. Березуцкий, Ю.П. Захаров, И.Б. Мирошниченко, М.С. Руменских, А.Е. Иванов, М.В. Логинов	Холловские эффекты и коллапс диамагнитной каверны при разлете облака лазерной плазмы в замагниченный фон	73

SESSION 3. WAVES, WAVE-PARTICLE INTERACTION

A.G. Berezutsky, V.N. Tishchenko, I.B. Miroshnichenko, A.A. Chibranov, I.F. Shaikhislamov	Numerical modeling of the generation Alfvén waves by laser plasma in a magnetized background plasma at Alfvén-Mach numbers less than one	78
В.А. Пархомов, Б.В. Довбня, Б. Цэгмэд, В.Г. Еселевич, А.В. Родионов	Широтно-долготные закономерности и возможный источник геомагнитных пульсаций Pc1 типа шеврон	82
Н.В. Савельева, В.А. Пилипенко, Н.Г. Мазур, Е.Н. Федоров, С. Чжао	Обнаружение электромагнитного отклика в верхней ионосфере на спутнике CSES на работу передатчика ZEBC	92

SESSION 4. THE SUN, SOLAR WIND, COSMIC RAYS

A.I. Podgorny, I.M. Podgorny	Extended surfaces with increased current density and magnetic field configurations in the vicinity of current density maxima: MHD simulation above the active region	96
L. Raykova	Analysis of the relationship between solar activity and temperature changes in the constant temperature zone of Uhlovitsa Cave and the city of Smolyan, Bulgaria	101
D.B. Rozhdestvensky, V.I. Rozhdestvenskaya, V.A. Telegin	Prediction of characteristic features of the 25 th solar activity cycle	105

SESSION 5. IONOSPHERE AND UPPER ATMOSPHERE

S.M. Cherniakov	Geomagnetic effects of a meteor explosion over the Verkhnetulomsky reservoir on December 19, 2014	109
Ж.В. Дашкевич, В.Е. Иванов	Диагностика параметров потока авроральных электронов по данным фотометрических измерений	113
Ю.К. Легостаева, А.В. Шиндин, С.М. Грач, В.Р. Хашев	Результаты трехпозиционных измерений искусственного оптического свечения в красной линии атомарного кислорода на нагревном стенде СУРА	117
В.А. Телегин, Г.А. Жбанков, В.А. Панченко	Исследование закономерностей появления F-рассеяния по данным ионозонда DPS-4 (Москва) в 24-ом цикле солнечной активности	120
А.В. Тertyshnikov	Способ зондирования границ аврорального овала и состояния магнитного поля Земли с использованием космических масс-спектрометров	124
В.М. Уваров	Эволюция строения полярной ионосферы в ходе дрейфа магнитных полюсов Земли	128
В.Л. Халипов, А.Е. Степанов	Среднеширотные и субавроральные красные дуги свечения атмосферы	131

SESSION 6. LOW ATMOSPHERE, OZONE

A.S. Kirillov, R. Werner, V. Guineva	The study of the influence of metastable nitrogen on the production of radicals in the stratosphere of Titan	135
Y.Y. Kulikov, V.G. Ryskin, V.M. Demkin, Y.V. Balabin, V.I. Demin, A.S. Kirillov, A.V. Losev	Behavior of the middle atmosphere ozone in the winter 2023-2024 during heightened solar activity. The first observation of daily cycle of mesospheric ozone during polar day (midnight Sun)	140
O.B. Антоненко, A.C. Кириллов	Особенности излучения различных полос в спектре ночного свечения атмосфер Земли и Марса в спокойных геомагнитных условиях	144
A.C. Кириллов, Ю.Н. Куликов	Моделирование свечения Атмосферных полос молекулярного кислорода на высотах ночной мезосферы и нижней термосферы Земли	148
Author index		152

DOI: 10.51981/2588-0039.2024.47.001

JOULE HEATING: HALLOWEEN STORM ON 29-31 OCTOBER 2003

Sherin Ann Abraham¹, S. Antony¹, C.P. Anil Kumar²

¹*School of Pure & Applied Physics, M.G. University, Priyadharshini Hills, Kottayam, Kerala, India – 686560*

²*Equatorial Geophysical Research Laboratory, Indian Institute of Geomagnetism, Krishnapuram, Tirunelveli, Tamil Nadu, India – 627011*

Abstract

Estimation and prediction of Joule heating is essential for studying the satellite drag, which causes a malfunctioning or complete loss of the satellite. This paper focuses on the production and enhancement of Joule heating and its dependence on the AE (Auroral electrojet) index during a Carrington-like event that occurred from 29th October to 31st October 2003. Simulated Joule heat from the global Magneto-Hydro-Dynamic model- Space Weather Modelling Framework (SWMF) is compared with Joule heating values obtained AE based empirical models. This analysis shows a similar spatial and temporal variation in both the Joule heating values and a similar magnitude with a moderate correlation. No other solar wind or plasma parameters show significant influence on Joule heating values during this extreme geomagnetic storm.

Introduction

Two processes deplete energy in the ionosphere: Joule heating due to the closure of field-aligned currents and the precipitation of magnetospheric electrons, which also induces auroral displays [Palmroth *et al.*, 2004]. Precipitating electrons heat thermalised electrons while Joule heating heats up ions. The global consequences of Joule heating are more significant even if the particle energy deposition rate can surpass the Joule heating rate as the electric fields span vast portions of the earth and have a long lifetime [Vickrey *et al.*, 1982]. Estimation and prediction of Joule heating rate is important because it has major space weather effects. Joule dissipation heats up and expands the ionosphere, which in turn increases the ion outflow and causes satellite drag. Therefore, it should be quantified.

Time variations of the Joule heat can be significantly different in an individual event because it depends on different solar wind parameters. Joule heating enhances and shows drastic time variations during major ionospheric disturbances such as geomagnetic storms and substorms. Joule heating in the ionosphere is expressed as $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}$, which represents the current and electric fields perpendicular to the magnetic field $\mathbf{B}$ [Zhou *et al.*, 2011]. Particles with lower energy generate ionisation at elevated altitudes when Pedersen conductivities surpass Hall conductivities, and Joule heating assumes increasing significance [Galand and Richmond, 2001; Vasyliūnas and Song, 2005].

Different studies report the variation of Joule heating during ionospheric disturbances; we focus on an extreme geomagnetic storm that happened from 29 to 31 October 2003 because it caused a blackout and temporarily disabled and saturated some space instruments [Skoug *et al.*, 2004]. This is evident as data gaps on the OMNIWeb data set of the interplanetary magnetic field vertical component (BZ), the solar wind velocity (VSW). This is due to the saturation of the Solar Wind Electron Proton Alpha monitor of the ACE satellite. This was a Carrington-like geomagnetic storm observed in the 21st century [Cid *et al.*, 2015], so studying this event may lead to an interpretation of the Joule heating on the 1859 Carrington event also.

An accurate estimation of Joule heating is not possible till now. Many studies have been carried out to estimate the rate of Joule heating by different methods [Ahn *et al.*, 1983; Foster *et al.*, 1983; Baumjohann and Kamide, 1984; Richmond and Lu, 2000]. We can estimate an average Joule heating rate either by AE-based empirical models or by using global Magneto-Hydro-Dynamic (MHD) simulations. In this paper, we use Joule heating from three AE-based empirical models and simulated Joule heating from one MHD model.

Data

Since there are big gaps in the OMNIWeb (<https://omniweb.gsfc.nasa.gov/>) data set of the interplanetary magnetic field components and plasma parameters, data from the Advanced Composition Explorer (ACE) satellite is used (<http://www.srl.caltech.edu/ACE/>). The data has a time lag of 40 min with respect to the OMNIWeb data. Sym-H data and AE index are also from the OMNIWeb database. Because of more coverage and the number of stations, we use the 1-minute SME index produced by SuperMag (<https://supermag.jhuapl.edu/indices/>) instead of the AE index for empirical calculations.

For an average estimation of Joule heating on 29 to 31 October 2003 (runnumber=Ewelina_Florczak_011421_2), we used the MHD simulation model Space Weather Modeling Framework (SWMF). Community Coordinated

Modeling Center (CCMC) gives us the simulated results from their database. The solar wind input for this simulation is provided by CDAWeb. We used the v20180525 version of SWMF.

AE-based empirical models are used in this study so that we can compare simulated Joule heating with Joule heating calculated from the observed AE index. We calculate the Joule heating using different empirical models that use the AE index. Models 1 and 2 are from other reported studies. Model 3 has an empirical model derived from our own studies of storm-time Joule heating during the autumn season. Model 1 gives empirical relation as $U_{JH} \text{ (GW)} = 0.32AE$ [Baumjohann and Kamide, 1984], and Model 2 gives $U_{JH} \text{ (GW)} = 0.28AE + 0.9$ [Østgaard *et al.*, 2002a, b].

Results and Discussion

Extreme geomagnetic storms occur during the October – November months and are often referred to as Halloween storms. One such extreme geomagnetic storm with a longer duration occurred from the 29th of October to the 31st of October 2003. According to Bravo *et al.* [2019], this event was characterised by the presence of intense solar coronal mass ejections that followed the solar flares on 28 October at 11:10 UT and on 29 October at 20:49 UT. Figure 1. shows the variation of the Sym-H component (top panel) and the AE/SME index (bottom panel). The shock associated with solar flares on October 28 and 29 reaches satellite at 06:00 UT and the second shock at 16:00 UT on October 30, as shown in Figure 2. The southward turning of IMF Bz, which is essential for inducing variation in the AE index, is clearly seen. Corresponding sudden storm commencement (SSC) and variation in AE index are observed at 06:12 UT on October 29 and 16:20 UT on October 30 (Figure 1.). Drastic variations in the AE index denote that there is a chance of high dissipation of Joule heat.

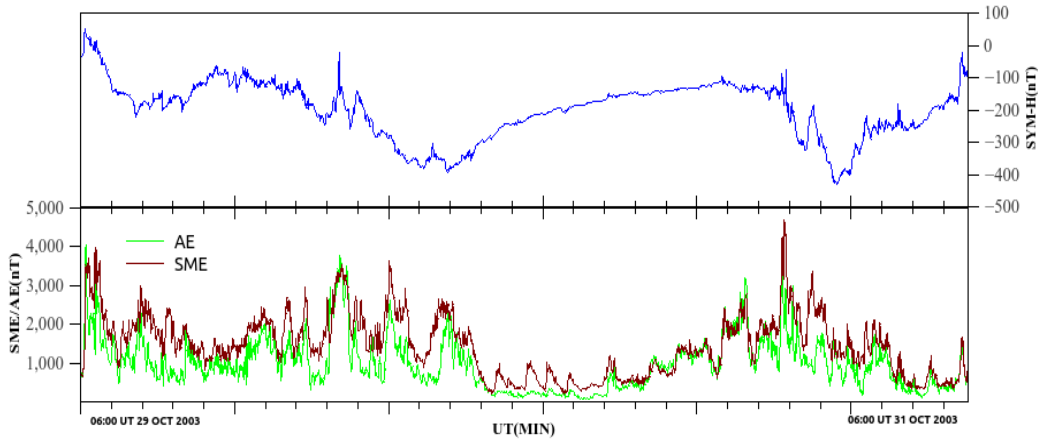


Figure 1. Variation of SYM-H component (top panel) and the AE/SME index (bottom panel) from 06:00 UT of 29th October to 31st October 2003.

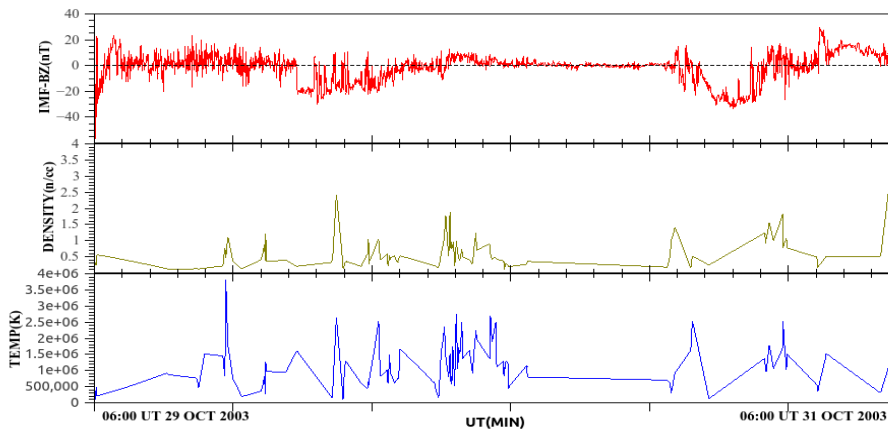


Figure 2. Solar wind input parameters used for simulation from CDA Web on 06:00 UT of 29th October to 31st October 2003.

Using the MHD model SWMF, we got a simulated rate of Joule heating for the above-mentioned time period. These simulation results are available on the CCMC website (https://ccmc.gsfc.nasa.gov/results/viewrun.php?runnumber=Ewelina_Florczak_011421_). The simulated Joule heating rate is shown in Figure 3. When we compare the time variations of simulated Joule heating with SYM-H and AE/SME. There is a time lag between the two data sets because both are projected to two different regions [Bagheri and Lopez, 2023]. As we expected, there is an increased production of Joule heating during this extreme storm time. We studied the correlation of both quantities to check whether we can quantify the simulated Joule heating with the AE/SME index.

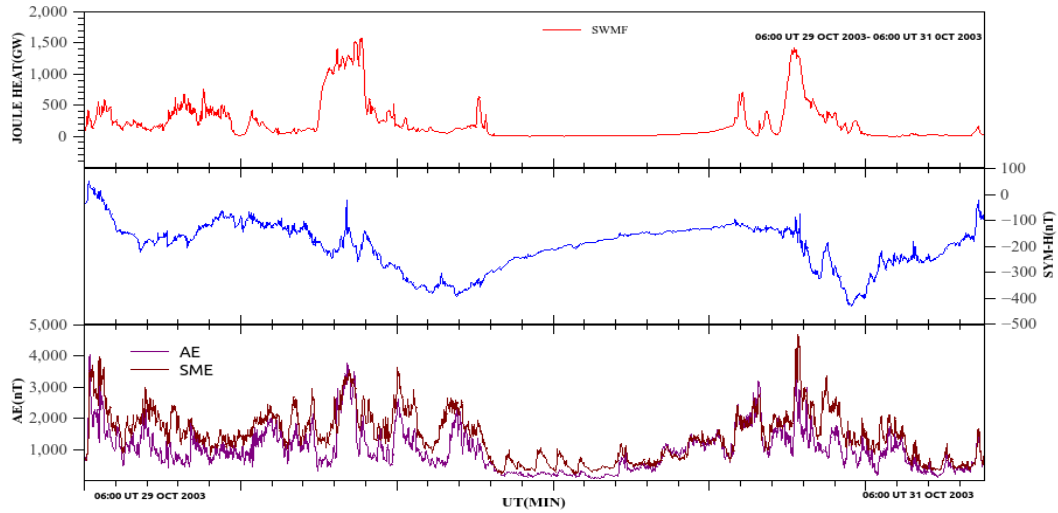


Figure 3. Simulated Joule heating from SWMF- CDA Web (top panel) and SYM-H and AE/SME index on 06:00 UT of 29th October to 31st October 2003.

We calculated the correlation coefficient between the simulated Joule heating obtained from SWMF and the observed SME index, which is represented in Figure 4. A moderate correlation coefficient of $R = 0.53$ is obtained.

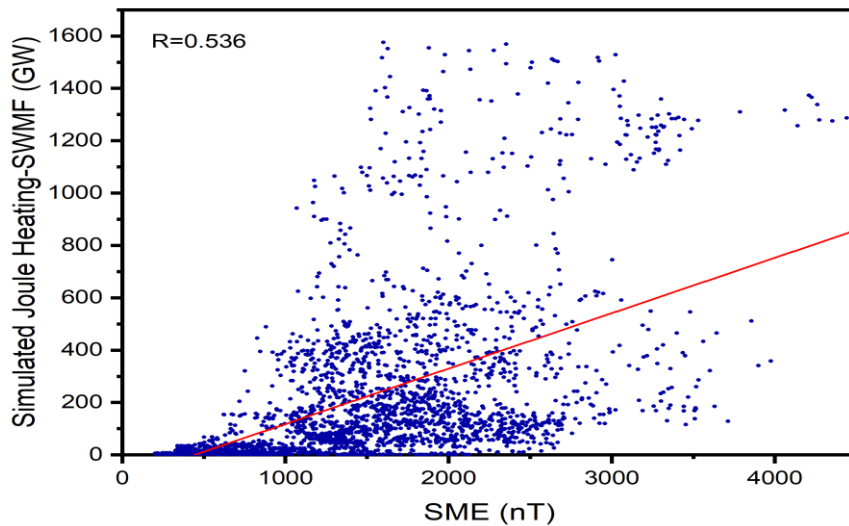


Figure 4. Simulated Joule heating from SWMF- CDA Web as a function of simulated SME index for the 06:00 UT of 29th October to 31st October 2003.

To know how much these simulated values agree with the values obtained from AE-based empirical models, we computed Joule heating using three AE-based empirical models mentioned above and plotted along with the simulated Joule heating obtained from SWMF as represented below (Figure 5).

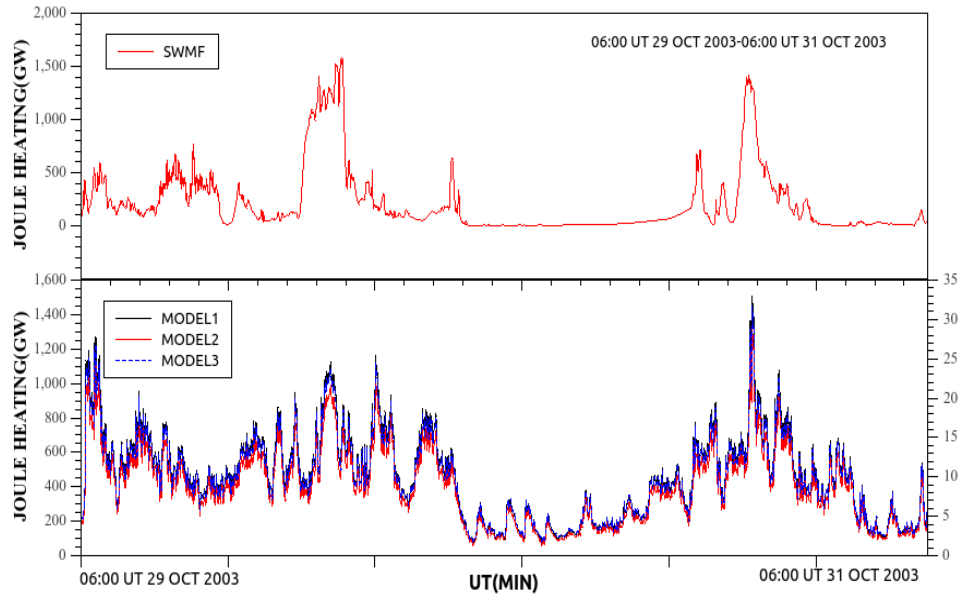


Figure 5. Simulated Joule heating from SWMF- CDA Web (top panel) and Joule Heating obtained from AE-based empirical models on 06:00 UT of 29th October to 31st October 2003.

The observations from all three models are moderately consistent with the spatial and temporal variations. Figure 5 clearly shows the variation of the AE index prior to the enhancement of Joule heating. This suggests an increase in auroral currents and, consequently, in Pedersen conductivity, which raises the rate of Joule heating production. The magnitude of Joule heating is comparable to that predicted by Models 1 and 2; however, Model 3 underestimates the magnitude of Joule heating. Correlation investigations between these AE/SME-based models and simulated Joule heating yielded a correlation coefficient of 0.536, as depicted in Figure 6. All three empirical models have identical correlation coefficients to 14 decimal places. When compared to the aforementioned results as empirical models simulated Joule heating shows a fair dependency on AE/SME index.

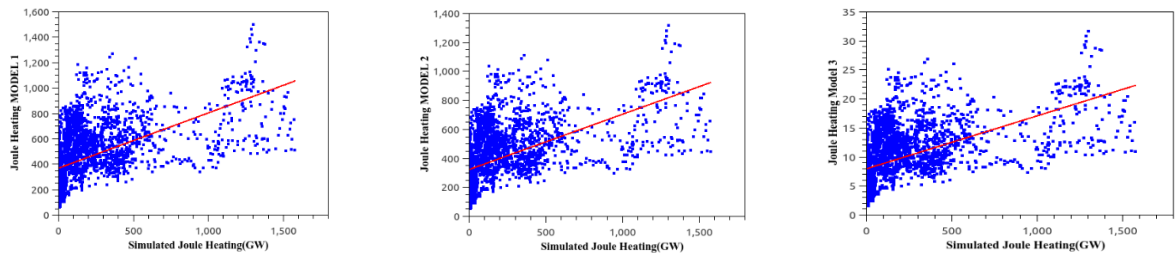


Figure 6. Simulated Joule heating from SWMF - CDA Web as a function of Joule Heating obtained from AE-based empirical models on 06:00 UT of 29th October to 31st October 2003.

Inference

The Carrington event was the greatest known magnetic storm in Earth's history, and it took place on September 1 and 2, 1859 [Tsurutani *et al.*, 2003]. According to Tsurutani *et al.* [2003], the main phase decrease of the H component of the magnetic field was -1600 nT. A superstorm of that magnitude now would have disastrous effects on the ground and space technology systems that modern society depends on. The rapid expansion of the ionosphere caused by the energy released in the atmosphere during strong magnetic storms causes additional drag on low-Earth orbiting satellites, which can shorten their lives or even cause them to explode. Moreover, data loss, satellite communication failure, navigational problems, significant inaccuracies in GPS measurements, and potential threats for both astronauts and passengers on aeroplanes because it causes malfunctions or even irreversible damage to spacecraft [Lakhina *et al.*, 2006]. Studying and predicting the characteristics of such extreme events will help us take remedial measures for their worst effects. Through this paper, we studied one such Carrington-like extreme geomagnetic storm that occurred in the 21st century, especially focused on the production and enhancement of Joule heating and its dependence on the

AE/SME index. Empirical models of Joule heating are compared with the findings of SWMF simulation for this study. The simulations predict an almost similar or lesser value of Joule heating relative to empirical assessments utilising the AE/SME index, and the correlation is only 0.53. Also, we examined the relationship between correlation coefficients and solar wind characteristics, including velocity, proton density, temperature and interplanetary magnetic field (IMF-Bz), during extreme storms. Our findings indicated that there is no substantial evidence to suggest that these parameters influence the connection between SWMF and empirical models. This agrees with studies of *Bagheri and Lopez* [2023]. Therefore, in extreme storm events, the AE index alone cannot be used as an indicator of Joule heating enhancement. Also, SWMF simulation can be used for real-time predictions with moderate accuracy since it agrees with the available AE-based empirical models.

References

- Ahn, B.H., Robinson, R.M., Kamide, Y., and Akasofu, S.I. (1983). Electric conductivities, electric fields and auroral particle energy injection rate in the auroral ionosphere and their empirical relations to the horizontal magnetic disturbances. *Planetary and Space Science*, 31(6), 641-653.
- Bagheri, F., and Lopez, R.E. (2023). Comparison of empirical models of ionospheric heating to global simulations. *Frontiers in Astronomy and Space Sciences*, 10, 1170390.
- Baumjohann, W., and Kamide, Y. (1984). Hemispherical Joule heating and the AE indices. *J. Geophys. Res. Space Phys.*, 89, 383–388. doi:10.1029/ja089ia01p00383
- Bravo, M.A., Batista, I.S., Souza, J.R., and Foppiano, A.J. (2019). Ionospheric response to disturbed winds during the 29 October 2003 geomagnetic storm in the Brazilian sector. *J. Geophys. Res. Space Phys.*, 124(11), 9405-9419.
- Cid, C., Saiz, E., Guerrero, A., Palacios, J., and Cerrato, Y. (2015). A Carrington-like geomagnetic storm observed in the 21st century. *Journal of Space Weather and Space Climate*, 5, A16.
- Foster, J., St.-Maurice, J.-P., and Abreu, V. (1983). Joule heating at high latitudes. *J. Geophys. Res. Space Phys.*, 88, 4885–4897. doi:10.1029/ja088ia06p04885
- Galand, M., and Richmond, A.D. (2001). Ionospheric electrical conductances produced by auroral proton precipitation. *J. Geophys. Res. Space Phys.*, 106(A1), 117-125.
- Lakhina, G.S., Alex, S., Mukherjee, S., and Vichare, G. (2006). On magnetic storms and substorms. *Proceedings of the ILWS Workshop*. Goa, India. February 19-24, 2006. Editors: N. Gopalswamy and A. Bhattacharyya. ISBN: 81-87099-40-2, p.320
- Østgaard, N., Germany, G., Stadsnes, J., and Vondrak, R. (2002a). Energy analysis of substorms based on remote sensing techniques, solar wind measurements, and geomagnetic indices. *J. Geophys. Res. Space Phys.*, 107, 1233. SMP–9. doi:10.1029/2001ja002002
- Østgaard, N., Vondrak, R., Gjerloev, J., and Germany, G. (2002b). A relation between the energy deposition by electron precipitation and geomagnetic indices during substorms. *J. Geophys. Res. Space Phys.*, 107, 1246. SMP–16. doi:10.1029/2001ja002003
- Palmroth, M., Janhunen, P., Pulkkinen, T., and Koskinen, H. (2004). Ionospheric energy input as a function of solar wind parameters: Global MHD simulation results. *Ann. Geophys.*, 22, 549–566. doi:10.5194/angeo-22-549-2004
- Richmond, A., and Lu, G. (2000). Upper-atmospheric effects of magnetic storms: A brief tutorial. *J. Atmos. Solar-Terrestrial Phys.*, 62, 1115–1127. doi:10.1016/s1364-6826(00)00094-8
- Skoug, R.M., Gosling, J.T., Steinberg, J.T., McComas, D.J., Smith, C.W., Ness, N.F., Hu, Q. and Burlaga, L.F. (2004). Extremely high speed solar wind: 29–30 October 2003. *J. Geophys. Res. Space Phys.*, 109(A9), A09102
- Tsurutani, B.T., Gonzalez, W.D., Lakhina, G.S., and Alex, S. (2003). The extreme magnetic storm of 1–2 September 1859. *J. Geophys. Res. Space Phys.*, 108(A7), 1268.
- Vasyliūnas, V.M., and Song, P. (2005). Meaning of ionospheric Joule heating. *J. Geophys. Res. Space Phys.*, 110(A2), A02301.
- Vickrey, J.F., Vondrak, R.R., and Matthews, S.J. (1982). Energy deposition by precipitating particles and Joule dissipation in the auroral ionosphere. *J. Geophys. Res. Space Phys.*, 87(A7), 5184-5196.
- Zhou, X.Y., Sun, W., Ridley, A.J., and Mende, S.B. (2011). Joule heating associated with auroral electrojets during magnetospheric substorms. *J. Geophys. Res. Space Phys.*, 116(A5), A00128, doi:10.1029/2010JA015804

DOI: 10.51981/2588-0039.2024.47.002

MID-LATITUDE AURORAS OF THE SOLAR CYCLE 25 ACCORDING TO OPTICAL INSTRUMENTS OF THE NATIONAL HELIOGEOPHYSICAL COMPLEX

A.B. Beletsky, T.E. Syrenova, A.V. Mikhalev, R.A. Marchuk, S.V. Podlesnyi, R.V. Vasiliev

Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS, Irkutsk, Russia

Abstract

Mid-latitude auroras (MA) are a rare geophysical phenomenon, however, according to some researches subvisual MA are observed more often. In addition, the observation of stable red auroral arcs (SAR arcs) in mid-latitudes was previously considered an extremely rare phenomenon. During regular observations at the Geophysical Observatory ISTP SB RAS (103°04'31" E 51°48'38" N) within the solar cycles 23 and 24, SAR arcs were recorded only for the four geomagnetic storms.

Optical instruments of the National Heliogeophysical Complex (NHC) at the beginning of the cycle 25 of solar activity (from April 2021 to March 2024 inclusive) registered 34 MA. Of these, 21 cases, structures corresponding to SAR arcs were observed in the airglow. It is worth noting that in at least one case, a SAR arc was observed with additional weak emissions at 557.7 nm and 427.8 nm. In addition, one of the recorded events was observed on two all-sky cameras separated in space. Thus, it is already possible to provide primary statistical data on the MA frequency and their structures registration, similar in spatial and spectral characteristics to SAR arcs observed during the increasing solar activity phase.

Keywords: upper atmosphere, geomagnetic storms, airglow, mid-latitude auroras.

Introduction

At present, quite a lot of midlatitude auroras (MA) studies in different longitude sectors have been conducted, but there is no generally accepted concept of MA in the literature. Numerous articles and monographs (see, for example, [Chamberlan, 1961]), devoted to ordinary polar auroras, the midlatitude auroras are devoted to separate sections. A number of authors use the concept "low-latitude aurora", with which they associate auroral emissions observed during magnetospheric storms (MS) at geomagnetic latitudes $\leq 50^\circ$. At the same time, other authors use the term "mid-latitude aurora", using as distinguishing features the peculiarities of the mechanisms of mid-latitude emissions amplification during the MS period, the presence of N²⁺ in the emission spectrum and/or a high ratio of emission intensities [OI] 630.0 and 557.7 nm [Rassoul *et al.*, 1993]. During the periods of large MS, the auroral oval shifts to mid-latitudes synchronously with the movement of the plasmasphere boundary and other boundaries depending on the magnetosphere structure [Lazutin, 2015]. At mid-latitudes, powerful MSs are accompanied by a significant intensification of the forbidden line of atomic oxygen [OI] 630.0 nm. This intensity, being a relatively weak component in the mid-latitude luminescence of the upper atmosphere, within a few hours can increase tens of times, transforming into the MA phenomenon. The main dominant MA emission is the atomic oxygen doublet [OI] 630.0-636.4 nm, which may be one of the distinguishing features from the auroras at high latitudes, in which the most intense line is usually the [OI] 557.7 nm emission. This is due to different projections of magnetospheric structures onto the upper atmosphere and ionosphere during a magnetic storm, and, consequently, different energies of the excitation particles and different heights of the auroras airglow.

Stable red auroral (SAR) arcs are rather rarely observed large-scale structures at subauroral and mid-latitudes. A number of highly dynamic processes related to the convection electric field, interaction of trapped energetic particles and thermal plasma occur in the subauroral ionosphere, causing the formation of different types of optical features in this region [Frey, 2007]. Interest in SAR arcs has recently been renewed due to the discovery of new optical phenomena such as Strong Thermal Emission Velocity Enhancement (STEVE), "green fence", etc., while interest in other types of MAs during large magnetic storms such as October-November 2003 has been maintained. The interest is intensified with the development of the new solar cycle 25, an increase in the level of geomagnetic activity, and the forecasting of large geomagnetic storms and their optical manifestations in the MAs form.

Optical Instruments

The optical instruments (OI) of the National Heliogeophysical Complex (NHC) include all-sky cameras, Fabry-Perot interferometers, photometers and spectrometers of visible and infrared ranges [Vasilyev *et al.*, 2020]. Two all-sky cameras "KEO Sentry 4" provide registration of the spatial distribution of the main atmospheric lines intensity. The

field of view of the cameras is 180° . The spectral range is selected using an automatic filterwheel. The exposure time for the channels with a narrow spectral range is 55 seconds, and for the broadband OH-channel - 7 seconds. Fabry-Perot interferometers are designed to measure temperature and wind speed at the heights of the main emissions glow of the Earth's upper atmosphere. The visible spectrometer “KEO Spectrograph::VISIBLE” (field of view $\sim 10^\circ$, spectral range 400 - 1000 nm, exposure time of one spectral interval is 120 s) and infrared spectrometer “KEO Spectrograph::INFRARED” (field of view $\sim 13^\circ$, spectral range 950 - 1650 nm, exposure time of one spectral interval is 20 s). The two-channel photometers “KEO Arges-VF”, providing measurement of fast variations of the main emissions of the mid-latitude upper atmosphere, use photomultipliers in the photon counting mode. The field of view can be adjusted from 1° to 10° using a software-controlled input lens. The temporal resolution is 10 ms.

Figure 1 shows the night airglow spectrum in the 400- 900 nm spectral range obtained with the KEO Spectrograph::VISIBLE spectrometer and all-sky camera spectral channels with example frames.

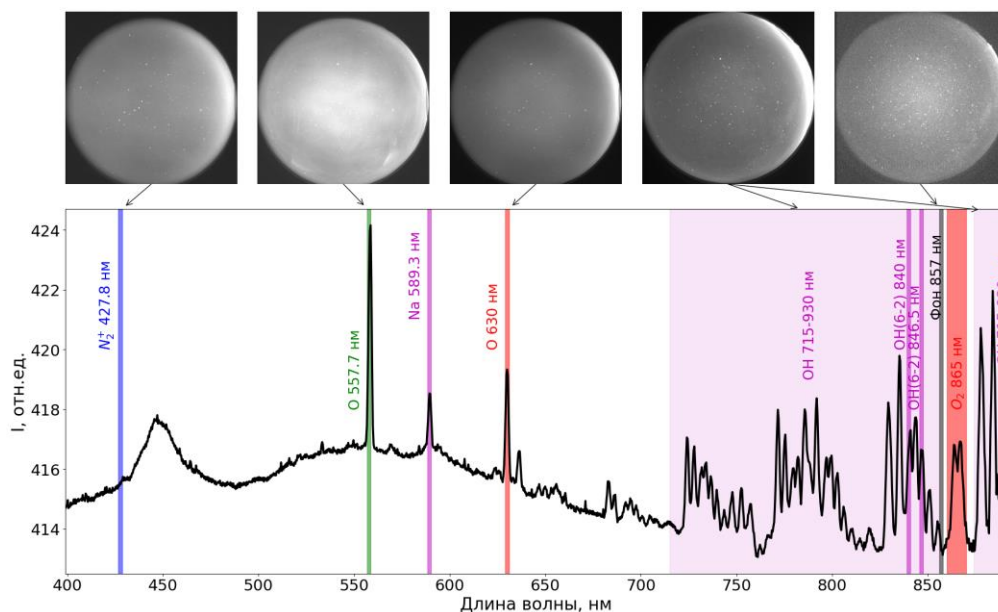


Figure 1. Spectrum of the night sky luminosity in the range 400 - 900 nm (lower panel, averaged spectrum for 23.01.2023), obtained with the KEO Spectrograph::VISIBLE. The spectral channels of the ASI0 and ASI1 all-sky imagers are depicted in color. The upper panel exhibits examples of all-sky imager frames for certain spectral channels (indicated by arrows).

Results

At present, the search for manifestations of geomagnetic activity in the airglow of the upper atmosphere using all-sky camera data is carried out in manual mode. To improve the accuracy and facilitate the work on the detection of disturbances, statistical data on the MAs registration by all-sky cameras depending on the geomagnetic condition were obtained. The Kp and Dst indices were chosen as indicators of geomagnetic perturbation. In addition, attention was paid to the presence of structures similar in spatial characteristics to SAR arcs. On the basis of these data, the threshold geomagnetic indices were obtained, at which the operator in the manual mode on the all-sky cameras frames in the 630 nm channel distinguished MAs, including spatial structures similar by their characteristics to SAR arcs.

Figure 2 shows the obtained distribution of midlatitude auroras visibility (red markers). Further, using the obtained threshold geomagnetic indices, the favorable periods for registration of MAs using the all-sky cameras were estimated. That is, the periods in which the all-sky cameras were in the operational monitoring mode and the previously obtained conditions by geomagnetic indices ($Dst \leq -25$ and $Kp \geq 4.3$) were met, but the aurora was not registered (shown by yellow markers in Fig. 2). The auroras absence on the all-sky camera frames for these periods, among others, may be due to the presence of cloud cover or unfavorable observing conditions associated with the Moon's luminosity. We further obtained the seasonal course of the recorded MAs per month (Fig. 3, red curve) and the number of “favorable” periods for the development of MAs (Fig. 3, yellow curve).

Despite the low statistics, the annual dependence shows a tendency towards an increase in the number of auroras in the spring and autumn periods. This corresponds to the Russell-McPherron effect of seasonal variation in geomagnetic activity [Russell and McPherron, 1973].

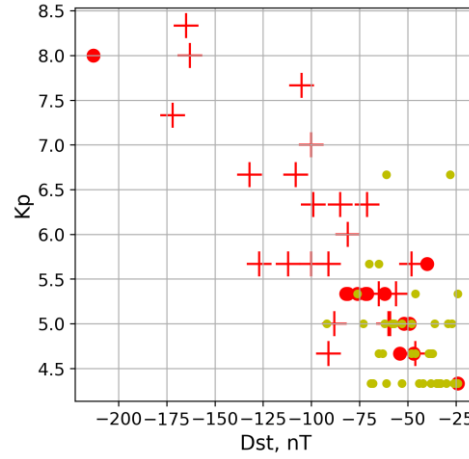


Figure 2. The distribution of recorded MA events as a function of the Dst and Kp indices is shown in the figure on the right (in red). MA with structures similar to SAR arcs are indicated with a plus marker. Yellow markers indicate possibly favorable geomagnetic conditions for MA during the operation of optical instruments (the MA were not registered on the cameras). A total of 34 events were registered, 21 of which had structures similar to SAR arcs. There were 43 "favorable" periods for the MAs occurrence.

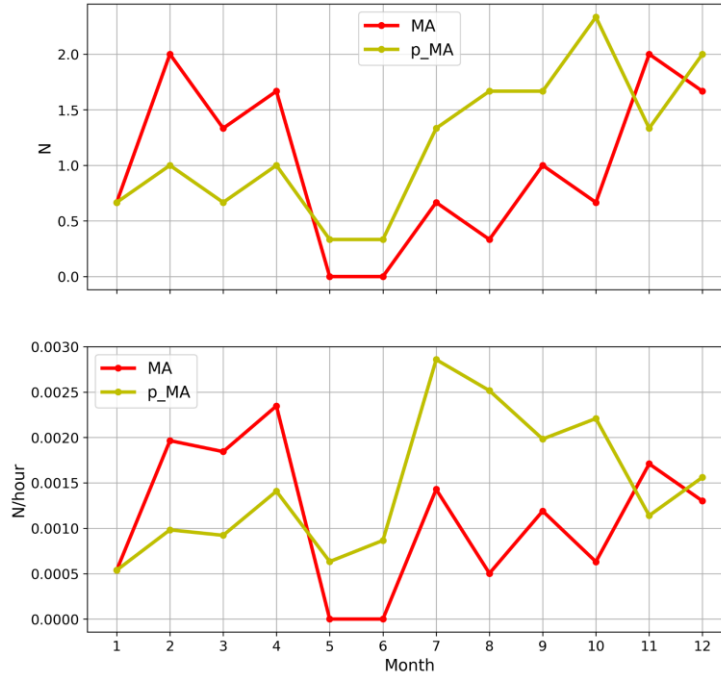


Figure 3. The figure displays the time course of the averaged number of registered MAs per month from 2021 to March, 2024 (in red). The averaged number of "favorable" periods per month for the occurrence of MAs is shown in yellow (upper panel). Averaged time course for 2021-March, 2024 of the number of registered MAs per month in relation to the number of optical observations hours (in red). The average number of favorable periods per month per hour for the occurrence of MAs is shown in yellow (bottom panel).

Conclusion

Midlatitude auroras are a rare geophysical phenomenon [Krakovetsky *et al.*, 2009]. However, according to [Shiokawa *et al.*, 2005], subvisible MAs are observed more frequently. In addition, the observation of SAR arcs in midlatitudes was previously considered to be an extremely rare phenomenon. According to [Yadav *et al.*, 2020], the probability of SAR arcs decreases in Athabasca at subauroral latitudes during higher geomagnetic activity, but at the same time increases at lower latitudes. Moreover, [Mendillo *et al.*, 2016], based on an analysis of 27 years of all-sky camera observations at Millstone Hill (42.6°N, 288.5°E), reported that the frequency of SAR arcs was minimal in solar minimum years and maximal in solar maximum years, in contrast to what is observed at Athabasca (subauroral latitudes). That is, according to [Yadav *et al.*, 2020; Mendillo *et al.*, 2016], one can assume a high probability of

registering SAR-arc-type structures during observations at the midlatitude Geophysical Observatory (GPO) of the ISTP SB RAS in the years of high solar activity. During the periods of high activity of the solar cycles 23 and 24, the GPO did not have highly sensitive instruments with good spatial resolution.

The high number of registered MAs in the solar cycle 25 can be related to the high intensity of the solar cycle and is undoubtedly connected with the commissioning of highly sensitive optical instruments of the NHC. OI NHC allow us to detect and record optical manifestations of geophysical and geomagnetic perturbations in the upper atmosphere in the range of geographic latitudes ~46-58 N. The example of multispectral observations in 2021-2024 of MAs and SAR arcs shows the high spatial, temporal and spectral characteristics and efficiency of the optical equipment used. A detailed analysis of individual geomagnetic storms and peculiarities of their optical manifestations is still in progress.

The work was financially supported by the Ministry of Science and Higher education of the Russian Federation (Subsidy No. 075-GZ/C3569/278). Experimental data were obtained using the equipment of the Angara Shared Use Center (ISTP SB RAS) <http://ckp-angara.iszf.irk.ru/>.

References

- Chamberlan Joseph.W. (1961). Physics of the Aurora and Airglow. *Published by Academic Press Inc.* (London) Ltd. 17, 17 Old Queen Street, London S.W. 1. 704 p.
- Frey, H.U. (2007). Localized aurora beyond the auroral oval. *Reviews of Geophysics*, 45(1), 1003. <https://doi.org/10.1029/2005RG000174>.
- Krakovetsky, Yu.K., Loisha, V.L., Popov, L.R. (1989). Chronologiya polyarnyh siyaniy za poslednee tysyacheletie. *Solnechnye dannye*, N. 2. 110–115. (in Russian).
- Lazutin, L.L. (2015). Oval polyarnyh siyaniy - prekrasnaya, no ustarevshaya paradigma. *Solnechno-zemnaya fizika. T. 1, № 1*. P. 23-35.
- Mendillo, M., Baumgardner, J., Wroten, J. (2016). SAR arcs we have seen: Evidence for variability in stable auroral red arcs. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 121(1), 245–262. <https://doi.org/10.1002/2015JA021722>.
- Rassoul, H.K., Rohrbaugh, R.P., Tinsley, B.A., Slater, D.W. (1993). Spectrometric and photometric observations of low-latitude aurorae. *J. Geophys. Res.*, 98(A5). 7695–7709.
- Russell, C. T., and R. L. McPherron (1973). Semiannual variation of geomagnetic activity. *J. Geophys. Res.*, 78(1), 92–108. <https://doi.org/10.1029/JA078i001p00092>
- Shiokawa, K., Ogawa, T., Kamide, Y. (2005). Low-latitude auroras observed in Japan: 1999–2004. *J. Geophys. Res.*, 110(A5). A05202. <https://doi.org/10.1029/2004JA010706>
- Vasilyev, R.V., Artamonov, M.F., Beletsky, A.B., Zorkaltseva, O.S., Komarova, E.S., Medvedeva, I.V., Mikhalev, A.V., Podlesny, S.V., Ratovsky, K.G., Syrenova, T.E., Tashchilin, M.A., Tkachev, I.D. (2020). Scientific goals of optical instruments of the National Heliogeophysical Complex. *Journal Solar-Terrestrial Physics*. 6(2). 84-97. <https://doi.org/10.12737/szf-62202008>
- Yadav, S., Shiokawa, K., Otsuka, Y., Connors, M. (2022). Statistical study of subauroral arc detachment at Athabasca, Canada: New insights on STEVE. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 127, e2021JA029856. <https://doi.org/10.1029/2021JA029856>

A METHODOLOGY TO ESTIMATE THE MPB PARAMETERS

V. Guineva¹, R. Werner¹, R. Bojilova², L. Raykova¹, A. Atanassov¹, D. Valev¹

¹*Space Research and Technology Institute (SRTI) – Bulgarian Academy of Sciences, Stara Zagora Department, Bulgaria*

²*National Institute of Geophysics, Geodesy and Geography (NIGGG) - Bulgarian Academy of Sciences, Sofia, Bulgaria*

Abstract. The midlatitude positive bays (MPB) represent a mark of the development of substorms at auroral latitudes. To have a knowledge of their parameters could serve as a tool to obtain more information about the magnetospheric substorms onset and progress. In the purpose to enable the study of the various phenomena related to the substorm disturbances and their propagation to mid-latitudes, an original catalog of the variations of the magnetic field at midlatitudes at the Bulgarian station Panagyurishte (PAG) was created for the period 2007 - 2022. The MPB parameters are part of this catalog. To estimate the MPB parameters, a special methodology was worked out. The beginning and end of the MPB's were determined, based on smoothing by moving average and by inspection of the consecutive minima before and after the MPB maximum, calculated by the first derivative of the X component of the magnetic field variations. Criteria to choose the minima of the beginning and end of the MPB have been discussed and set. For each specified case, a graphic of the positive bay with some parameters marked in it, and a file with the determined parameters and some flags, giving information about the concrete positive bay, have been created. These results can be accessed in the Catalog of the magnetic variations at the Panagyurishte station, located on the website of the Space Research and Technology Institute, BAS, Bulgaria (http://space.bas.bg/Catalog_MPB/).

Introduction

Magnetospheric substorms, as one of the basic characteristics of the space weather, govern a range of disturbances in the Earth magnetosphere. The modern understanding is, that during magnetospheric substorms, a current system forms, namely the so-called Substorm current wedge (SCW) [e.g. *McPherron*, 1972; *McPherron et al.*, 1973a], by the deviation of the tail current along the magnetic field lines through the ionosphere and the formation of auroral electrojets, in the east and west direction. The auroral electrojets have been studied since the 1970s [e.g. *McPherron et al.*, 1973b; *Kisabeth and Rostoker*, 1974]. The substorm current wedge produces the main disturbances in the Earth magnetic field. At the Earth surface, negative bays of the X-component at auroral latitudes and positive bays of X at midlatitudes, called midlatitude positive bays (MPB) are observed. These disturbances arise during the expansion of the magnetospheric substorms [e.g. *McPherron*, 1972; *Kepko et al.*, 2014]. The magnetic disturbances at the Earth surface have been used in a number of studies of the magnetospheric substorms. The midlatitude magnetic variations can serve as a powerful tool in the investigation of magnetospheric substorms. By way of example, the midlatitude positive bays are a good indicator of the substorm onset [*McPherron and Chu*, 2017], and the sign of the Y component was used to appreciate the direction of the field aligned currents at a given longitude [*Meng and Akasofu*, 1969].

Due to the possibility of using mid-latitude magnetic disturbances in the study of magnetospheric substorms for an even better understanding of the ongoing phenomena and determination of substorm parameters, a catalog of the magnetic variations at the Bulgarian Panagyurishte station was created for the time interval 2007 – 2022 [Guineva et al., 2023a; 2023b; 2023c]. The parameters of the detected midlatitude positive bays are part of the catalog. The purpose of this work is to describe the methodology developed to determine the MPB parameters and to present some examples.

Description of the methodology of the MPB parameters estimation

To assess the MPB parameters, a special methodology has been developed. It covers several steps: determination of the minima and maxima in the vicinity of the MPB maximum, determination of the MPB beginning and end, determination of some additional parameters, concerning the MPB's, and determination of several flags, related to the peculiarities in the estimation of the MPB parameters.

Determination of the minima and maxima in the vicinity of the MPB maximum

The first step of the determination of the MPB parameters is the determination of the extrema around the MPB maximum. This is the preliminary process needed to estimate the MPB beginning and end. It was described in Guineva et al. [2023]. First, a smoothing of the daily X data series by 5 points moving average is accomplished in order to avoid some small false minima and maxima and to facilitate the procedure. After that the first derivative is computed to obtain the extrema positions. Minima in the time interval ± 90 min. from the MPB maximum have been taken under

consideration. This time interval was obtained experimentally with the data from 2013 and 2015. In case if to the end of the day there were less than 90 min., the minima search continues in the next day data.

Determination of the beginning and end of the midlatitude positive bays

To determine which minima before and after the MPB maximum can be accepted for beginning and end of the MPB, two criteria have been developed and applied, described in detail in Guineva et al. [2023a].

Criterion (1) concerns two consecutive minima: n^{th} and $(n+1)^{\text{th}}$. To presume that the n^{th} minimum is not the beginning or end of MPB, the following condition has to be satisfied: the ratio of the X drop from the maximum to the current, $(n+1)^{\text{th}}$ minimum to the X drop to the previous, n^{th} minimum, is greater or equal to a constant c :

$$\text{ratio}_n = (X_{\max} - X_{\min, n+1}) / (X_{\max} - X_{\min, n}) \geq c, \quad (1)$$

where $X_{\max}$ is the value of the MPB maximum, $X_{\min, n}$ is the n^{th} minimum earlier or later from $X_{\max}$ time, $X_{\min, n+1}$ is the $(n+1)^{\text{th}}$ minimum and c is a constant. This criterion was introduced by McPherron and Chu [2017]. They used $c = 1.25$. Based on tests of the MPB's registered at PAG, we have chosen 1.20 for the ratio boundary. If condition (1) is met, the n^{th} minimum is not accepted as the beginning or end of the MPB, and the check-up continues.

When criterion (1) is no more satisfied, but $X_{\min, n} > 0$, the second criterion, Criterion (2) is applied. It consists in the following check: whether the ratio of the n^{th} minimal value to the maximal one is greater or equal to 0.4:

$$X_{\min, n} / X_{\max} \geq 0.4 \quad (2)$$

This criterion was accepted based on empirical studies of the PAG data.

If this condition is satisfied, the n^{th} minimum is not taken as the beginning or end of the MPB, and the search continues.

In the MPB data files, the beginning and end times of the MPB were included in two formats: in min., and in hh:mm, UT, as well as the values of X at these moments (X_{begin} and X_{end}).

Other parameters, included in the MPB data file

In order to get a more complete picture of each particular midlatitude positive bay, in addition to the MPB beginning and end times, several other parameters concerning the MPB, are included in the data file. These are the value $X_{\max}$ and the time of the maximum, the value of Y at the time of $X_{\max}$, the amplitude of the MPB, equal to the difference $X_{\max} - X_{\text{begin}}$, the base duration time (the MPB duration at the base, equal to end time-beginning time in min.), the 2σ value, computed for the whole day data, and the MPB duration at 2σ level.

Flags about the peculiarities in the MPB beginning and end determining

To get an idea at a glance, from the MPB data files, about the peculiarities of determining the MPB beginning and end, several flags have been introduced that are included at the end of the files. The flags concern the determining of the MPB beginning (flagbegin), the determining of the MPB end (flagend), and the stability of the MPB maximum (flagxcheck). The flags have the following meanings:

flagbegin=0 – the beginning meets the conditions set;

flagbegin=1 – there is not found a minimum in the 90 min. interval before the MPB maximum; as MPB beginning the boundary of this interval is taken;

flagbegin=2 – only one minimum was found before the maximum and it is taken as MPB beginning;

flagbegin=3 – the last ratio $(X_{\max} - X_{\min, n+1}) / (X_{\max} - X_{\min, n}) \leq 1.2$, but $X_{\min, n} / X_{\max} > 0.4$. In this case the last minimum $X_{\min, n+1}$ time is taken as MPB beginning;

flagbegin=4 – the last ratio $(X_{\max} - X_{\min, n+1}) / (X_{\max} - X_{\min, n}) > 1.2$. Then the time of the last minimum $X_{\min, n+1}$ is taken as MPB beginning.

The meaning of the values of flagend is the same as for flagbegin:

flagend=0 – the end meets the conditions set;

flagend=1 – there is not found a minimum in the 90 min. interval after the MPB maximum; as MPB end the boundary $\text{MPB}_{\max} + 90$ is taken;

flagend=2 – only one minimum was found after the maximum and it is taken as MPB beginning;

flagend=3 – the last ratio $(X_{\max} - X_{\min, n+1}) / (X_{\max} - X_{\min, n}) \leq 1.2$, but $X_{\min, n} / X_{\max} > 0.4$. In this case the last minimum $X_{\min, n+1}$ time is taken as MPB end;

flagend=4 – the last ratio $(X_{\max} - X_{\min, n+1}) / (X_{\max} - X_{\min, n}) > 1.2$. Then the time of the last minimum $X_{\min, n+1}$ is taken as MPB end.

The flagxcheck flag gives information about the stability of the MPB maximum or whether there are two consecutive maxima at less than 30 min. from each other.

flagxcheck=0 – the maximum keeps its position after the smoothing;

flagxcheck=1 – the maximum moved from its initial position.

It is seen, that a given case is “normal”, is the flags values are 0 or 2, i.e. the MPB boundaries meet the conditions set, or there is only one minimum in the searched interval, respectively. Otherwise, there were some peculiarities in the assessment of the boundaries, which have to be taken into account when considering such cases.

Presentment of the midlatitude positive bays in the created catalog

In the catalog of the variations of the magnetic field at midlatitudes at the Bulgarian station Panagyurishte, the midlatitude positive bays are presented by a file, containing the parameters and flags, described above, and by a graphic, in which some parameters have been indicated. In Fig. 1a, b, an example of MPB data file and graphic is presented. The example is for the MPB at 22:34 UT on 15.07.2022. From the data file it is seen, that all flags are 0. So, the accepted beginning and end satisfy the applied criteria. In this case, the first minima before and after the MPB maximum coincide with the beginning and end of the MPB. The substorm meridian is not far from PAG, at little distance to the East. In Fig. 1b, the variations of the X component of the magnetic field are drawn by blue continuous line, and the first derivative of X is drawn by a red line. The 2σ level is given by a dotted black line with inscription “ 2σ ” over it. The MPB maximum location is shown by dark red vertical line. The locations of the beginning and end of MPB are given by green continuous vertical lines. The locations of all detected minima are also shown, by green dotted vertical lines. The maximum, beginning and end of the MPB are indicated by inscriptions, as well. The time interval, in which the graphic is constructed, covers all detected minima in the time range ± 90 min. from the MPB maximum.

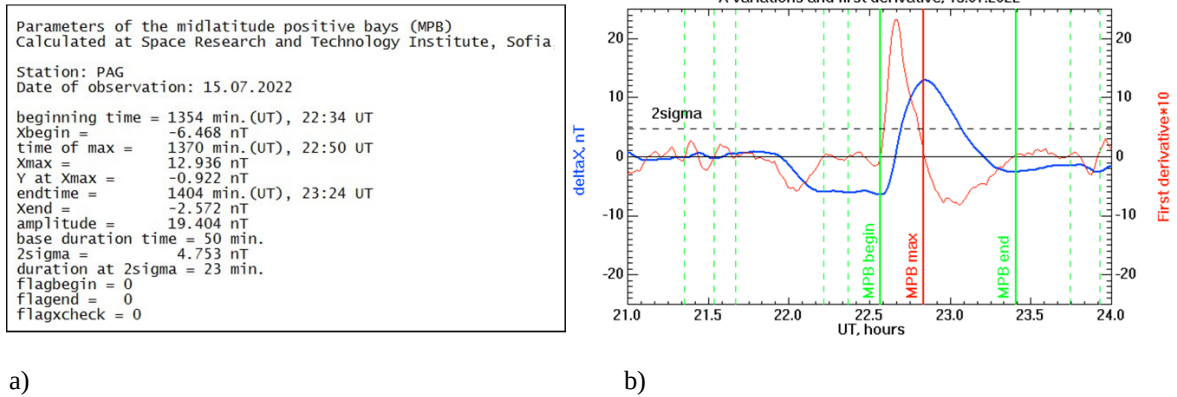


Figure 1. Appearance of a MPB parameters data file (a) and of a MPB graphic (b). Example for the MPB at 22:34 UT on 15.07.2022.

In Fig. 2a, b, an example, when there was a peculiarity in the determining of the MPB end occurred. This is the substorm on 10.02.2022 at 20:14 UT. In this case flagend = 4 (Fig. 2a). This means that the last ratio $(X_{\max} - X_{\min, n+1}) / (X_{\max} - X_{\min, n}) > 1.2$. The last minimum was taken as MPB end and it is seen that this decision was correct (Fig. 2b).

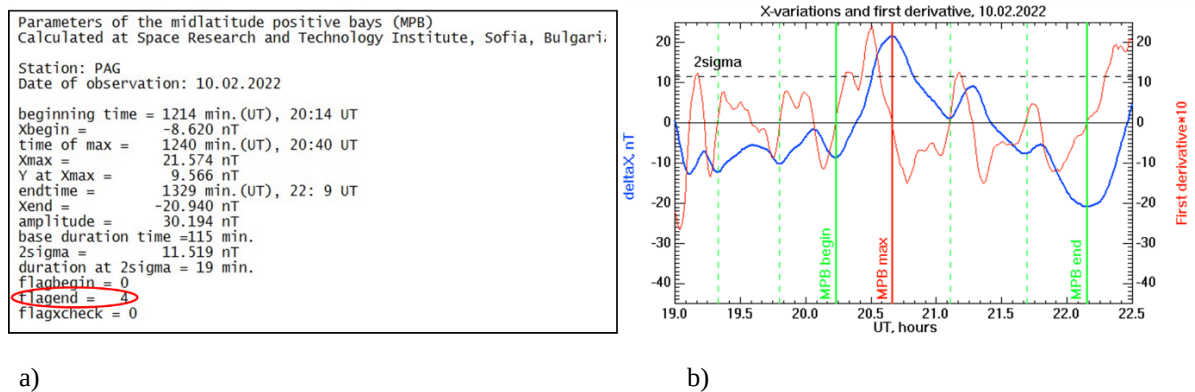


Figure 2. MPB data file (a) and MPB graphic (b) during the substorm on 10.02.2022 at 20:14 UT. In this case there were a peculiarity in the determining of the MPB end.

Results and conclusions

A methodology to determine the parameters of the midlatitude positive bays has been worked out. A program tool to compute automatically the MPB parameters, registered at Panagjurishte station was developed, including application of the criteria to locate the beginning and end minima of the midlatitude X positive bays. The program was tested and adjusted on different cases of MPB from 2015 and 2013. The provided visual inspection showed that the MPB

parameters were set correctly. The content and design of the MPB graphs and the MPB parameters files were specified. Special flags have been included in the data files in order to give an idea about the peculiarities in the determining the parameters of the relevant MPB.

The yearly lists from 2007 to 2022 were processed and the MPB images and data files were uploaded in the Catalog of the magnetic variations at Panagjurishte (http://space.bas.bg/Catalog_MPB/).

The obtained MPB beginning times were compared with the substorm onsets determined from the SML index by Newell and Gjerloev [2011], Forsyth et al. [2015] and Ohtani and Gjerloev [2020]. It was found out that in most of the cases the other authors detected also a substorm presence over Europe. The MPB beginning times are close to the onsets of the corresponding substorms, determined from the SML index. Some of them are later than the substorm onsets, and the others are earlier than the substorm onsets.

The obtained differences may be due to some distance of PAG station from the substorm meridian, but this cannot explain these differences in all cases. We suppose that sometimes the discrepancy between the obtained MPB beginning times and the substorm onsets by the SML index can be due to the complicated conditions, when some smaller magnetic perturbations just before the sharp decrease of X are related to the beginning of the global magnetospheric disturbances. We came to the conclusion, that the substorm onsets are more easily and accurately determined by the midlatitude positive bays data from a global or regional set of midlatitude magnetic stations.

Acknowledgements. The authors are grateful to the creators of the databases OMNI (<http://omniweb.gsfc.nasa.gov>), IMAGE (<http://space.fmi.fi/image/>), INTERMAGNET (<http://intermagnet.org/>) for the opportunity to use them in this work. We acknowledge the substorm timing list identified by the SOPHIE technique [Forsyth et al., 2015], the substorm timing list identified by the Newell and Gjerloev technique [Newell and Gjerloev, 2011], the substorm timing list identified by the Ohtani and Gjerloev technique [Ohtani and Gjerloev, 2020], the SMU and SML indices [Newell and Gjerloev, 2011]; and the SuperMAG collaboration (<http://supermag.jhuapl.edu/>) [Gjerloev et al., 2012].

References:

- Forsyth, C., Rae, I.J., Coxon, J.C., Freeman, M.P., Jackman, C.M., Gjerloev, J., Fazakerley, A.N. (2015). A New Technique for Determining Substorm Onsets and Phases from Indices of the Electrojet (SOPHIE), *J. Geophys. Res. Space Physics*, Vol. 120, pp. 10,592-10,606, DOI:10.1002/2015JA021343.
- Gjerloev, J.W. (2012). The SuperMAG data processing technique, *J. Geophys. Res.*, Vol. 117, A09213, DOI:10.1029/2012JA017683.
- Guineva, V.H., Werner, R., Atanassov, A.M., Bojilova, R.Ts., Raykova, L.N., Valev, D.T. (2023a). Determination of the parameters of midlatitude positive bays caused by magnetospheric substorms, *Proceedings of the Fifteenth Workshop "Solar Influences on the Magnetosphere, Ionosphere and Atmosphere"*, Primorsko, Bulgaria, 05 - 09 June 2023, pp. 56-63, DOI:10.31401/ws.2023.proc, <https://www.spaceclimate.bas.bg/ws-sozopol/pdf/Proceedings2023.pdf>
- Guineva, V., Werner, R., Despirak, I., Klejmenova, N., Lubchich, A., Setsko, P., Atanassov, A., Bojilova, R., Raykova, L., Valev, D. (2023b). Results from the bulgarian-russian project on investigation of the geomagnetic disturbances propagation to mid-latitudes and their interplanetary drivers identification for the development of mid-latitude space weather forecast, *Proceedings of the Nineteenth International Scientific conference SES2023*, 24-26.10.2023, Sofia, Bulgaria, pp. 47-56, http://space.bas.bg/SES/archive/SES%202023_DOKLADI/1_Space%20Physics/2_Guineva.pdf
- Guineva, V., Werner, R., Despirak, I., Klejmenova, N., Lubchich, A., Setsko, P., Atanassov, A., Bojilova, R., Raykova, L., Valev, D. (2023c). Basic results from the project "Investigation of the geomagnetic disturbances propagation to mid-latitudes and their interplanetary drivers identification for the development of mid-latitude space weather forecast", *Proc. 46th Annual seminar "Physics of Auroral Phenomena"*, 13-17 March 2023, Apatity, Russia, pp. 23-29, <http://pgia.ru/seminar/archive/>
- Kepko, L., McPherron, R.L., Amm, O., Apatenkov, S., Baumjohann, W., Birn, J., Lester, M., Nakamura, R., Pulkkinen, T.I., Sergeev, V. (2014). Substorm current wedge revisited, *Space Sci. Rev.*, Vol. 190, pp. 1-46, DOI:10.1007/s11214-014-0124-9.
- Kisabeth, J.L., Rostoker, G. (1974). The expansive phase of magnetospheric substorms: 1. Development of the auroral electrojets and auroral arcs configuration during substorm, *J. Geophys. Res.*, Vol. 79, No. 7, pp. 972-984, DOI:10.1029/JA079i007p00972.
- McPherron, R.L. (1972). Substorm related changes in the geomagnetic tail: The growth phase, *Planet. Space Sci.*, Vol. 20, No. 9, pp. 1521-1539, DOI:10.1016/0032-0633(72)90054-2.
- McPherron, R.L., Russell, C.T., Aubry, M. (1973a). Satellite studies of magnetospheric substorms on August 15, 1968, 9: phenomenological model for substorms, *J. Geophys. Res.*, Vol. 78, No. 16, pp. 3131-3149, DOI:10.1029/JA078i016p03131.
- McPherron, R.L., Russell, C.T., Kivelson, M.G., Coleman, P.J., Jr. (1973b). Substorms in space: The correlation between ground and satellite observations of the magnetic field, *Radio Sci.*, Vol. 8, No. 11, pp. 1059-1076, DOI:10.1029/RS008i011p01059.
- McPherron, R.L., Chu, X. (2017). The midlatitude positive bay and the MPB index of substorm activity, *Space Sci. Rev.*, Vol. 206, pp. 91-122, DOI:10.1007/s11214-016-0316-6.
- Meng, C.-I., Akasofu, S.-I. (1969). A study of polar magnetic substorms. 2. 3-dimensional current system, *J. Geophys. Res.*, Vol. 74, pp. 4035-4053, DOI:10.1029/JA074i016p04035.
- Newell, P.T., Gjerloev, J.W. (2011). Substorm and magnetosphere characteristic scales inferred from the SuperMAG auroral electrojet indices, *J. Geophys. Res.*, Vol. 116, A12232, DOI:10.1029/2011JA016936.
- Ohtani, S., Gjerloev, J.W. (2020). Is the substorm current wedge an ensemble of wedgetlets?: Revisit to midlatitude positive bays, *J. Geophys. Res. Space Physics*, Vol. 125, No. 9, e2020JA027902, DOI:10.1029/2020JA027902.



DOI: 10.51981/2588-0039.2024.47.004

VERY INTENSE SUBSTORMS IN THE MAGNETIC STORMS OF FEBRUARY AND MARCH 2023

N.G. Kleimenova¹, L.I. Gromova², I.V. Despirak³, S.V. Gromov², L.M. Malysheva¹, A.A. Lubchich³

¹*Schmidt Institute Physics of the Earth RAS, Moscow, Russia; e-mail: ngk1935@yandex*

²*Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere, and Radio Wave Propagation, Moscow, Troitsk, Russia*

³*Polar Geophysical Institute, Apatity, Russia*

Abstract. Here we analyzed four very intense substorms with the *AL*-index reached ~ -1500 nT and recorded in the main phases of the strong magnetic storms on 27 February and on 23-24 March 2023. The global dynamics of the considered very intense substorms have been studied basing on the AMPERE satellite data provided the maps of the ionospheric and field aligned currents (*FAC*) distributions in the planetary scale. These maps are constructed by analyzing the magnetometer measurements from the Iridium constellation of 66 simultaneous low-altitude (780 km) communication satellites. The common features of the considered intense substorms have been established. It was found that in the substorm intensity maximum, there was the strong morning-side magnetic vortex with clockwise rotation, indicating an intensification of the downward *FAC*s, probably associated with the enhanced magnetosphere-ionosphere convection. The strongest westward electrojet was observed in the early morning sector and it was accompanied by the significant increasing of the post-noon eastward electrojet as it was found by [Despirak *et al.*, 2021, 2022] to be typical for the supersubstorms. The large-scale eastward electrojet with intensity comparable to the westward electrojet, occurred at lower latitudes in huge longitudinal area - from the afternoon to the late evening. The latitude area between westward and eastward electrojets can be referred to the conventional Harang region.

Introduction

The very strong substorms with intensity, estimated by *SML*-index (this index is described in [Newell and Gjerloev, 2011]), as *SML* values < -2500 nT, have been classified as supersubstorms (SSS) [Tsurutani *et al.*, 2015] basing on the analysis of the *SML*-index in the Solar Cycle 23 (1996 to 2009), that is in the era of increased solar activity. However, still now this selecting criterion does not have clear physical justifications. Later on in some papers, the *SML* values defining a SSS events were not so strong. For instance, Despirak *et al.* [2019] attributed the substorms to the SSS-type with *SML* < -2000 nT. In another paper, Zong *et al.* [2021] focusing on interplanetary shocks response, used the *AE*-index ($AE = AL + AU$) values as the criterion of the SSS definition and termed the intense substorms with $1000 < AE < 2000$ nT the “strong substorms”, and substorms with $AE > 2000$ nT called the “supersubstorms”. Thus, the quantitative criteria defining a SSS propose by Tsurutani and Zong are very different, and there were no clear morphological and physical definition of SSS.

According to statistical study by Zong *et al.* [2021], the “strong substorms” and supersubstorms could be triggered by sudden changes of solar wind dynamic pressure, most likely under the southward interplanetary magnetic field (IMF). They found that the most intense substorm didn’t occur during the main phase of a storm but during the initial phase of the strong magnetic storm, which corresponding to the sheath region just behind the interplanetary shock. SSSs are usually observed during interplanetary magnetic cloud or Sheath passage [Hajra *et al.*, 2016; Despirak *et al.*, 2019].

Probably, with coming the era of decreased solar activity, the intensity of magnetic storms and substorms as well as the number of SSS events significantly reduced. Really, in the Solar Cycle 24, only several SSS events have been recorded.

The aim of this paper was an analysis of spatio-temporal features of several storm-associated intense substorms with *AL* index values in order of 1500 nT, recorded during the main phases of the strong magnetic storms on 26-27 February 2023 and on 23-24 March 2023.

Observations and Discussion

Our analysis of the global dynamics of these very intense substorms has been studied basing on of the AMPERE project (<https://ampere.jhuapl.edu>) data provided the planetary maps of the ionospheric and field aligned currents (*FAC*) distributions, at 10 min averages with the 2 min cadence [e.g., Anderson *et al.*, 2014]. The maps are constructed by using magnetometer observations from the Iridium constellation of 66 low-altitude (780 km) globally distributed communication satellites.

Here we analyzed the intense substorms during the strong magnetic storms in February and March 2023. Figure 1 demonstrates the variations of AL -index values during these storms and shows the generation, at least, of four intense substorms with the AL -index ~ -1500 nT or little higher. These data are taken from World Data Center for Geomagnetism, Kyoto (<http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp>). Unfortunately, in the present time, the World Data Center has not yet provided users with digital index data, and the presented in Figure 1 graphics of row AL -index data can include impulsive noise and spikes.

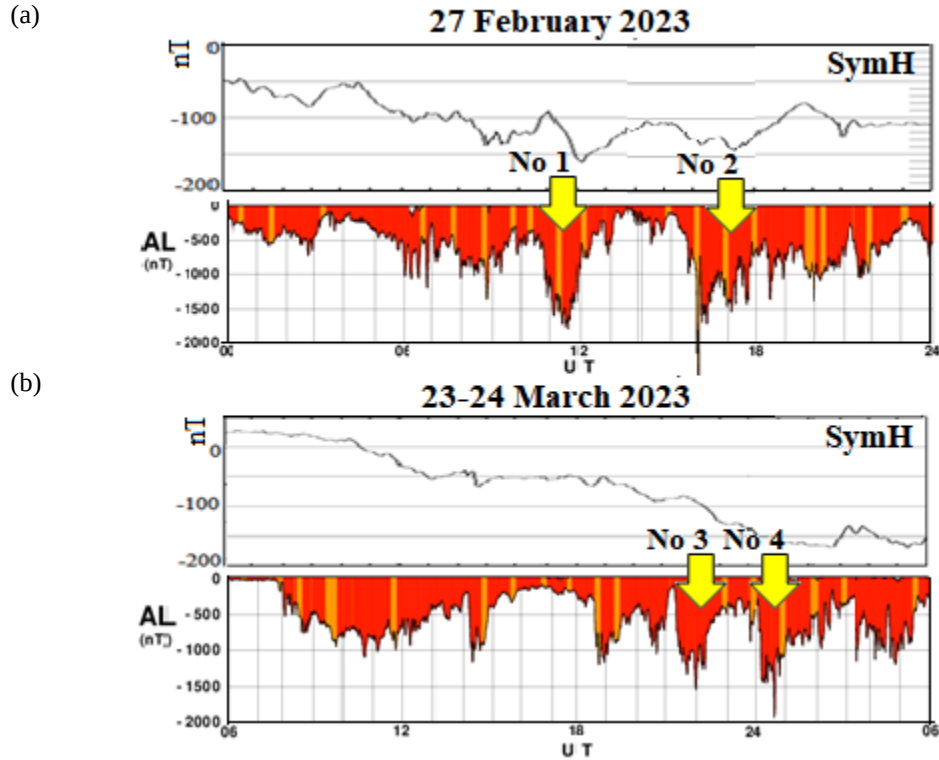


Figure 1. The variations of AL -index values during the main phases of the strong magnetic storms (a) - on 27 February 2023 ($SymH \sim -150$ nT), (b) – on 24 March 2023 ($SymH \sim -170$ nT). The very intense substorms are shown by yellow arrows.

The substorm intensity of the substorms No 1 and No 2 was higher than the intensity of the substorms No 3 and No 4 despite the ring current (Dst -values) was stronger in the second storm. The maximal values of AL -index during the substorms No 3 and No 4 (March magnetic storm) were almost similar, however, the substorm No 3 has been developed under $Dst \sim -70$ nT, and the substorm No 4 – under $Dst \sim -140$ nT. Thus, there was no linear relationship between the substorm intensity and the symmetric ring current intensification ($SymH/Dst$ values).

The global distributions of the ionospheric electrojets (green color) and FACs (blue and red color correspondently to the downward and upward FACs) are shown as the AMPERE maps in the time interval correspondent to the maxima of the expansion phases of the considered intense substorms No 1-4. The maps are presented in Figure 2 (27 February 2023 magnetic storm) and Figure 3 (23-24 March 2023 magnetic storm).

We compared the global distributions of the ionospheric electrojets and FACs in the maximum of the expansion phase of the studied intense substorms (Figure 2 and Figure 3) with the same feature of another intense storm-time substorm recorded on 17 March 2015 (see Figure 4). We found that all maps in Figures 2-4 are looking very similar. Each considered event demonstrates the presence of the large morning vortex with the clockwise rotation indicating an enhancement of the morning downward Field Aligned Currents (FACs) marked by blue on the AMPERE maps.

At the westward edge of the vortex, the westward electrojet shifts poleward to the evening side. Simultaneously the strong large-scale eastward electrojet with intensity comparable to the westward electrojet, occurs at lower latitudes in huge longitudinal area - from the afternoon to the late evening. The large latitude area between them can be referred to the conventional Harang discontinuity. The strongest eastward electrojet values are observed in dusk (~ 17 -20 MLT). It is interesting to note that the strong enhancement of the eastward electrojet was typical for supersubstorms [e.g., Fu et al., 2021; Zong et al., 2021; Despirak et al., 2021; 2022] and can be a result of the formation of an additional current wedge structure around dusk [Fu et al., 2021], suggesting a linkage between intense substorms and the ring current. The ionospheric eastward dusk current located at the inner magnetosphere is closed by the partial ring current.

The morning magnetic vortex can be explained by the model of the double current wedge formation [Gjerloev and Hoffman, 2014] presented in Figure 5, included a poleward shift of the westward electrojet connecting the post-midnight and pre-midnight components.

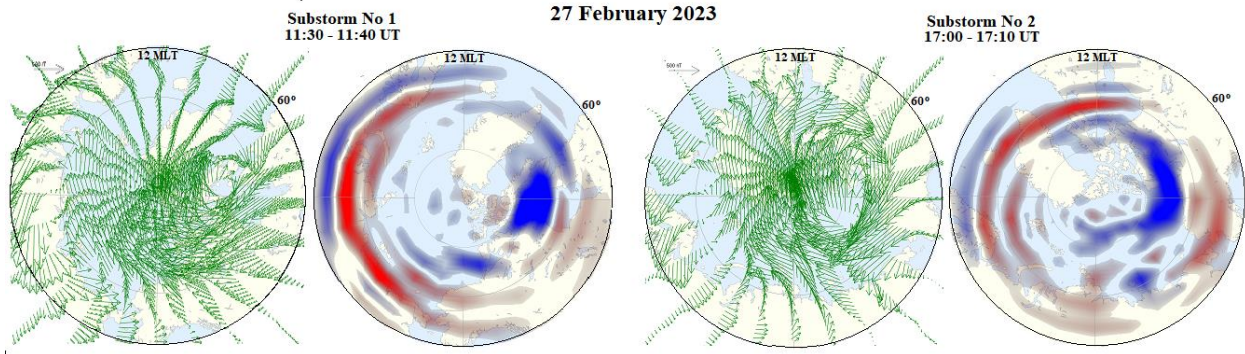


Figure 2. The ionospheric electrojets (shown by green) and the FAC distribution (the downward FACs are shown by blue, the upward FACs are shown by red) after the AMPERE data in maximum of the expansion phases of two intense substorms (No1 and No 2) on 27 February 2023.

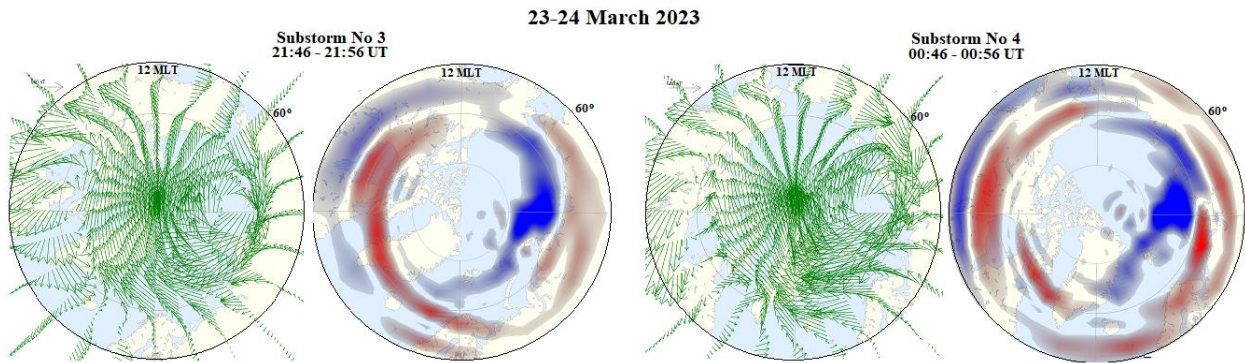


Figure 3. The ionospheric electrojets (green) and the FAC distribution after the AMPERE data in maximum of intensity substorms No 3 and No 4 on 24 March 2023.

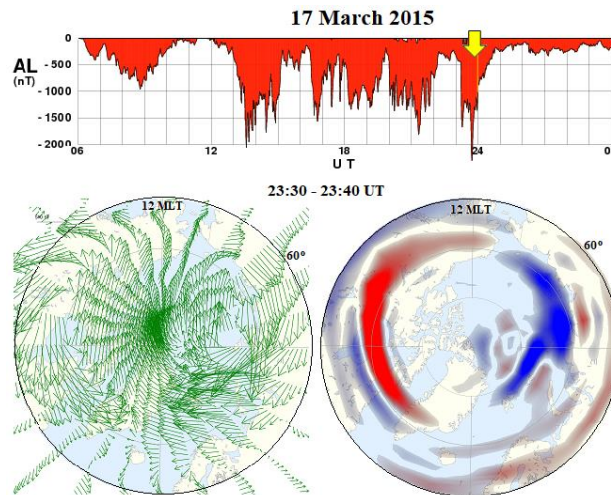


Figure 4. The ionospheric electrojets (green) and the FAC distribution after the AMPERE data in the maximum intensity of another strong storm-time substorm on 17 March 2015.

At ionospheric altitudes, the key difference between the two wedge configurations (see Fig. 5) lies in the midnight region. Gjerloev and Hoffman [2002] found a distinct region of very low fields in the pre-midnight region referred to the conventional Harang discontinuity, which separates poleward fields at lower latitudes and equatorward fields at higher latitudes. This Harang region effectively suppressed convection [Gjerloev and Hoffman, 2002] and pre-

midnight westward electrojet. The two-wedge current system [Gjerloev and Hoffman, 2014] for the westward electrojet links the ionosphere to the magnetosphere: a bulge current wedge located in the pre-midnight region just equatorward of the open-closed field line boundary and another three-dimensional current wedge system located in the post-midnight region well within the auroral oval.

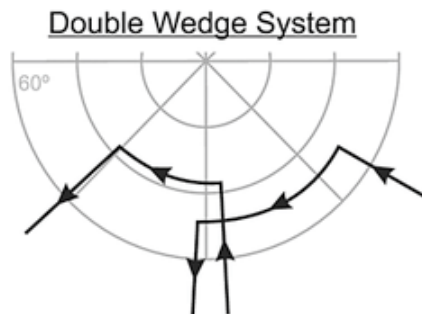


Figure 5. The schematic-configurations of two current wedge systems shifted in local time and latitude, only the net field-aligned currents and the ionospheric Hall currents are shown [after Gjerloev and Hoffman, 2014].

Summary

Here we analyzed four very intense substorms with the *AL*-index reached about -1500 nT and recorded in the main phases of the strong magnetic storms on 27 February and on 23-24 March 2023. The global dynamics of the considered intense substorms have been studied basing on the AMPERE satellite data provided the maps of the ionospheric and field aligned currents (FAC) distributions in the planetary scale. It was found that the common features of the considered intense substorms were very similar each other.

It has been established that in the substorm intensity maximum, there was developed the strong morning-side magnetic vortex with clockwise rotation, indicating an intensification of the downward FAC, probably associated with the enhanced magnetosphere-ionosphere convection.

The large-scale eastward electrojet with intensity comparable to the westward electrojet, occurs at lower latitudes in huge longitudinal area - from the afternoon to the late evening. The latitude area between westward and eastward electrojets can be referred to the conventional Harang region.

References

- Anderson B.J., Korth H., Waters C.L., Green D.L., et al. Development of large-scale Birkeland currents determined from the Active Magnetosphere and Planetary Electrodynamics Response Experiment. *Geophys. Res. Lett.* V. 41, No. 9, P. 3017–3015, 2014. <https://doi.org/10.1002/2014GL059941>
- Despirak I.V., Lyubchich A.A., Kleimenova N.G. Supersubstorms and conditions in the solar wind. *Geomagnetism and Aeronomy.* V. 59, P. 170–176, 2019. <https://doi.org/10.1134/S0016793219020075>
- Despirak I.V., Lyubchich A.A., Kleimenova N.G., Gromova L.I., Gromov S.V., Malysheva L.M. Longitude geomagnetic effects of the supersubstorms during the magnetic storm of March 9, 2012. *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics.* V.85, No. 3, P. 246–251, 2021. doi: 10.3103/S1062873821030096
- Despirak I.V., Kleimenova N.G., Lyubchich A.A., Setsko P.V., Gromova L.I., Werner R. Global development of the supersubstorm of May 28, 2011. *Geomagnetism and Aeronomy.* V. 62, No. 3, P. 199–208, 2022. <https://doi.org/10.1134/S0016793222030069>
- Fu H., Yue C., Zong Q.-G., Zhou X.-Z., Fu S. Statistical characteristics of substorms with different intensity. *J. Geophys. Res.: Space Physics.* V. 126, e2021JA029318, 2021. <https://doi.org/10.1029/2021JA029318>
- Gjerloev J.W., Hoffman R.A. Currents in auroral substorms. *J. Geophys. Res.* V. 107(A8), 2002. doi:10.1029/2001JA000194
- Gjerloev J.W., Hoffman R.A. The large-scale current system during auroral substorms. *J. Geophys. Res.: Space Physics.* V. 119, P. 4591–4606, 2014. <https://doi.org/10.1002/2013JA019176>
- Hajra R., Tsurutani B.T., Echer E., Gonzalez W.D., Gjerloev J.W. Supersubstorms (SML < -2500 nT): Magnetic storm and solar cycle dependences. *J. Geophys. Res.* V. 121, No. 8, P. 7805–7816, 2016. doi:10.1002/2015JA021835
- Newell P.T., Gjerloev J.W. Evaluation of SuperMAG auroral electrojet indices as indicators of substorms and auroral power. *J. Geophys. Res.* V. 116, A12211, 2011. doi: 10.1029/2011JA016779
- Tsurutani B.T., Hajra R., Echer E., Gjerloev J.W. Extremely intense (SML ≤ -2500 nT) substorms: isolated events that are externally triggered? *Ann. Geophys.* V. 33, P. 519–524, 2015. <https://doi.org/10.5194/angeocom-33-519-2015>
- Zong Q.-G., Yue C., Fu S.-Y. Shock induced strong substorms and super substorms: Preconditions and associated oxygen ion dynamics. *Space Science Review.* V. 217:33, 2021. <https://doi.org/10.1007/s11214-021-00806-x>



DOI: 10.51981/2588-0039.2024.47.005

REFERENCE RESPONSES OF REGIONAL ELECTRON CONTENT TO STRONG GEOMAGNETIC EVENTS

K.G. Ratovsky¹, M.V. Klimenko², A.M. Vesnin¹, K.V. Beluchenko¹

¹*Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS, Irkutsk, Russia*

²*West Department of Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation RAS, Kaliningrad, Russia*

Abstract. The paper presents an analysis of reference responses of regional electron content to strong geomagnetic events identified by the AE-index. As an ionospheric characteristic, we used the regional electron content (REC), which is the average total electron content (TEC) for five latitude zones in the corrected geomagnetic coordinate system: the mid-latitude zones in both hemispheres, the high-latitude zones in both hemispheres, and the equatorial zone. The relative (percentage) deviation of observed values from the 27-day running average REC was used to calculate disturbances of REC (Δ REC). The reference response was calculated by averaging Δ REC using the superimposed epoch method with key moments corresponding to the AE maximum for the winter, spring, summer and autumn storms. The paper discusses storm-time behavior, seasonal dependence and interhemispheric asymmetry of the REC responses to strong geomagnetic events.

Introduction

Solar, geomagnetic and meteorological activities contribute to the overall variability of the ionosphere. Statistical analysis of ionospheric responses to geomagnetic storms [Ratovsky *et al.*, 2018] showed that even in the case of isolated storms occurring in the same seasons and at approximately the same time of day, ionospheric responses can differ significantly from each other. Such differences can be caused by ionospheric disturbances of meteorological origin that have sources in the lower atmosphere, as well as the uniqueness of the scenario of each geomagnetic storm. Within the framework of the statistical approach to the study of ionospheric responses to geomagnetic events, we expect that the average ionospheric response will be mainly due to the effects of the geomagnetic event itself, while the influence of solar activity and processes in the lower atmosphere will be reduced due to averaging.

Data analysis method

In this paper, we used geomagnetic activity indices and global ionospheric total electron content (TEC) maps for 1999-2018. The year 1999 was chosen because this year is the first year of complete global TEC maps. The year 2018 was chosen because the AE-indices in open databases are available only for 2018. In the further analysis, the hourly average AE was used. The method for identifying geomagnetic events based on the AE index is described in detail in [Ratovsky *et al.*, 2024]. The criterion for a strong geomagnetic event identified by the AE-index was the fulfillment of two conditions: (1) AE(t_0) is the highest AE value over the time interval $t_0 \pm 12$ hours; and (2) AE(t_0) $\geq$ 1280 nT, where t_0 is the time corresponding to the AE maximum. Using the above criteria, 103 strong geomagnetic events were identified. These events are geomagnetic storms (usually strong or moderate) according to the Dst-criterion, with the exception of three winter, two summer and one autumn event. Hereinafter, the strong geomagnetic events identified by the AE-index are designated as the strong AE-storms. To study the seasonal dependence of ionospheric responses, the strong AE storms were divided into seasons centered relative to the solstices and equinoxes in the Northern hemisphere: winter (Nov 07 – Feb 05, 21 AE-storms); spring (Feb 06 – May 07, 21 AE-storms); summer (May 08 – Aug 07, 35 AE-storms) and autumn (Aug 08 – Nov 06, 26 AE-storms).

The regional electron contents (REC), which are weighted average TEC values for the selected latitude and longitude region, were used as ionospheric characteristics. The TEC values were obtained from the global ionospheric maps of the CODE laboratory [Schaer *et al.*, 1998]. Five latitudinal zones in the corrected geomagnetic coordinate system were selected for calculating REC: mid-latitude zones in both hemispheres (30-60°), high-latitude zones in both hemispheres (60-90°), and the equatorial zone ($\pm 30^\circ$). The relative (percentage) deviations of the observed values from the 27-day moving average of REC were used to calculate REC disturbances (Δ REC). Using the superimposed epoch method with key moments corresponding to the AE index maximum, the averaged Δ REC behavior as the function of storm-time relative to the AE maximum ($\langle \Delta$ REC $\rangle$, reference ionospheric response) was calculated for the strong winter, spring, summer and autumn AE storms.

Analysis and interpretation of reference ionospheric responses to strong AE-storms

Figure 1 shows the AE-index averaged behavior for 4 seasons and the reference ionospheric responses for 4 seasons and 5 latitude zones. In all cases, the season is understood as winter, spring, autumn, and summer in the Northern hemisphere.

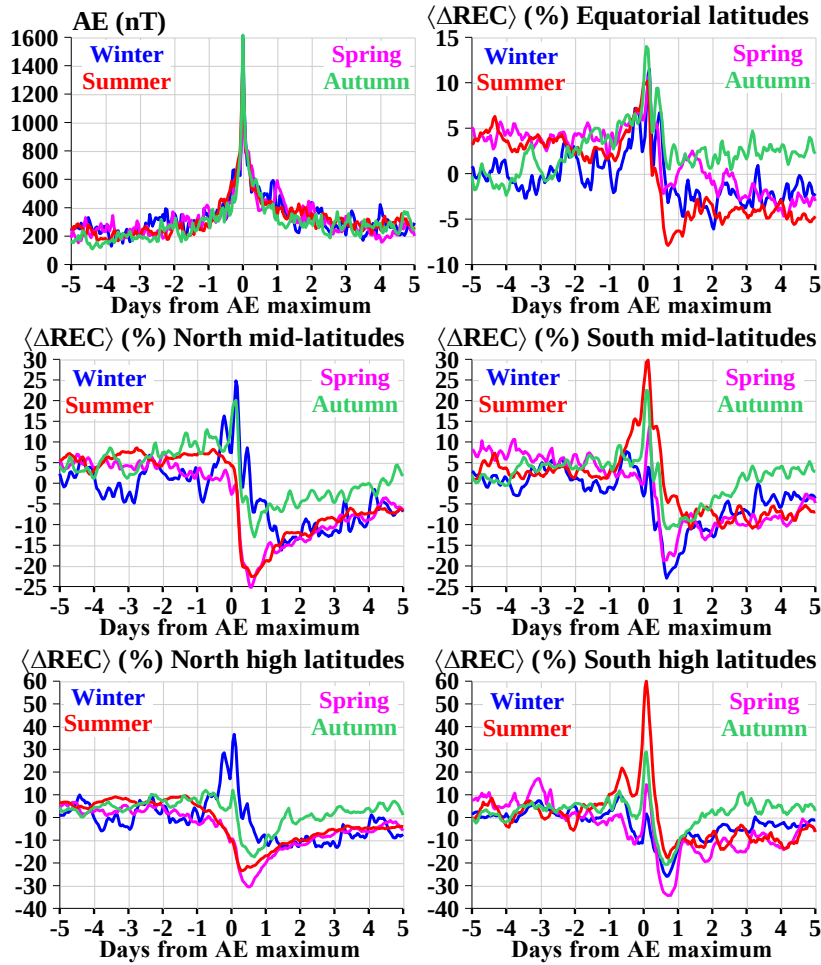


Figure 1. Averaged AE-index behaviors (top left) and reference ionospheric responses for equatorial zone (top right), mid-latitude zone (middle, Northern hemisphere on the left – Southern hemisphere on the right) and high-latitude zone (bottom, Northern hemisphere on the left – Southern hemisphere on the right). Winter is shown in blue, spring in magenta, summer in red and autumn in green.

As seen from Figure 1, the averaged AE-index behaviors for different seasons differ insignificantly, which allows us to ignore the seasonal differences in AE storms when interpreting ionospheric responses. The response behaviors and after the AE maximum shows that they can be divided into three types: A-type, N-type, and V-type. A-type responses have a well-defined maximum and a weakly-defined minimum. V-type responses have a well-defined minimum and a weakly-defined maximum. N-type response is characterized by both a well-defined maximum and a well-defined minimum. Table 1 presents the maximum and minimum values of the AE index and the $\langle \Delta \text{REC} \rangle$ reference responses, as well as the times of their maxima and minima relative to the AE maximum. As shows Table 1, A-type responses are seen in the Equatorial zone and only for local winters in the mid- and high-latitude zones, V-type responses are seen only for local summers and spring in the mid- and high-latitude zones, N-type responses are seen in all zones, the autumn responses are always of this type except for the equatorial zone. All well-defined maxima are in the narrow interval: 1-4 hours after the AE maximum. Mainly, the well-defined minima are in the narrow interval: 14-17 hours after the AE maximum, the exceptions are mid-latitude winter (35 hours) and high-latitude summer (7 hours) in the Northern hemisphere.

According to the thermospheric storm concept [Mayr et al., 1978; Field and Rishbeth, 1997; Ratovsky et al., 2018], the following seasonal dependence of electron density (N_e) disturbances is expected in the mid-latitude zone: the most negative disturbances in local summer and the most positive disturbances in local winter with intermediate disturbances at equinoxes. As seen from Figure 1 and Table 1, the seasonal structure of the mid-latitude response in the Southern hemisphere is fully consistent with the thermospheric storm concept, whereas in the Northern hemisphere

the spring response is as negative as the summer one. Note that in the Southern hemisphere, the spring response is much more negative than the autumn response. The reason for such negative ionospheric storms in the spring is currently unclear. According to the thermospheric storm concept [Mayr *et al.*, 1978; Field and Rishbeth, 1997; Ratovsky *et al.*, 2018], high-latitude ionospheric responses should be negative, but Figure 1 and Table 1 show huge positive responses in the high-latitude zone.

Table 1. Maximum (Max) and minimum (Min) values of AE-indices and $\langle \Delta \text{REC} \rangle$ reference responses. The sign after season indicates the response type, the Hours show the times of the maximum and maximum relative to AE-index maximum. Weakly-defined extremes are marked in italics.

AE-index (nT)					$\langle \Delta \text{REC} \rangle$ (%), Equatorial zone				
Season	Max	Hours	Min	Hours	Season	Max	Hours	Min	Hours
Winter(A)	1593	0	<i>129</i>	<i>-92</i>	Winter(A)	11.5	4	<i>-6.1</i>	<i>49</i>
Spring(A)	1483	0	<i>153</i>	<i>84</i>	Spring(A)	11	4	<i>-4.8</i>	<i>100</i>
Autumn(A)	1615	0	<i>109</i>	<i>-84</i>	Autumn(A)	14	2	<i>-2.4</i>	<i>-96</i>
Summer(A)	1462	0	<i>163</i>	<i>62</i>	Summer(N)	10.2	3	<i>-7.9</i>	<i>17</i>
$\langle \Delta \text{REC} \rangle$ (%), Mid-latitude zone of Northern hemisphere					$\langle \Delta \text{REC} \rangle$ (%), Mid-latitude zone of Southern hemisphere				
Season	Max	Hours	Min	Hours	Season	Max	Hours	Min	Hours
Winter(N)	24.8	3	<i>-16.2</i>	<i>35</i>	Winter(V)	7.7	<i>-12</i>	<i>-23</i>	<i>16</i>
Spring(V)	7.4	<i>-47</i>	<i>-25.2</i>	<i>14</i>	Spring(N)	13.7	4	<i>-18.8</i>	<i>14</i>
Autumn(N)	20.1	3	<i>-13</i>	<i>16</i>	Autumn(N)	22.5	2	<i>-11</i>	<i>16</i>
Summer(V)	8.6	<i>-66</i>	<i>-22.6</i>	<i>14</i>	Summer(A)	29.8	3	<i>-11</i>	<i>33</i>
$\langle \Delta \text{REC} \rangle$ (%), High-latitude zone of Northern hemisphere					$\langle \Delta \text{REC} \rangle$ (%), High-latitude of Southern hemisphere				
Season	Max	Hours	Min	Hours	Season	Max	Hours	Min	Hours
Winter(A)	36.6	2	<i>-13.2</i>	<i>74</i>	Winter(V)	9.8	<i>-16</i>	<i>-25.9</i>	<i>16</i>
Spring(V)	6.7	<i>-109</i>	<i>-30.6</i>	<i>12</i>	Spring(V)	17.1	<i>-73</i>	<i>-34.4</i>	<i>17</i>
Autumn(N)	12	1	<i>-23.5</i>	<i>16</i>	Autumn(N)	28.9	2	<i>-20.6</i>	<i>15</i>
Summer(V)	9.6	<i>-32</i>	<i>-17.4</i>	<i>7</i>	Summer(N)	60	2	<i>-17.9</i>	<i>17</i>

The high-latitude responses show the need to take into account the mechanisms for the formation of positive disturbances, which are absent in the thermospheric storm concept. Changes in Ne within the thermospheric storm concept primarily relate to heights near the ionospheric F2 layer maximum. As the height increases, the influence of changes in the neutral thermospheric composition weakens, and the influence of the electron temperature increases. An increase in the electron temperature leads to an increase in the scale height of the topside ionosphere, which can lead to a positive disturbance of TEC (which is proportional to the scale height of the topside ionosphere) under a negative disturbance of Ne near the F2 layer maximum. This version is confirmed by the results of [Astafyeva *et al.*, 2015; Klimenko *et al.*, 2017; 2018], where they demonstrated that the responses of the bottomside and topside ionosphere to a geomagnetic storm can have opposite signs. The seasonal structure of responses in the high-latitude zones of the Southern and Northern hemisphere can be explained as follows. In winter conditions, the background scale height of the topside ionosphere is minimal relative to other seasons, and, accordingly, the effect of increasing scale height s leads to the largest positive TEC. In summer conditions, the background scale height of the topside ionosphere is maximal, and, accordingly, the effect of increasing scale height is minimal.

The differences between the Northern and Southern hemispheres are manifested primarily in the much larger positive response in the high-latitude zone of the Southern hemisphere. The differences in the peak of the positive response are 60 and 37% for local winter and 29 and 12% for autumn. In the mid-latitude zone, the differences are somewhat smaller: 30 and 25% for local winter and 23 and 20% for autumn. Comparing the most negative responses, we note that the mid-latitude response is more negative in the Northern hemisphere (due to the strong negative spring response), while the high-latitude response is more negative in the Southern hemisphere (due to the strong negative spring response again). A similar (but not completely coinciding) interhemispheric asymmetry was reported by

Titheridge and Buonsanto [1988]. *Titheridge and Buonsanto* [1988] attributed the interhemispheric asymmetry in the ionospheric response to interhemispheric difference in the background neutral composition of the thermosphere. This explanation does not explain why the interhemispheric asymmetry is more pronounced at high latitudes. An alternative explanation is that the electron and thermospheric density responses are more sensitive to geomagnetic storms in the Southern hemisphere than in the Northern hemisphere [*Ercha et al.*, 2012].

Conclusion

A statistical study of regional electron content responses to strong AE storms at high, mid, and equatorial latitudes, obtained by the epoch superposition method using the AE index, yielded the following main results.

The regional electron content responses can be divided into three types. A-type responses have a well-defined maximum and a weakly-defined minimum. V-type responses have a well-defined minimum and a weakly-defined maximum. N-type response is characterized by both a well-defined maximum and a well-defined minimum. All well-defined maxima are in the narrow interval: 1-4 hours after the AE maximum. Mainly, the well-defined minima are in the narrow interval: 14-17 hours after the AE maximum, the exceptions are mid-latitude winter (35 hours) and high-latitude summer (7 hours) in the Northern hemisphere.

The seasonal structure of the responses fully corresponds to the concept of a thermospheric storm only in the mid-latitude zone of the Southern hemisphere.

An increase in electron temperature, leading to an increase in the scale height of the topside ionosphere and in corresponding increase in the total electron content, is proposed as the cause of positive responses in the high-latitude zone. The greatest effect is achieved in winter conditions, when the background scale height of the topside ionosphere is minimal relative to other seasons.

The differences between the Northern and Southern hemispheres are manifested primarily in the much larger positive response in the high-latitude zone of the Southern hemisphere. In the mid-latitude zone, the differences are somewhat smaller. The peak negative mid-latitude response is more negative in the Northern hemisphere (due to the strong negative spring response), while the peak negative high-latitude response is more negative in the Southern hemisphere (due to the strong negative spring response again).

Acknowledgments

The study was supported by the Russian Science Foundation grant No. 23-27-00213. OMNI data were obtained via the GSFC/SPDFOMNI-Web interface at <https://omniweb.gsfc.nasa.gov>. The authors are grateful to the CODE laboratory for global ionospheric maps available at <ftp://ftp.unibe.ch/aiub/CODE/>. Primary series of regional electron content were obtained using the SIMuRG system, website <https://simurg.iszf.irk.ru/>.

References

- Astafyeva, E., Zakharenkova, I., Förster, M.: Ionospheric response to the 2015 St. Patrick's Day storm: A global multi-instrument overview, *J. Geophys. Res. Space Phys.*, 120, 9023–9037, <https://doi.org/10.1002/2015JA021629>, 2015.
- Ercha, A., Ridley, A.J., Zhang, D., Xiao, Z.: Analyzing the hemispheric asymmetry in the thermospheric density response to geomagnetic storms, *J. Geophys. Res.*, 117, A08317, <https://doi.org/10.1029/2011JA017259>, 2012.
- Field, P.R., Rishbeth, H.: The response of the ionospheric F2-layer to geomagnetic activity: an analysis of worldwide data. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.*, 59, 163–180, [https://doi.org/10.1016/S1364-6826\(96\)00085-5](https://doi.org/10.1016/S1364-6826(96)00085-5), 1997.
- Klimenko, M.V., Klimenko, V.V., Zakharenkova, I.E., Ratovsky, K.G., Korenkova, N.A., Yasyukevich, Y.V., Mylnikova, A.A., Cherniak, I.V.: Similarity and differences in morphology and mechanisms of the foF2 and TEC disturbances during the geomagnetic storms on 26–30 September 2011, *Ann. Geophys.*, 35, 923–938, <https://doi.org/10.5194/angeo-35-923-2017>, 2017.
- Klimenko, M.V., Klimenko, V.V., Despirak, I.V., Zakharenkova, I.E., Kozelov, B.V., Cherniakov, S.M., Andreeva, E.S., Tereshchenko, E.D., Vesnin, A.M., Korenkova, N.A., Gomono, A.D., Vasiliev, E.B., Ratovsky K.G.: Disturbances of the thermosphere-ionosphere-plasmasphere system and auroral electrojet at 30°E longitude during the St. Patrick's Day geomagnetic storm on 17–23 March 2015, *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.*, 180, 78–92, <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2017.12.017>, 2018.
- Mayr, H.G., Harris, I., Spencer, N.W.: Some properties of upper atmosphere dynamics, *Rev. Geophys.*, 16, 539–565, <https://doi.org/10.1029/RG016i004p00539>, 1978.
- Ratovsky, K.G., Klimenko, M.V., Klimenko, V.V., Chirik, N.V., Korenkova, N.A., Kotova, D.S.: After-effects of geomagnetic storms: statistical analysis and theoretical explanation, *Solar Terrestrial Physics*, 4, 26–32, <https://doi.org/10.12737/stp-44201804>, 2018.
- Ratovsky, K.G., Klimenko, M.V., Vesnin, A.M., Belyuchenko, K.V., Yasyukevich, Y.V.: Comparative analysis of geomagnetic events identified according to different indices, *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.*, 88, 296–302, <https://doi.org/10.1134/S1062873823705433>, 2024.
- Titheridge, J.E., Buonsanto, M.J.: A Comparison of Northern and Southern Hemisphere TEC storm behaviour, *J. Atmospheric Terrest. Phys.*, 50, 763–780, [https://doi.org/10.1016/0021-9169\(88\)90100-6](https://doi.org/10.1016/0021-9169(88)90100-6), 1988.

DOI: 10.51981/2588-0039.2024.47.006

SPATIOTEMPORAL CHARACTERISTICS OF THE DECEMBER 1, 2023 GEOMAGNETIC STORM ON DATA FROM THE NHC OPTICAL COMPLEX AND THE IRKUTSK REGIONAL ASTRONOMICAL SOCIETY

T.E. Syrenova, A.B. Beletsky, R.V. Vasiliev, S.V. Podlesnyi

Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS, Irkutsk, Russia

Abstract

The results of the December 1, 2023 strong geomagnetic storm studies are presented using images from citizen scientists in the Irkutsk region. Based on the method of frames georeferencing and stereometry, the spatial parameters of mid-latitude auroras were determined. The prospect of joint use of citizen scientists photographs and specialized optical instruments data for studying geomagnetic storms is discussed.

Keywords: auroras, geomagnetic storms, atmospheric glow, georeferencing, citizen scientists.

Introduction

Today there are many amateur photographers with a passion for astronomy who observe stars, planets, auroras and other events. One of the world's first known "citizen scientists" was farmer Bentley of the United States, who observed and cataloged over 700 auroras over a hundred years ago [Silverman *et al.*, 1983]. Relatively new optical phenomena in the upper atmosphere, such as STEVE [Macdonald *et al.*, 2018; Gallardo-Lacourt *et al.*, 2018] or "dunes" [Palmroth *et al.*, 2020], were originally discovered by citizen scientists. It is also worth mentioning Russian amateur scientists who have made significant contributions to the history of discoveries and observations in astronomy. For example, Engelhardt V.P., who built his own observatory with the largest telescope in the XIX century and described more than a dozen comets, asteroids and hundreds of nebulae [Trifonov and Trifonova, 2022].

Due to the solar activity approaching the maximum of the 11-year cycle, a sufficiently large number of geomagnetic storms accompanied by both polar and mid-latitude auroras (MAs) are observed on the Earth. The latter phenomenon was considered to be quite rare [Mikhalev, 2019], but since more sensitive instrumentation has appeared, it can be assumed that subvisual MA is a frequent geophysical phenomenon. And, most likely, it does not belong to the extremely rare observable ones, as it was supposed earlier [Mikhalev, 2019]. This is evidenced by the statistics of MA registration in the south of Eastern Siberia, in the Geophysical Observatory (GPO) of ISTP SB RAS (103°04'E, 51°48'N) from 2021 to the present. In 2021, the Optical Instruments of the National Heliogeophysical Complex (NHC), which includes Fabry-Perot interferometers, spectrometers, photometers, and all-sky cameras, were commissioned. From the moment of putting into operation to March, 2024, 38 MAs have been registered using the all-sky cameras of the GPO ISTP SB RAS. This amounts to an average of about 12 cases per year.

The paper considers the geomagnetic storm December 1, 2023, caused by the solar flare of M9.82 class, occurred on November 28, 2023. The averaged planetary index was $K_p=7$, which relates to the G3 level - a strong geomagnetic storm. The minimum Dst-index value was equal to -107 nTL (Fig.1). Meteorological conditions for optical observations were quite favorable on the night of 01.12.2023: mostly clear, with slight variable cloudiness, the Moon was waning. The authors in [Mikhalev, 2019] showed that there is dependence of the MA registration in the 630 nm auroral emission on the Dst-index. Figure 1 shows that the minimum value of Dst-index value was observed at 12.00-13.00 UT and the brightest red airglow at mid-latitudes was observed during the same time. In conformity with the classification adopted in [Rassoul *et al.*, 1993], MAs of this type can be attributed to type "d". Heavy particles with energies of 1-100 keV precipitating from the ring current during recharging cause at geomagnetic latitudes $\leq 40^\circ$ low-latitude and at geomagnetic latitudes $\geq 40^\circ$ mid-latitude auroras. Electron fluxes with energies ≤ 10 eV cause a phenomenon such as SAR arcs, and electron precipitations with energies ~ 10 -1000 eV lead to MA of type "d" [Rassoul *et al.*, 1993].

The midlatitude aurora on December 01, 2023 was observed with all-sky cameras of the OI NHC. All-sky cameras are designed to record the spatial pattern of various emissions airglow intensity of the upper atmosphere. Brief technical characteristics: the FOV is 180 degrees, the direction is zenith. The cameras use interchangeable filters to register main emissions - OH, atomic oxygen with lines 557.7 nm, 630 nm, 427 nm, 865 nm, 589.3 nm. The transmission half-width of each interference filter is ~ 2 nm (except for the OH band), the exposure time is 55 s, for OH - 8 s.

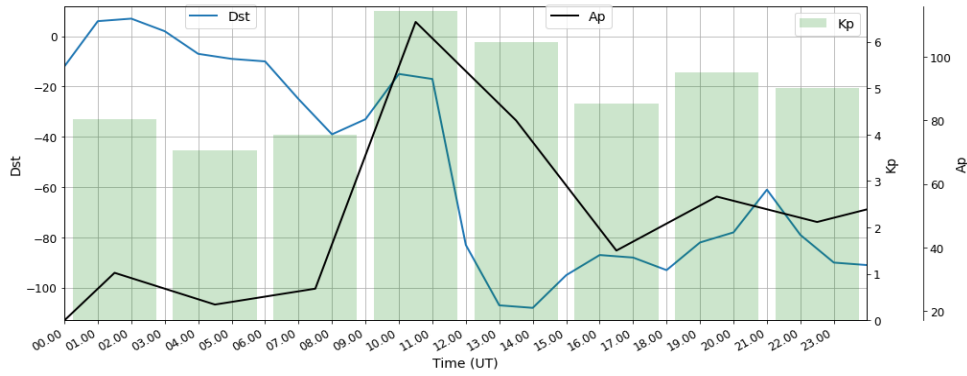


Figure 1. Dst, Ap, Kp indices behavior during geomagnetic storm December 1, 2023.

Representatives of the Irkutsk Regional Astronomical Society (IRAS) and citizen scientists performed observations with digital cameras and smartphones at several locations within the Irkutsk region and Primorsky Krai. Figure 2a shows the locations of the amateur and GPO ISTEP SB RAS (Tory) observations. For the following analysis images with precise location information taken in one time interval were selected. Figure 2b demonstrates these observation points - Nikolskoye and Goryachiy Klyuch. The distance between them is about 72 km.

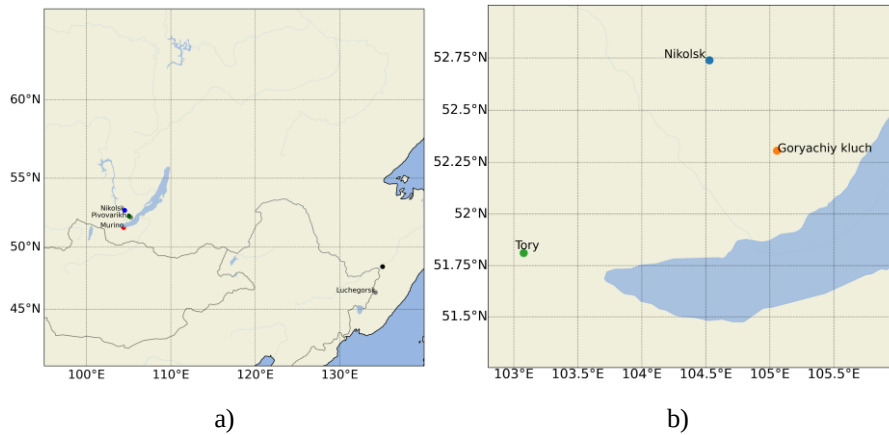


Figure 2. a) all observation points of the geomagnetic storm December 1, 2023; b) points for further analysis.

Some instructions for aurora imaging were developed by representatives of IRAS and ISTEP SB RAS. The place of observation should be chosen far away from settlements and any illumination. It is also necessary to record the exact location and shooting time. The direction of sight should be chosen to the North. Among the important recommendations is the correct choice of sensitivity and exposure time. Fig. 3 shows examples of frames obtained during the geomagnetic storm December 1, 2023 at different observation points.

Discussion

The use of two or more spatially separated optical instruments makes it possible to obtain spatial parameters of the phenomena registered in the atmosphere. Since the geographical coordinates and exact time of the images are known, this made it possible to carry out a joint analysis of the images coinciding in time using stereometry. Additionally, the geographic image georeferencing technique [Syrenova et al., 2021] was applied in the analysis to display the matched images and estimate the height of the aurora. Projections on the Earth's surface for the frames from Nikolsk and Goryachiy Klyuch were made for some set of heights. Then, the comparison was made by the stereovision method, when for some region of auroras there is a complete match at a certain altitude. Thus, it was determined the height of about 500 km, on that for the different images, the coincidence of the same “pillars” of airglow is observed. This is consistent with the altitude range of “a” or “d” type red auroras, which tend to be highlighted at much higher altitudes than the usual forms of polar lights [Mikhalev et al., 2019]. The upper boundary of these MAs can reach a height of ~550 km [Mikhalev et al., 2019].

For further analysis, all-sky camera images of the NHC were selected. Fig. 4a shows the projection of the NHC all-sky camera frame onto the Earth's surface. The aurora occupies about half of the frame with the southern boundary reaching about 54 degrees N. Fig. 4b shows the image of the camera with which observations were made in Nikolsk (Fig. 3h). It can be seen that the radiant structure of the aurora is clearly visible. In the meantime in Fig. 4a, the aurora

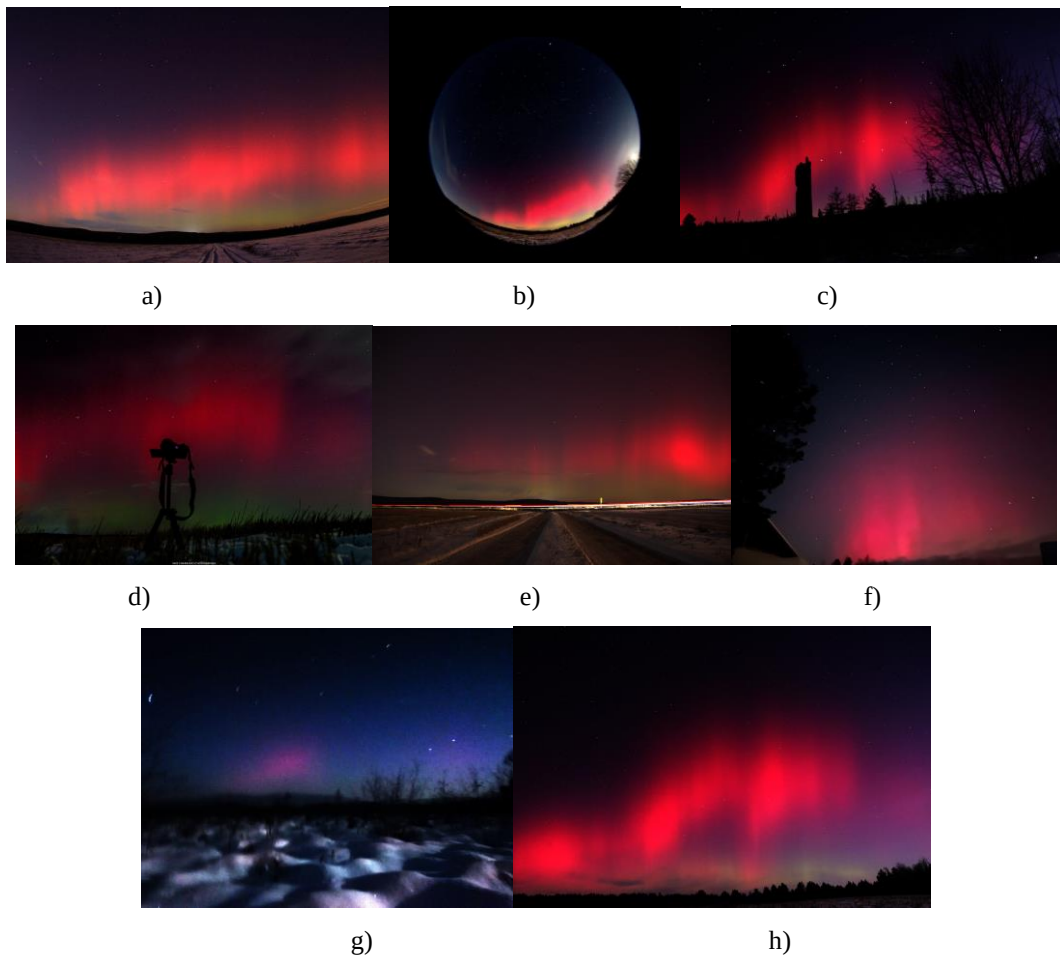


Figure 3. Images of the northern horizon December 1, 2023 by citizen scientists at different observation points: a) - Maloe Goloustnoye - Y. Shevtsova, b) - Nikolsk - P. Nikiforov, E. Skaredneva, c) - Goryachiy Klyuch - Turkov, d) - Pivovarikha - M. Yakhnenko, e) - Pervomaysky - P. Kosarev, f) - Murino - E. Provilkov, g) - Luchegorsk - S. Yashnova, h) - Nikolsk - P. Nikiforov, E. Skaredneva.

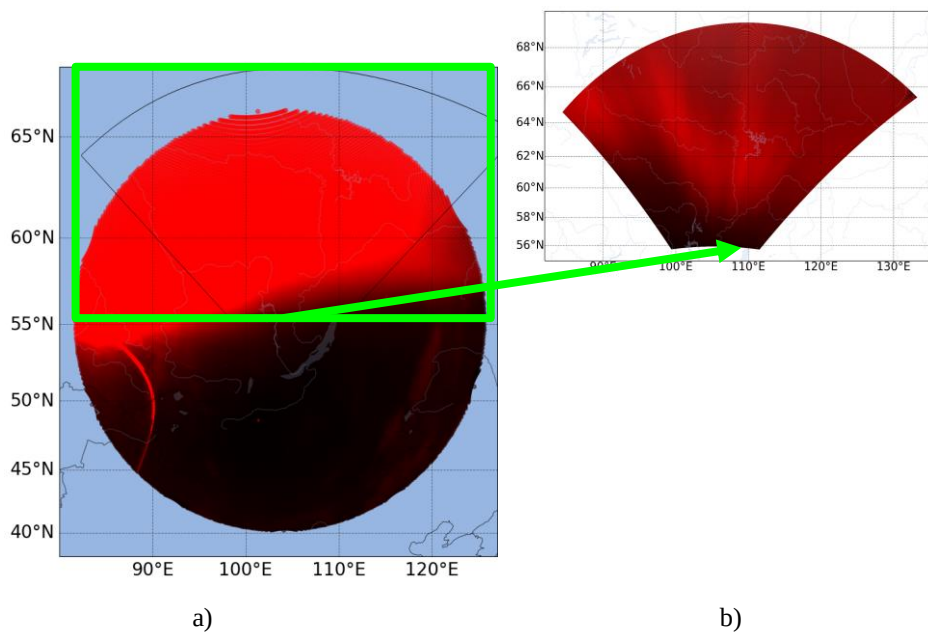


Figure 4. a) projection of the NHC all-sky camera frame on the Earth's surface for a height of 500 km. December 1, 2023, 13:41:00 UT, b) frame of the Nikolsk survey (by P. Nikiforov) at the same moment of time.

has the appearance of a broad diffuse band (homogeneous luminescence of the “veil” type). This difference between images in fig.4a and 4b in the aurora structure can be explained by the difference in the exposure time of the frames. At long exposure time, as on the all-sky camera - 55 seconds, such structures, changing in time, overlap each other and finally present a homogeneous glow. It should be noted that the southern boundary of the aurora coincides quite well in both images. It is clearly visible at the segment of 100-110 degrees East longitude.

The joint analysis of the obtained images showed that the digital camera data from citizen scientists are sufficiently informative for studying the events occurring in the atmosphere at different altitudes. Further involvement of more amateur photographers will make it possible to use more spatially separated observation points and, consequently, to improve the accuracy of the resulting MA characteristics and to get the latitudinal dependence of the aurora oval distribution.

Conclusion

With the growing interest in polar and mid-latitude auroras, citizen science observations can undoubtedly make a significant contribution to the study of space weather events. With real-time advance notification of upcoming MAs from space weather forecast sites (for example, https://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/dst_realtime/index.html, https://xras.ru/magnetic_storms.html, <https://www.swpc.noaa.gov/products/wsa-enlil-solar-wind-prediction>) and from academic institutions such as ISTP SB RAS, it is possible to cover a larger observing space. The joint analysis of events with the data of observatories conducting monitoring observations seems to be relevant for improving the accuracy of determining the accuracy of characterizing the manifestations of geomagnetic storms.

Images of midlatitude auroras were obtained with the help of representatives of the Irkutsk Regional Astronomical Society and citizen scientists.

The work was financially supported by the Ministry of Science and Higher education of the Russian Federation (Subsidy No. 075-GZ/C3569/278). Experimental data were obtained using the equipment of the Angara Shared Use Center (ISTP SB RAS) <http://ckp-angara.iszf.irk.ru/>.

References

- Gallardo-Lacourt, B., Nishimura, Y., Donovan, E., Gillies, D.M., Perry, G.W., Archer, W.E., et al. (2018). A statistical analysis of STEVE. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, V. 123, P. 9893–9905. <https://doi.org/10.1029/2018JA025368>
- MacDonald, E.A., Donovan, E., Nishimura, Y., Case, N. A., Gillies, D. M., Gallardo-Lacourt, B., Archer, W. E., Spanswick, E. L., Bourassa, N., Connors, M., Heavner, M., Jackel, B., Kosar, B., Knudsen, D.J., Ratzlaff, C., & Schofield, I. (2018). New science in plain sight: Citizen scientists lead to the discovery of optical structure in the upper atmosphere. *Science Advances*, V. 4, eaaq0030. <https://doi.org/10.1126/sciadv.aaq0030>
- Mikhalev, A.V., Beletsky, A.B., Vasilyev, R.V., Zhrebtsov, G.A., Podlesny, S.V., Tashchilin, M.A., Artamonov, M.F. (2018). Spectral and photometric characteristics of mid-latitude auroras during the magnetic storm of March 17, 2015. *Solar-Terrestrial Physics*, V. 4, Iss. 4, P. 42–47. DOI: 10.12737/stp-44201806
- Mikhalev, A.V. (2019). Mid-latitude aurora in solar cycles 23–24 from observations in the south of Eastern Siberia. *Solar-Terrestrial Physics*, V. 5, Iss. 4, P. 66–73. DOI: 10.12737/stp-54201909
- Palmroth, M., Grandin, M., Helin, M., Koski, P., Oksanen, A., Glad, M.A., et al. (2020). Citizen scientists discover a new auroral form: Dunes provide in sight into the upper atmosphere. *AGU Advances*, V. 1, e2019AV000133. <https://doi.org/10.1029/2019AV000133>
- Rassoul, H.K., Rohrbaugh, R.P., Tinsley, B.A., Slater, D.W. (1993). Spectrometric and photometric observations of low-latitude aurorae. *J. Geophys. Res.*, V. 98, Iss. A5, P. 7695–7709. DOI: 10.1029/92JA02269
- Silverman, S.M., Blanchard, D.C. (1983). Wilson Bentley's auroral observations. *Planetary and Space Science*, V. 31, Iss. 10, P. 1131–1135.
- Syrenova, T.E., Beletsky, A.B., Vasilyev, R.V. (2021). Geograficheskaya privyazka kadrov shirokougolnykh system. *J. Teh. Fiz.*, V. 91, P. 1990–1996. (In Russian).
- Trifonov, V.A., Trifonova, M.A. (2022). Lyubiteli astronomii i ikh vklad v nauku. *Aktualnye problemy fiziki i tekhnologii v obrazovanii, nauke i proizvodstve*, P. 99–102. (In Russian).

DOI: 10.51981/2588-0039.2024.47.007

УЧЕТ ПРОЦЕССА ЗАГРУЗКИ КИНЕТИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА ПОЛЯРНОЙ МАГНИТОСФЕРЫ В ЗАДАЧЕ КЛАССИФИКАЦИИ ИЗОЛИРОВАННЫХ СУББУРЬ

Н.А. Бархатов¹, С.Е. Ревунов¹, О.М. Бархатова², В.Г. Воробьев³, Е.А. Ревунова², О.И. Ягодкина³

¹Нижегородский государственный педагогический университет им. К. Минина

²Нижегородский государственный архитектурно-строительный университет

³Полярный геофизический институт, Апатиты, Россия

Аннотация

Выполнена классификация 106 событий изолированных магнитосферных суббурь по временным характеристикам фаз суббури совместно с данными о параметрах солнечного ветра и межпланетного магнитного поля. Результаты классификации демонстрируют причинно-следственные связи суббуревой активности с характеристиками потока солнечного ветра, натекающего на земную магнитосферу. При этом используются комбинации параметров солнечного ветра, учитывающие процесс загрузки кинетической энергии солнечного ветра в полярную магнитосферу. Нейросетевые эксперименты показали, что динамические параметры суббуревой активности содержат в себе информацию о характеристиках плазменных потоков. Это выразилось в обнаружении классов изучаемых образов, отвечающих физическим представлениям о генерации высокоширотной геомагнитной активности.

Введение

Классификация геомагнитных суббурь, а также развитие фундаментальных теорий их возникновения, представляет научный интерес, так как это способствует лучшему пониманию взаимодействия солнечного ветра с магнитосферой Земли. В работе [1] по результатам визуального анализа вариаций геомагнитного поля в высоких широтах предложено разделение суббурь на 5 типов в зависимости от значений B_z -компоненты ММП до и в период начала фазы развития суббури. Авторы уделяют основное внимание суббурям, фаза развития которых проходила при южной ориентации ММП (тип 1) и суббурям, начало которых ассоциировалось с поворотом на север B_z -компоненты ММП (тип 3). В исследовании [2] выполнена автоматическая нейросетевая классификация аналогичного набора изолированных суббурь также на 5 классов, с учетом признаков, характеризующих особенности генерации различных суббуревых фаз. Анализ полученных классов позволил сформулировать их особенности и сделать физические выводы. Однако, при использовании в качестве классификационных признаков только продолжительностей фаз, их причинно-следственные связи с параметрами солнечного ветра и ММП, учитывались косвенно.

В настоящем исследовании нейросетевая классификация выполнена с прямым учетом параметров солнечного ветра и поэтому такой подход должен отражать существующую в суббуревом процессе их причинно-следственную физическую связь. При этом рассмотрение динамики суббури и всех её фаз крайне затруднительно, если учитывать только мгновенные значения основных параметров межпланетного магнитного поля и плазмы солнечного ветра (B_z , N , V), так как процесс постепенного накопления в магнитосфере магнитной энергии солнечного ветра протекает в условиях непрерывного поступления в магнитосферу кинетической энергии частиц (NV^2) солнечного ветра (N – плотность, а V – скорость солнечного ветра). Ранее в работе [3] для описания процесса формирования суббури и прогнозирования ее динамики было предложено использование интегрального параметра в виде кумулятивной суммы $\sum NV^2$ наравне с другими геоэффективными параметрами солнечного ветра. Однако, данный параметр может быть использован не только для прогнозирования, но и для классификации магнитосферных суббурь. Таким образом в данной работе классификация изолированных суббурь выполняется при учете продолжительности фазы зарождения, фазы развития и фазы восстановления суббури, длительности всей суббури, а также значений B_z -компоненты межпланетного магнитного поля, кумулятивного параметра $\sum NV^2$, амплитудных значений индекса AL и электрического поля E в потоке солнечного ветра. Цель исследования заключается в демонстрации того, что суббуревая динамика по AL -индексу содержит в себе информацию о характеристиках натекающего

плазменного потока. Выполненное классификационное нейросетевое исследование образов, представляющих собой временные характеристики суббуревых фаз и параметров солнечного ветра и ММП, демонстрирует это.

Используемые данные и технология классификации

В исследовании рассмотрено 106 изолированных суббуревых событий различной интенсивности в период с 1995 по 2012 гг. по данным каталога NASA (<http://cdaw.gsfc.nasa.gov>). Отбор суббурь по вариациям 1-мин значений AL индекса выполнен в работе [1]. Классификационные нейросетевые эксперименты проводились с использованием нейросети ранее уже обученной на четырех классификационных признаках суббури [2]: продолжительность фазы зарождения (P1), фазы развития (P2), фазы восстановления (P3) суббури и длительность всей суббури в целом (P4). При сохранении числа учитываемых признаков мы теперь привлекаем и ряд других параметров, а именно, Vz-компоненту ММП, кумулятивный параметр $\sum NV^2$ (вычислен за 2 часа до начала развития суббури), амплитуду индекса AL_{max} и электрического поля E_{max} солнечного ветра. Применяемая нейросеть содержит зафиксированные для нее ранее оптимальные весовые коэффициенты на входах и в её слоях. Задача по обнаружению классов суббурь в случае применения других признаков должна, как и ранее отвечать следующим критериям/ограничениям:

1. Количество входов нейросети (классификационных параметров) должно быть всегда равно 4;
2. Количество классов, на которые нейросеть пытается разделить выборку из имеющихся событий всегда равно 5;
3. Применение исходных классификационных параметров (P1, P2, P3, P4) позволяет получить эталонную/референсную картину классификации, с которой следует сравнивать классификационные исходы при других наборах параметров;
4. Замену исходных классификационных параметров (P1, P2, P3, P4) классификационными признаками (Vz, $\sum NV^2$, AL, E) организуем последовательно, с целью выяснения вклада каждого нового параметра;
5. Результаты каждого классификационного эксперимента с определенным набором параметров сравниваем с референсной картиной классификации и делаем соответствующие выводы.

Нейросетевые результаты численных классификационных экспериментов

Демонстрация полученных результатов выполнена с помощью разработанного в [4] алгоритма визуализации данных. Он позволяет представлять графическими образами существующие причинно-следственные связи. На рисунках 1–5 демонстрируется данные лучшего эксперимента, для которого наблюдается максимальное совпадение результатов классификации при использовании набора параметров (P1, P2, P3, Vzmax) с референсной картиной классификации (84 из 106 событий или 79%). Визуальную оценку можно выполнить по цветовой кодировке классов: класс 1 – белый в черной рамке (суббури с продолжительным развитием и восстановлением и с укороченной фазой зарождения), класс 2 – темно-серый в черной рамке (суббури с продолжительной фазой зарождения), класс 3 – белый в серой рамке (суббури с равновеликими фазами), класс 4 – черный в серой рамке (суббури с продолжительной фазой развития), класс 5 – светло-серый в черной рамке (суббури с короткой фазой восстановления). Под каждым графическим образом указан номер суббуревых события. Погрешности в определении классов по новому набору данных обнаруживаются при перемешивании событий из разных классов.

Обсуждение результатов

Как показали эксперименты, учет кинетической энергии солнечного ветра через кумулятивный параметр NV^2 является ключевым элементом для выявления особенностей воздействия космических плазменных потоков на высокоширотную магнитосферу. Использование интегрального параметра в виде кумулятивной суммы $\sum NV^2$ наравне с другими геоэффективными параметрами солнечного ветра позволяет точнее моделировать эти воздействия и разрабатывать методы защиты от их негативных последствий. Это важно для обеспечения безопасности космических полетов, защиты сотовых сетей и других систем связи, а также сохранения работоспособности космических аппаратов в условиях повышенной солнечной активности. При использовании разных наборов параметров, продемонстрировано, что исследуемые конфигурации динамики AL-индекса содержат в себе информацию о характеристиках плазменных потоков. Показано, что в комбинациях классификационных параметров всегда фигурируют продолжительности фазы зарождения и фазы развития суббурь.

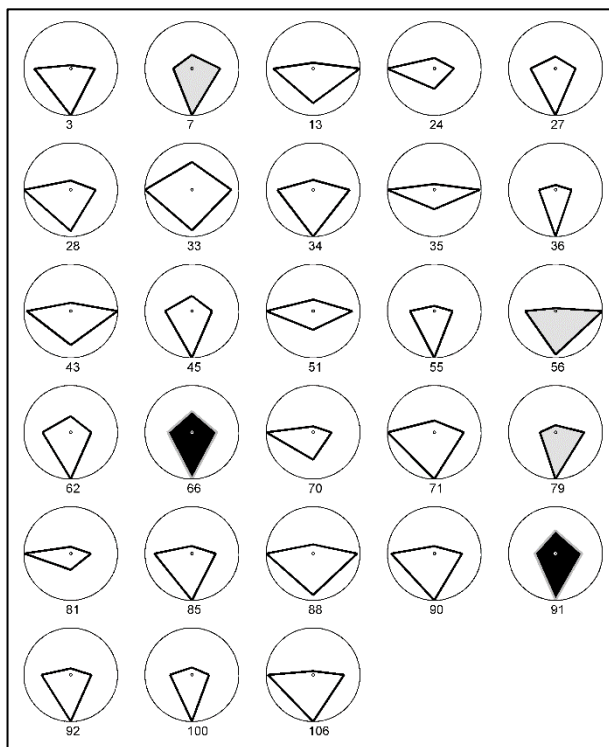


Рисунок 1. Новый класс 1 включает суббури с продолжительным развитием и восстановлением и с укороченной фазой зарождения.

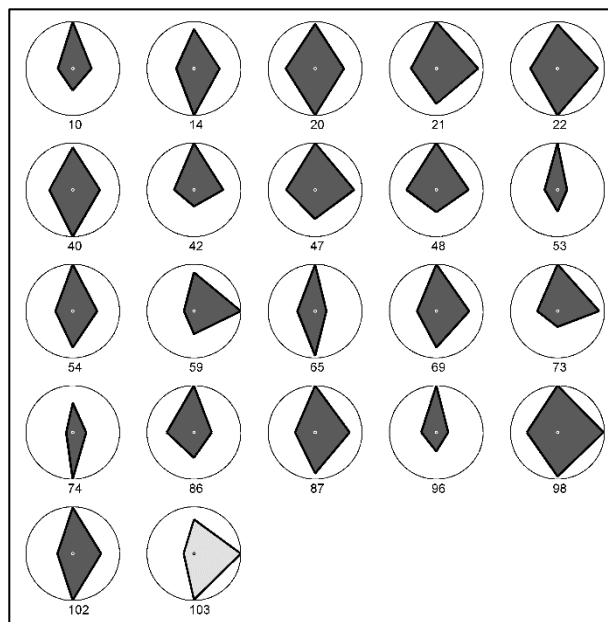


Рисунок 2. Новый класс 2 включает суббури с продолжительной фазой зарождения.

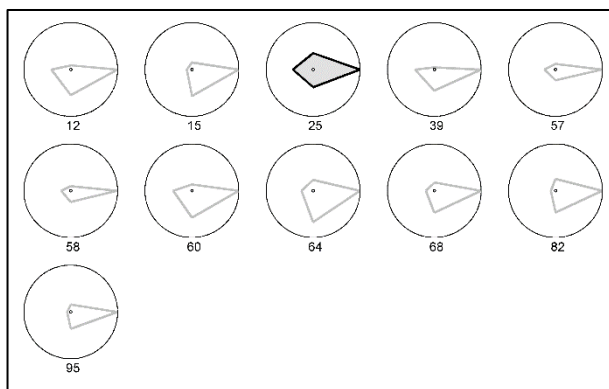


Рисунок 3. Новый класс 3 включает суббури с равновеликими фазами.

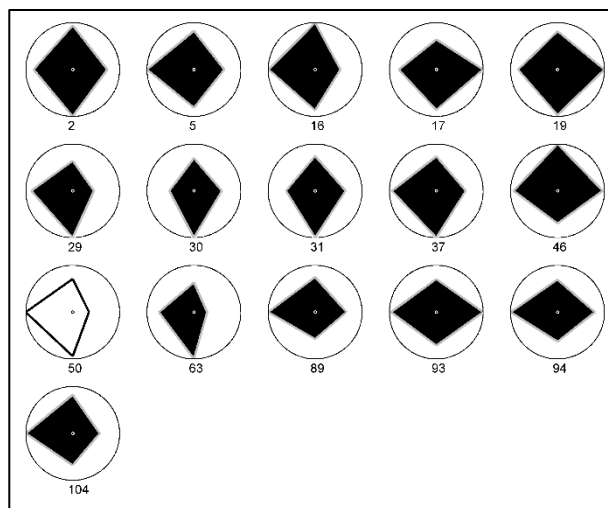


Рисунок 4. Новый класс 4 включает суббури с продолжительной фазой развития.

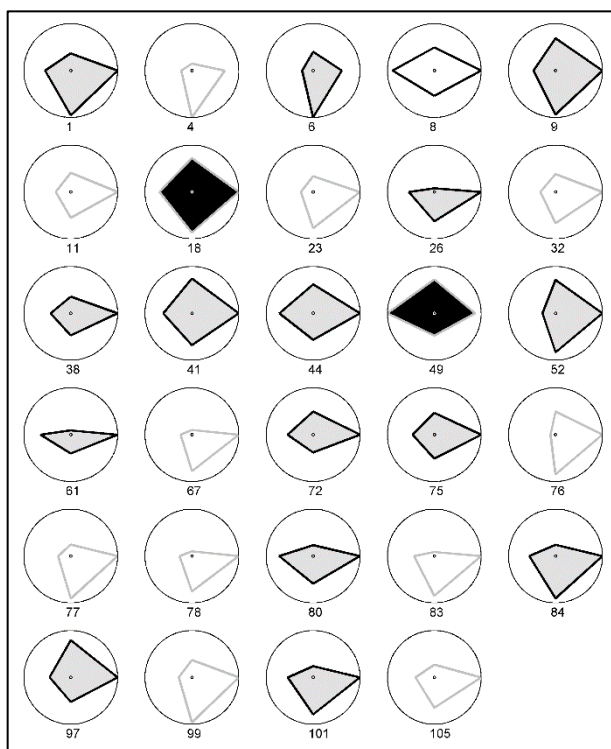


Рисунок 5. Новый класс 5 включает суббури с короткой фазой восстановления.

Список литературы

1. Воробьев В.Г., Ягодкина О.И., Зверев В.Л. Исследование изолированных суббурь: условия генерации и характеристики различных фаз // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 56. № 6. С. 721–732. 2016.
2. Бархатов Н.А., Ревунов С.Е., Бархатова О.М., Ревунова Е.А., Воробьев В.Г., Ягодкина О.И. Классификация изолированных суббурь при учете условий генерации и характеристик фаз // Космич. исслед. 2024. (принято в печать)
3. Бархатов Н.А., Воробьев В.Г., Ревунов С.Е., Ягодкина О.И. Проявление динамики параметров солнечного ветра на формирование суббуревой активности // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 57. № 3. С. 273–279. 2017.
4. Barkhatov N.A., Vorobjev V.G., Revunov S.E., Barkhatova O.M., Revunova E.A., Yagodkina O.I. Neural network classification of substorm geomagnetic activity caused by solar wind magnetic clouds // Journal of Atmospheric and Solar–Terrestrial Physics. 205. 105301. 2020.

DOI: 10.51981/2588-0039.2024.47.008

СОБЫТИЯ ЭКСТРЕМАЛЬНОГО РОСТА ГЕОМАГНИТНО-ИНДУЦИРОВАННЫХ ТОКОВ НА КОЛЬСКОМ ПОЛУОСТРОВЕ ЗА 11 ЛЕТ НАБЛЮДЕНИЙ

В.Б. Белаховский¹, В.А. Пилипенко², В.Н. Селиванов³, Я.А. Сахаров¹

¹Полярный геофизический институт, г. Апатиты, Россия

²Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН, г. Москва, Россия

³Центр физико-технических проблем энергетики Севера, филиал ФИЦ “Кольский научный центр РАН”, Апатиты, Россия

Абстракт. Проанализированы случаи с экстремальными значениями геомагнитно-индуцированных токов (ГИТ) в линиях электропередач (ЛЭП) на Кольском полуострове за квазисолнечный цикл 2012-2022 года. Использованы данные подстанции Выходной (VKH). Из 93 экстремальных событий на станции VKH с ГИТ > 20 А 46 (49.5%) были вызваны СМЕ магнитными бурями, 41 (44.1%) происходило во время CIR магнитных бурь и 6 (6.4%) происходило без магнитных бурь. Экстремальные всплески ГИТ наблюдались как в предполуночном, так и послеполуночном секторах MLT. Не наблюдается строгой связи между величиной ГИТ и скоростью солнечного ветра, параметром $V \cdot B_s$, параметром Акасофу ϵ . Также не наблюдается строгой зависимости между величиной ГИТ и индексами геомагнитной активности IE, AE, величиной ГИТ и dB/dt .

Введение

Геомагнитно-индуцированные токи (ГИТ) представляют собой токи, текущие в поверхностных слоях Земли, они вызваны теллурическими электрическими полями, индуцированными изменениями магнитного поля Земли. Наиболее интенсивные токи (до сотен ампер) и электрические поля (> 10 В/м) возбуждаются в высоких широтах в период геомагнитных возмущений, но период сильных магнитных бурь значительные ГИТ могут регистрироваться на средних и низких широтах [Пилипенко, 2021]. Наибольших значений скачки ГИТ достигают во время суббурь [Belakhovsky et al., 2019]. Было показано, что во время более слабых CIR (Corotating Interaction Regions) магнитных бурь могут происходить более высокие скачки ГИТ, чем во время более сильных СМЕ (Coronal Mass Ejection) магнитных бурь [Белаховский и др., 2022].

В данной работе проведен статистический анализ экстремальных значений ГИТ за 11 лет (2012-2022). Рассмотрены следующие вопросы. Во время каких типов магнитных бурь чаще наблюдаются экстремальные значения ГИТ? Как связаны экстремальные величины ГИТ с параметрами солнечного ветра, индексами геомагнитной активности, локальными вариациями магнитного поля.

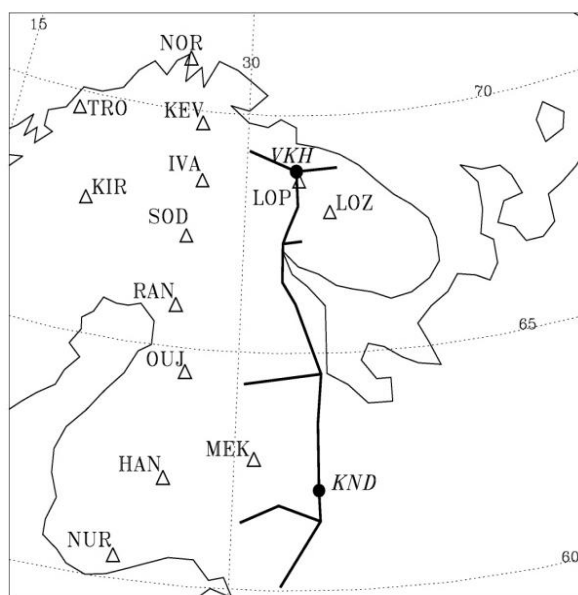


Рисунок 1. Карта расположения станций ГИТ (VKH, KND) на Кольском п-ове и в Карелии, магнитометров на Кольском п-ове и в Скандинавии.

Используемые данные

В работе были использованы данные по регистрации ГИТ в линиях электропередач Кольского полуострова и Карелии (Рис. 1.). Система регистрации создана Центром физико-технических проблем энергетики Севера ФИЦ КНЦ РАН и Полярным геофизическим институтом (ПГИ) и является единственной в России. Система включает себя 4 станции (Выходной – VKH, Титан – TTN, Лоухи – LKH, Кондопога – KND) на линии 330 кВ и одну станцию на линии 220 кВ (Ревда – RVD).

Регистрация ГИТ ведется непрерывно с конца 2011 года, и к 2022 году сформировался “квазисолнечный

цикл” регистрации ГИТ, включающий в себя 24-25 циклы солнечной активности [Селиванов и др., 2022]. Данный цикл измерений являются уникальными для мировой науки, поскольку не так много мест в мире, где проводятся подобные измерения в ЛЭП на протяжении длительного временного интервала (11 лет).

Использованы данные магнитометров ПГИ в обсерваториях "Ловозеро", "Лопарская", а также данные магнитометров сети IMAGE (Рис. 1.). Для характеристики параметров солнечного ветра и межпланетного магнитного поля использованы данные базы OMNI.

Методика

В качестве экстремальных событий отбирались случаи, когда величина ГИТ на станции VKH превышала 20 Ампер. Порог экстремального значения выбирался исключительно с точки зрения статистики, а не с точки зрения отклика энергосистемы. На вопрос порогового значения ГИТ для энергосистемы, выше которого могут наблюдаться негативные эффекты и катастрофические последствия, нет однозначного ответа. При этом нужно отметить, что продолжительность экстремальных скачков ГИТ для разных событий была различной: в каких-то случаях она составляла несколько минут, в каких-то – порядка часа. Продолжительность воздействия также может играть важную роль с точки зрения воздействия на энергосистемы, хотя этот вопрос пока не имеет однозначного ответа.

За 11 лет наблюдений (2012-2022 г.г.) было отобрано 93 экстремальных событий для станции VKH (не показано). Наблюдается связь появления экстремальных событий ГИТ с циклом солнечной активности. Так в 2019, 2020 годах, в годы минимума солнечной активности, экстремальных случаев не было зафиксировано. Далее для данных событий рассматривались параметры солнечного ветра и ММП, индексы геомагнитной активности (SYM-H, AE, IE), вариабельность геомагнитного поля по данным станций LOP и LOZ. Из данных базы OMNI отбирались параметры межпланетной среды, регистрируемые примерно в одно время со скачком ГИТ.

Классификация магнитных бурь

Для характеристики типа солнечного ветра и соответственно типа магнитной бури использовалась также база данных Института космических исследований, составленная группой Ермолаева [www.iki.rssi.ru/pub/omni/catalog], [Ермолаев и др., 2023]. Магнитные бури разделялись на два типа: CME и CIR. CME бури также разделялись на бури, вызванные магнитным облаком (MC – magnetic cloud) и бури, вызванные областью EJECTA. Случаи без магнитных бурь обозначались как “No”. В качестве порога для идентификации магнитной бури выбиралась величина SYM-H индекса в -40 нТл. Рассматривались значения SYM-H индекса не только в момент скачка ГИТ, но и наименьшие значения SYM-H в период всей магнитной бури (магнитного возмущения). Нужно отметить, что порой наблюдается достаточно небольшая разница в вариациях SYM-H индекса для CIR магнитных бурь и интервалов без бурь.

Зависимость от местного магнитного времени (MLT)

Распределение величины ГИТ в зависимости от MLT (Рис. 2) для станций VKH показывает, что экстремальные значения ГИТ могут наблюдаться как в предполуденном, так и в послеполуденном секторах с примерно одинаковой вероятностью. Ранее было показано, что основным источником ГИТ являются суббури [Belakhovky et al., 2019]. В дневном секторе (12-16 MLT) не наблюдается экстремальных значений ГИТ. Исключению составляют события, вызванные скачком плотности солнечного ветра.

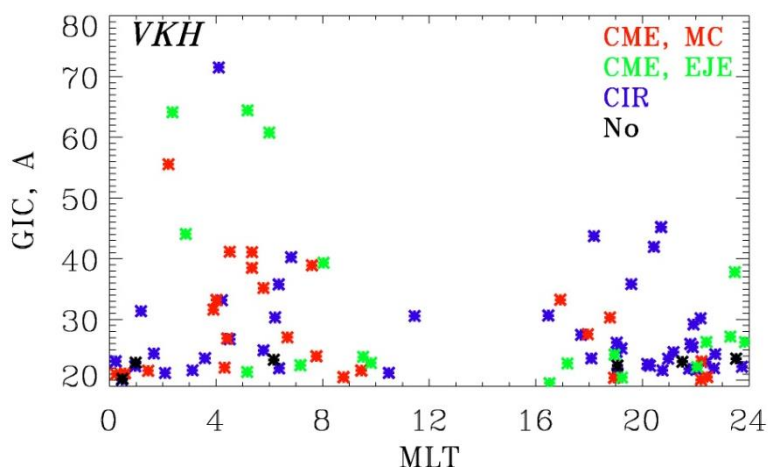


Рисунок 2. Зависимость величины ГИТ от местного магнитного времени (MLT) для экстремальных событий ГИТ на станции VKH. Красным цветом обозначены события ГИТ, вызванные CME (магнитные облака); зеленым цветом обозначены события ГИТ, вызванные CME (область Ejecta); синим цветом обозначены события ГИТ, вызванные CIR; черным цветом обозначены события, произошедшие в отсутствие магнитной бури.

Связь с индексами геомагнитной активности

Большинство экстремальных событий происходило во время магнитных бурь (Рис. 3, верхние панели). Несколько событий происходило при положительном значении SYM-H индекса. По всей видимости, это события, вызванные скачком плотности солнечного ветра. Не наблюдается строгой зависимости величины ГИТ как от АЕ-индекса, так и от локального IЕ индекса (Рис. 3). Это говорит о сложности однозначного прогноза ГИТ на основе прогностических значений АЕ, IЕ индексов.

Анализ показывает, что для станции VKN 46 экстремальных скачков ГИТ (~49.5%) были вызваны СМЕ магнитными бурями, из них 25 событий было вызвано воздействием магнитного облака на магнитосферу и 21 событие было вызвано областью EJECTA. 41 экстремальное событие (~44.1%) происходило во время CIR магнитных бурь и 6 событий (~6.4%) происходило без магнитных бурь – Рис. 2.

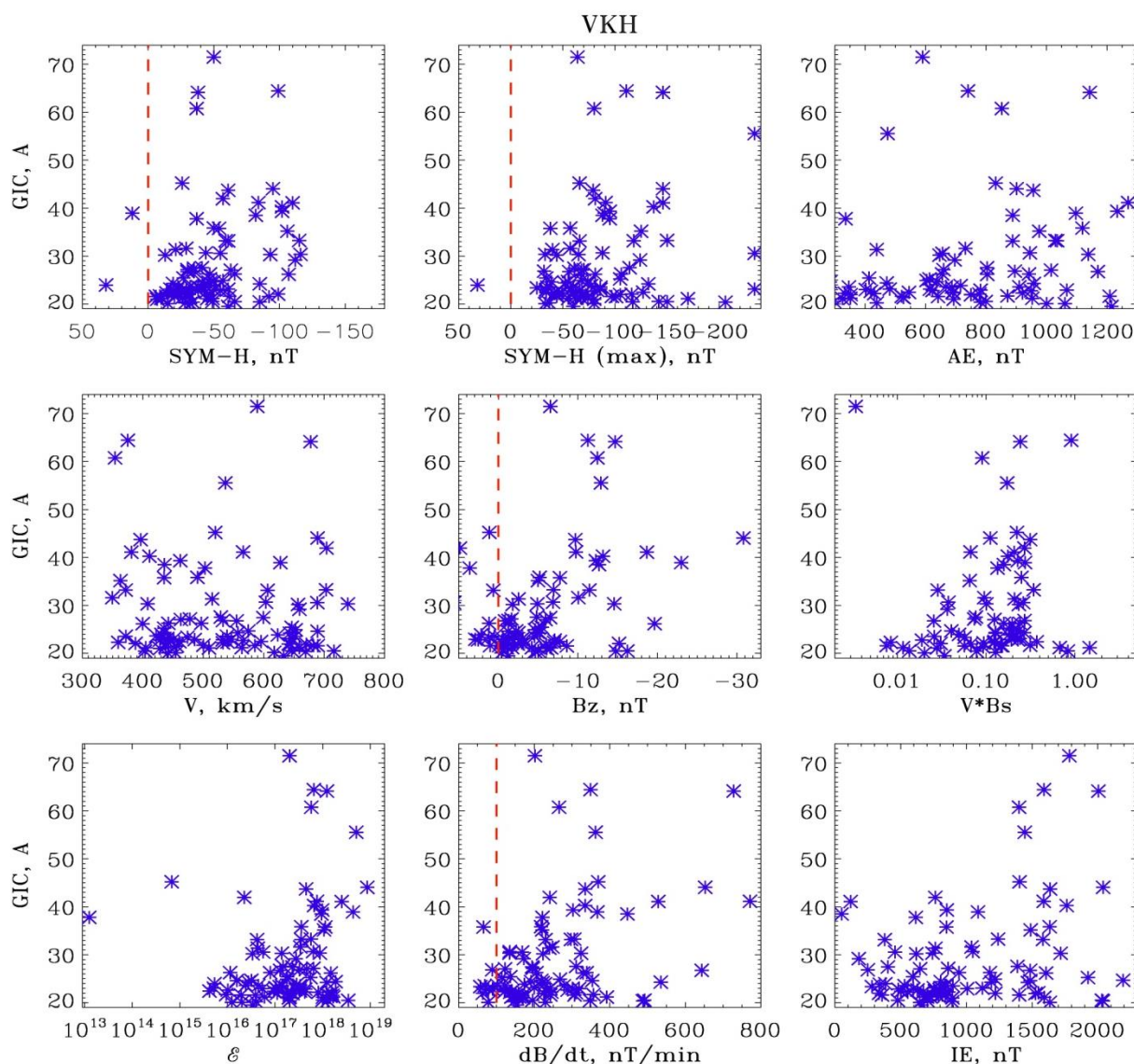


Рисунок 3. Зависимость величины ГИТ на станции VKN в период экстремальных событий: от SYM-H индекса, максимального SYM-H индекса в период бури; АЕ-индекса; скорости солнечного ветра V, Bz-компоненты ММП, параметра V*B_s, параметра Акасофу (ε), вариальности магнитного поля dB/dt, IЕ-индекса.

Связь с параметрами солнечного ветра и ММП

Рассмотрены наиболее важные характеристики межпланетной среды, влияющие на динамику магнитосферы: скорость солнечного ветра, Bz-компонента ММП, проводился расчет энергетической характеристики магнитосферы – V*B_s, где B_s – южная компонента ММП. Также рассчитывалась зависимость экстремальных значений ГИТ от параметра Акасофу (ε):

$$\varepsilon = 10^7 \cdot V \cdot B^2 \cdot l_0^2 \cdot \sin^4\left(\frac{\theta}{2}\right), \quad (1)$$

где $B = \sqrt{B_x^2 + B_y^2 + B_z^2}$, V – скорость солнечного ветра, $l_0 = 7 \cdot R_e$, $R_e = 6400$ км – радиус Земли,

$$\theta = \tan^{-1}\left(\frac{B_y}{B_z}\right), \text{ если } B_z > 0; \theta = 180 - \tan^{-1}\left(\frac{B_y}{B_z}\right), \text{ если } B_z < 0,$$

Практически все экстремальные события ГИТ происходят при отрицательной B_z -компоненте ММП, исключение составляют события, вызванные ростом плотности солнечного ветра. Анализ показывает, что не наблюдается строгой связи между величиной ГИТ и скоростью солнечного ветра, а также ГИТ и характеристикой $V \cdot B_s$ (Рис. 3), параметром ε . То есть одному и тому же значению ГИТ могут соответствовать разные значения V , $V \cdot B_s$, ε . Это говорит о сложности прогноза величины ГИТ в ЛЭП на только основе данных о параметрах солнечного ветра.

Связь с локальными вариациями dB/dt

Производная вариаций магнитного поля по времени рассчитывалась по формуле:

$$dB/dt = (B_{i+1} - B_{i-1}) / 2\Delta t, \quad (2)$$

где i – номер значения, t – время. При этом рассматривались только горизонтальные компоненты магнитного поля X , Y :

$$dB/dt = \sqrt{(dX/dt)^2 + (dY/dt)^2}. \quad (3)$$

Выбирались значения dB/dt именно в момент экстремальных значений ГИТ. Большинство экстремальных событий происходят при $dB/dt > 100$ нТл/мин. Но отдельные случаи бывают и при $dB/dt < 100$ нТл/мин (Рис. 3.). Анализ показывает, что нет однозначной зависимости между величинами ГИТ и величинами dB/dt . Данные наблюдения также говорят о сложности прогноза ГИТ на основании прогноза величин dB/dt . Дело в том, что на величину ГИТ влияет целый ряд факторов. Помимо вариабельности магнитного поля dB/dt , это наличие мелкомасштабных токовых структур в ионосфере [Belakhovsky et al., 2019], проводимость земной коры, конфигурация технологических линий, режим работы технологических систем.

Выводы

Проанализированы экстремальные значения геомагнитно-индуцированных токов ($I > 20$ А) за 11 лет наблюдений (2012-2022 года) в линии электропередач на севере России (Кольский полуостров). По данным станции VKN из 93 экстремальных событий 46 случаев (49.5%) были вызваны СМЕ магнитными бурями, 41 случай (44.1%) происходил во время CIR магнитных бурь и 6 (6.4%) происходило без магнитных бурь. Анализ показывает, что не наблюдается строгой связи между величиной ГИТ и скоростью солнечного ветра, а также ГИТ и энергетическими характеристиками магнитосферы $V \cdot B_s$, параметров Акасофу ε . Также не наблюдается строгой зависимости между величиной ГИТ и индексами геомагнитной активности (IE , AE), величиной ГИТ и dB/dt .

Литература

- Belakhovsky V., Pilipenko V., Engebretson M., Sakharov Ya., Selivanov V. Impulsive disturbances of the geomagnetic field as a cause of induced currents of electric power lines // J. of Space Weather and Space Climate, 2019, 9, A18, doi:10.1051/swsc/2019015.
- Белаховский В.Б., Пилипенко В.А., Сахаров Я.А., Селиванов В.Н. Рост геомагнитно-индуцированных токов во время геомагнитных бурь, вызванных корональным выбросом массы и высокоскоростным потоком солнечного ветра, в 2021 году // Известия Российской академии наук. Серия физическая, 2023, Т. 87, № 2, С. 271-277.
- Ермолаев Ю.И., Лодкина И.Г., Хохлачев А.А., Ермолаев М.Ю. и др. Параметры солнечного ветра на фазе роста 25-го солнечного цикла: сходства и различия с 23-м и 24-м солнечными циклами // Солнечно-земная физика, 2023, Т. 9, № 4, С. 63–70.
- Пилипенко В.А. Воздействие космической погоды на наземные технологические системы // Солнечно-земная физика, 2021, Т. 7, № 3. С. 72–110.
- Селиванов В.Н., Билин В.А., Колобов В.В., Сахаров Я.А. Геоиндуцированные токи в магистральной электрической сети "Северный транзит". РИД. Номер свидетельства: RU 2022623220.



DOI: 10.51981/2588-0039.2024.47.009

НАЧАЛЬНАЯ ФАЗА УМЕРЕННОЙ МАГНИТНОЙ БУРИ 12 СЕНТЯБРЯ 2023 Г. ПО ДАННЫМ СРЕДНЕШИРОТНОЙ СЕТИ ЛЧМ-СТАНЦИЙ

Ф.И. Выборнов^{1,4}, Е.Ю. Зыков², А.А. Колчев², И.В. Крашенинников³, А.М. Падохин³

¹Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования "Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского", Научно-исследовательский радиофизический институт, г. Нижний Новгород, Россия

²Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Казанский (Приволжский) федеральный университет», г. Казань, Россия

³Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт Земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова Российской Академии наук, г. Москва, Россия

⁴Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Волжский государственный университет водного транспорта», г. Нижний Новгород, Россия

Аннотация

Приводятся результаты исследований ионосферы 12 сентября 2023 г. системой среднеширотных синхронно работающих станций наклонного и ионзондов вертикального зондирования на главной фазе развития геомагнитной бури класса G1. На фоне регулярных отражений от F-слоя ионосферы были обнаружены сильные диффузные отражения от динамических структур авроральной ионосферы. Показано, что применение двух методов радиозондирования ионосферы позволило зарегистрировать отражения от различных крупномасштабных структур авроральной и субавроральной ионосферы: поляризационного джета и/или стабильных красных дуг (методом вертикального зондирования) и полярной стенки главного ионосферного провала (методом наклонного зондирования).

Введение

Базовыми средствами диагностики и мониторинга состояния ионизированной части атмосферы Земли являются станции вертикального (ВЗ) и наклонного (НЗ) радиозондирования ионосферы. Условия отражения для зондирующих радиоволн от ионосферных неоднородностей в этих методах существенно различаются, что может дать в случае их совместного применения расширенные экспериментальные данные об особенностях эволюции крупномасштабных динамических структур ионосферы. Авроральная часть высокоширотной ионосферы характеризуется наличием крупномасштабных динамических неоднородностей: полярного овала, главного ионосферного провала (ГИП), авроральных D- и E-слоев, которые при ионосферных возмущениях, обусловленных магнитными бурями, могут смещаться в область средних широт и проявляться в данных радиозондирования ионосферы. Такие эффекты ионосферных возмущений наблюдались и в комплексных данных измерений 12 сентября 2023 г. в условиях умеренной геомагнитной бури.

Ранее в работе [1] были представлены результаты проявления слабой ионосферной бури на трансавроральной радиотрассе меридиональной направленности Норильск-Иркутск в данных вертикального и наклонного радиозондирования ионосферы. Целью данной работы является развитие регистрационных возможностей этих методов в задаче диагностики динамических крупномасштабных неоднородностей ионосферной плазмы при локализации измерительных средств в широтном направлении. Ниже приводится описание эксперимента, гелиогеофизических условий, полученных результатов и их обсуждение.

Описание эксперимента и условий наблюдений

В данном эксперименте были задействованы экспериментальные средства Научно-исследовательского радиофизического института ННГУ им. Н.И. Лобачевского, Казанского (Приволжского) федерального

университета и ИЗМИРАН (Москва, Троицк). Геометрия трасс сети диагностики ионосферы (см. рис. 1) линейно-частотно-модулированными (ЛЧМ) сигналами и описание аппаратуры в основном повторяет приведенное ранее в [2]. ЛЧМ-станции НЗ, расположенные в Троицке и Нижнем Новгороде работали только на прием, в Васильсурске только на передачу, а в Казани попеременно - на прием и на передачу. Дополнительно работали ионозонды вертикального зондирования в Васильсурске (CADI с периодичностью в 6 минут) и в Троицке (Парус-А в стандартном пятнадцатиминутном режиме). Схема взаимного расположения ионозондов приведена на рис. 1. ЛЧМ-станции в Васильсурске, Казани и Нижнем Новгороде были однотипные (производства фирмы SITCOM LLT, Йошкар-Ола) с максимальной излучаемой мощностью 100 Вт.

12 сентября 2023 г. ЛЧМ-станции работали на передачу с 15:00 мск; излучение из Казани осуществлялось по четным минутам, а из Васильурска – по нечетным. 13 сентября ЛЧМ станции работали на передачу с 17:30 мск циклами по 3 минуты (в нулевую минуту не излучали, в первую минуту включалась ЛЧМ станция Казани, во вторую - ЛЧМ станция Васильурска, затем цикл повторялся). Скорость перестройки рабочей частоты составляла 110 кГц/с в диапазоне от 4 МГц до 12 МГц. На прием ЛЧМ-излучения станции в Нижнем Новгороде и Троицке работали ежеминутно, а в Казани и Васильурске прием осуществлялся в интервалах циклов, где станции не излучали.

Магнитная буря класса G1 началась 12 сентября 2023 года с увеличения магнитного индекса D_{st} в 00:00 UT, начальная фаза продолжалась до 12:00 UT 12.09.2023, а затем с резкого уменьшения индекса D_{st} началась главная фаза бури, которая продолжилась до 23:00 UT, когда было достигнуто значение -85 нТл. Затем началась фаза восстановления [3, 4]. Индекс геомагнитной возмущенности Kp в начале суток 12 сентября 2023 года находился на уровне 0-1, а после 9:00 UT начал увеличиваться, достигнув с 12:00 UT до 18:00 UT уровня 5+. Далее индекс Kp начал снижаться. Геомагнитная буря сопровождалась оптическими явлениями – в ночь с 12 на 13 сентября 2023 г. на территории Нижегородской области (в том числе на полигоне НИРФИ – Васильсурск) регистрировались полярные сияния с ярко-выраженной зеленой компонентой.

Вспышечная солнечная активность за 10-12 сентября в целом оказалась низкой. Наиболее вероятной причиной геомагнитной бури, начавшейся 12 сентября, по-видимому, был корональный выброс массы 11 сентября в 22:35 UT, сопровождавшийся увеличением скорости высокоскоростных потоков солнечного ветра (CP HSS – Coronal Hole High Speed Streams) от 340 до 450 км/с.

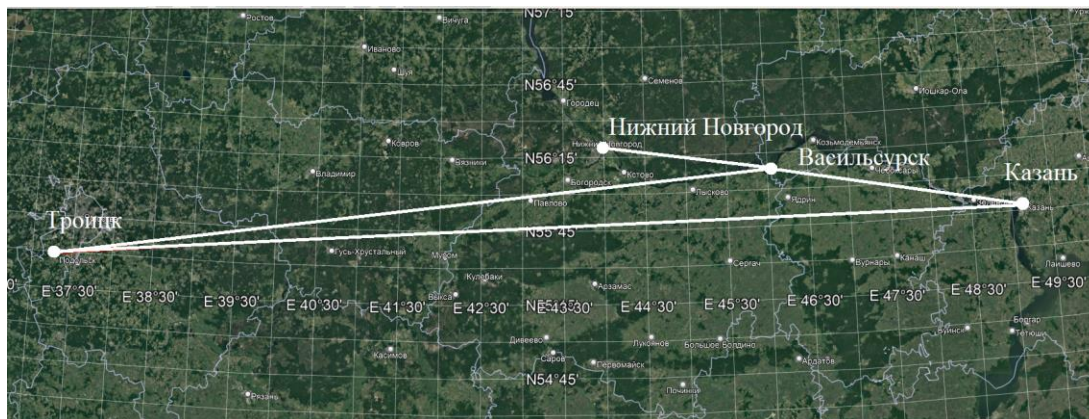


Рисунок 1. Схема взаимного расположения ионозондов.

Результаты наблюдений

Наклонное зондирование ионосферы

ЛЧМ-станции НЗ начали работу по согласованной программе 12 сентября 2023 года с 16:00 мск. На всех трассах зондирования уверенно регистрировались дистанционно-частотные характеристики (ДЧХ) F-слоя ионосферы до 19:00, типичных для невозмущенной среднеширотной ионосферы.

На трассе Васильсурск – Нижний Новгород (см. рис. 2) дополнительные треки на ионограммах НЗ – слабые рассеянные отражения появились в 18:55 мск с временами задержек 6-8 мс, когда максимальная применимая частота (МПЧ) 1F ионосферы (определялась везде по обыкновенной компоненте) составляла 7.5 МГц и хорошо регистрировались следы мод 2F-4F. Диффузное отражение в диапазоне частот 7-9 МГц в виде двойного облака регистрировалось с задержками 6-6.5 и 7-7.5 мс.

В 18:59 мск задержки уменьшились до 5-6 мс и 6.2-8 мс с диапазоном частот 6.8 – 11 МГц. Области рассеяния стали достаточно контрастными. В 19:01 мск задержки уменьшились до 5-7.5 мс с диапазоном частот 7.5 – 11 МГц. Область рассеяния стала единой с контурами, похожими на форму трека 1F.

В 19:07 мск задержки уменьшились до 3.5-6.5 мс. Началось формирование второго трека рассеяния с задержкой 4 мс и нижней частотой 8 МГц. МПЧ 1F увеличилась до 8 МГц. До 19:17 мск интенсивность (контрастность на ДЧХ) рассеянного сигнала увеличивается, МПЧ 1F остается близкой к 8 МГц. Далее до 19:29 мск интенсивность рассеянного сигнала ослабевает, МПЧ 1F уменьшается до 7.8 МГц.

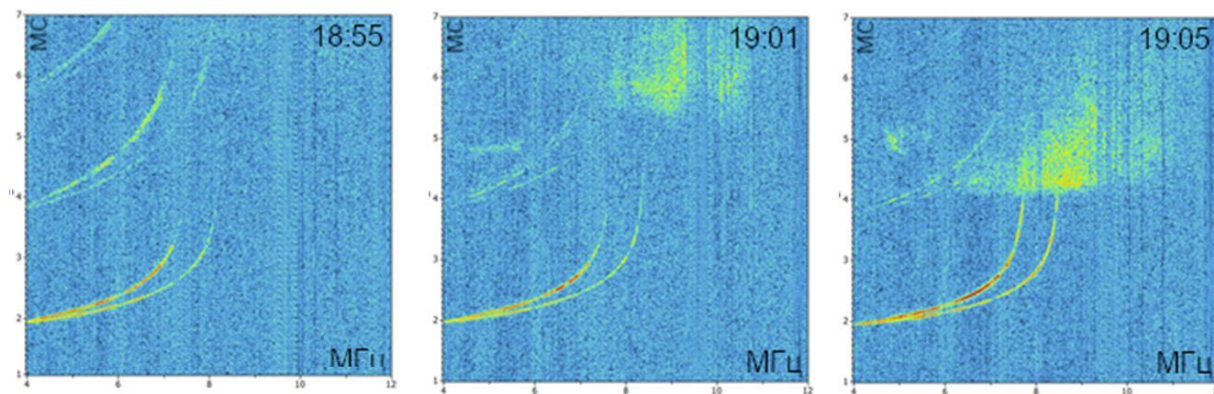


Рисунок 2. ДЧХ ионосферы на трассе Васильсурск – Нижний Новгород.

Поведение ДЧХ ионосферы на трассе Васильсурск – Казань в целом напоминает динамику поведения ДЧХ на трассе Васильсурск – Нижний Новгород. Появление рассеянной области отмечается с 18:59 мск в диапазоне 7.5 – 10 МГц с задержками 5- 7.5 мс. Значительно сильнее проявляется форма диффузного следа, характерного для наклонного отражения от сильно неоднородной области.

Поведение ДЧХ ионосферы на трассе Васильсурск – Троицк имела ряд особенностей. Большие, чем на остальных трассах значения МПЧ (от 8.5 МГц в 18:55 с увеличением до 9.3 МГц в 19:11 мск с последующим уменьшением в 19:29 МСК до 8.5 МГц). Область рассеяния появилась в 18:59 мск с задержками большими 7 мс (вся ДЧХ ограничена 10 МГц) и в диапазоне частот 9.5-10.5 МГц. Уже в 19:05 мск сформировался диффузный слой, характерный для наклонного отражения с диапазоном задержек 4.5 - 6.5 мс в диапазоне частот 7-11 МГц.

На трассе Казань – Нижний Новгород две диффузные области появились в 19:04 мск на частотах 7 – 9 и 10.5 – 11.5 МГц с диапазонами задержек 4 – 5 и 4.5 – 6.5 мс. МНЧ в это время была около 8 МГц, в 19:14 мск увеличилась до 8.1 МГц, а к 19:24 мск уменьшилась до 7.5 МГц. С 19:30 мск рассеяние не регистрировалось.

На трассе Казань – Троицк в сеансе 19:02 мск МНЧ составляла 9.7 МГц. В 19:14 мск увеличилась до 10.3 МГц, а в 19:24 мск уменьшилась до 10.0 МГц. Область рассеяния появилась в 19:06 мск на частотах 10.5 – 11.5 МГц с диапазоном задержек 5 – 7 мс, а затем в 19:08 мск приобрела диффузную наклонную форму регулярного отражения с наименьшей частотой 8 и наибольшей частотой 12 МГц с диапазоном задержек 4.5 – 6 мс. К 19:24 мск область рассеяния слабо регистрируется на частотах 10.5 – 11.5 МГц с диапазоном задержек 4.5 – 5.5 мс и на следующих ДЧХ не наблюдается.

Вертикальное зондирование ионосферы

Ионограммы ионозонда CADI (п. Васильсурск Нижегородской области) приведены на рис. 3. Область рассеяния возникла в 19:36 мск (16:36 UT) на фоне регулярных отражений с критической частотой F-слоя ионосферы 7.8 МГц. Область рассеяния наблюдалась в диапазоне частот 3.5 – 6.5 МГц и с действующими высотами 400 – 750 км. Вместе с уменьшением критической частоты до 5 МГц в 20:00 мск менялись параметры области рассеяния (2.2 – 4.4 МГц, 420 – 700 км).

Ионозонд Парус-А (ИЗМИРАН) фиксировал развитие области рассеяния с отставанием на 40-50 минут от ионозонда CADI в п. Васильсурск (см. рис. 4).

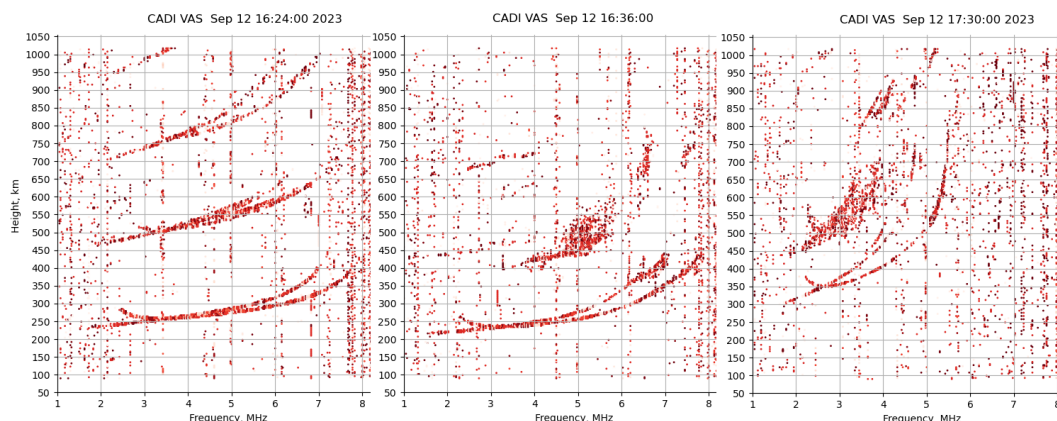


Рисунок 3. Ионограммы ионозонда CADI (п. Васильсурск Нижегородской области).

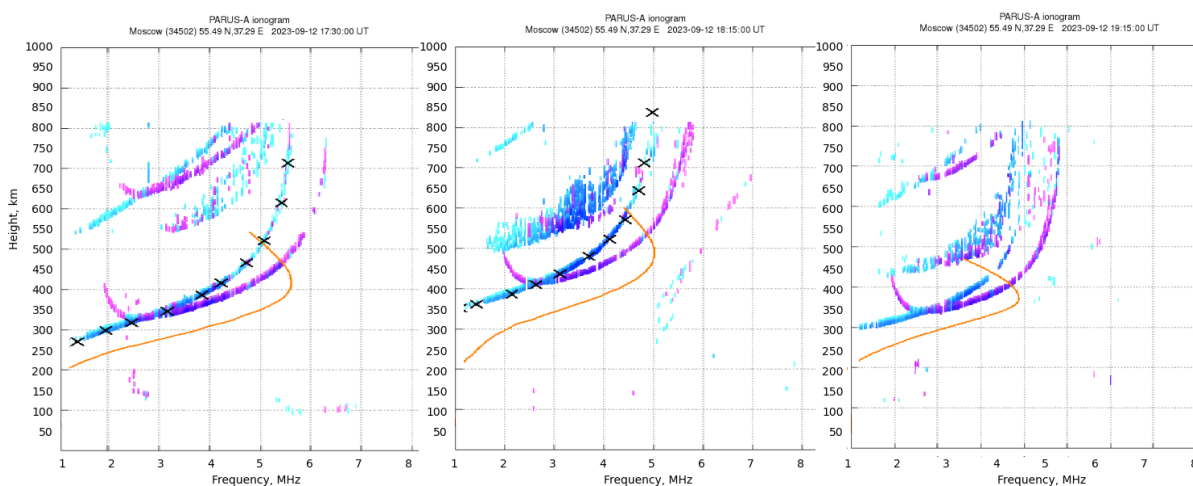


Рисунок 4. Ионограммы ионозонда Парус-А (ИЗМИРАН).

Обсуждение результатов и выводы

Известно [5], что эффекты геомагнитной активности проявляются сначала в высоких широтах в результате магнитосферно-ионосферного взаимодействия в условиях усиления солнечного ветра и высыпания заряженных частиц. В области авроральной ионосферы можно выделить три крупномасштабные структуры, которые могут проявляться в данных радиозондирования механизмом рефракционного отражения (геометрической оптики): полярная стенка ГИП, поляризационный джет (SAID – SubAuroral Ion Drifts) и авроральный E-слой. На время 12.09.2023 г. 17:30, 18:15 и 19:15 UT (ионограммы ВЗ приведены на рис. 3 и 4) полярный овал и полярная стенка ГИП находятся на широте Санкт-Петербурга с некоторой динамикой к югу (расчет выполнен по методике [6]), что составляет удаленность от ионозонда ИЗМИРАН ~ 500 км (5° по меридиану). Если оценить удаленность от ионозонда некоей крупномасштабной структуры авроральной ионосферы, дающей дополнительный диффузный след между следами 1F2 и 2F2 на ионограмме ВЗ (рис. 4), то с учетом измерений действующей высоты она составит на частоте 3 МГц только ~ 250–300 км, что недостаточно для объяснения такого отражения полярной стенкой ГИП. Поэтому наиболее вероятным источником формирования дополнительного следа на этих ионограммах ВЗ ст. ИЗМИРАН и Васильсурск можно рассматривать поляризационный джет [7] и сопутствующие процессы в виде SAR (Stable Auroral Red) дуг [8] – области с повышенной температурой плазмы, локализованных южнее полярной стенки ГИП. Также следует отметить и необычный характер следа – он находится внутри частотного диапазона базового следа, сформированного на экваториальной (фоновой) части ГИП. Такая особенность следа согласуется (по крайней мере, качественно) с относительно слабым понижением электронной плотности в поляризационном джете и SAR дугах и их относительно малым размером поперечного сечения (~ 100 км).

Для результатов наклонного радиозондирования в долготном направлении запаздывание сигналов дополнительных отражений существенно больше и составляет в среднем ~ 2 мс (600 км) (находятся на уровне следа второго кратного отражения от регулярного F-слоя). Также следует отметить весьма значительное превышение в максимальной наблюдаемой частоте – МНЧ, в среднем ~ 2 МГц, что вполне соответствует характеру отражения от полярной стенки ГИП, но противоречит результатам ВЗ (рис. 4). Таким образом, можно предположить, что в двух методах радиозондирования ионосферы были зарегистрированы отражения от различных крупномасштабных структур авроральной ионосферы: поляризационного джета или стабильных красных дуг (ВЗ) и полярной стенки ГИП (НЗ).

Заключение

Впервые представлены результаты экспериментальных исследований среднеширотной и субавроральной ионосферы методами наклонного ЛЧМ и вертикального импульсного зондирования комплексом радиофизических средств диагностики при их локализации в широтном направлении. Показано, что 12 сентября 2023 г. во время главной фазы магнитной бури на сети синхронно работающих ЛЧМ-станций наблюдались интенсивные дополнительные сигналы, которые, предположительно, сформированы сложными механизмами отражения от крупномасштабных неоднородностей авроральной ионосферы: поляризационного джета и полярной стенки главного ионосферного провала.

Авторы благодарят гнс Деминова М.Г., Карпачева А.Т. (ИЗМИРАН) за обсуждение результатов, а внс Шубина В.Н. (ИЗМИРАН) за помощь в работе.

Список литературы

1. Куркин В.И., Полех Н.М., Золотухина Н.А. // Геомагнетизм и аэрономия. 2022. Т. 62. № 2. С. 245.
2. Vybormov F., Sheiner O., Kolchev A. et. al. // Atmosphere. 2022. V. 13. № 1. DOI: 10.3390/atmos13010084
3. World Data Center for Geomagnetism, Kyoto: официальный сайт. URL: <https://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/> (дата обращения: 24.05.2024). Текст: электронный.
4. The Space Weather Prediction Center (SWPC): официальный сайт. URL: <https://www.swpc.noaa.gov/> (дата обращения: 24.05.2024). Текст: электронный.
5. Нишида А. Геомагнитный диагноз магнитосферы. М.: Мир. 1980. 299 с.
6. Деминов М.Г., Шубин В.Н. // Геомагнетизм и аэрономия. 2018. Т. 58. № 3. С. 366.
7. Степанов А.Е., Гололобов А.Ю., Кобякова С.Е., Халипов В.Л. // Известия вузов. Радиофизика. 2022. Т. 65. № 1. С. 10.
8. Rees M.H. and Roble R.G. // Reviews of Geophysics. 1975. V. 13(1). P. 201.

DOI: 10.51981/2588-0039.2024.47.010

ЭКСТРЕМАЛЬНЫЕ ЗНАЧЕНИЯ СКОРОСТИ ИЗМЕНЕНИЯ ГЕОМАГНИТНОГО ПОЛЯ НА АЛТАЕ ПО ДАННЫМ МАГНИТНОЙ СТАНЦИИ «БАЙГАЗАН»

А.Ю. Гвоздарев

Горно-Алтайский государственный университет;

Институт космифизических исследований и распространения радиоволн ДВО РАН

Аннотация. По данным магнитной станции «Байгазан» проведена оценка скорости изменения горизонтально ориентированных компонент геомагнитного поля dB/dt на Алтае. Показано, что для микропульсаций класса $Pc5$ оптимальный шаг для расчёта dB/dt методом центральных разностей составляет 5-10 с. Распределение dB/dt является логнормальным, но имеет тяжелый «хвост», связанный с геомагнитными возмущениями. Выделены эпизоды превышения порога 30 нТл/мин среднеминутными значениями dB/dt за 2012 г. – они в основном связаны со внезапными началами бурь. Порог в 20 нТл/мин превышает также в случае развития микропульсаций классов $Pc5/Pi3$ и $Pc3$.

Введение

В последние годы появилось большое количество работ, посвященных исследованию геомагнитно-индуцированных токов (ГИТ) в средних и низких широтах [1,2]. Скорость изменения горизонтально ориентированной компоненты поля dB/dt сильнее всего скоррелирована с ГИТ [3], поэтому именно изучению этого показателя придается большое значение. В приближении однородной проводимости земной коры геоэлектрическое поле прямо пропорционально временной производной магнитного поля. Было показано, что dB/dt подчиняется логнормальному распределению [3]. В средних широтах статистические свойства скорости изменения горизонтальной составляющей изучались в [4] на основе данных магнитных обсерваторий Новосибирск, Иркутск и Алтма-Ата за семь интервалов высокой геомагнитной активности в 2003-2005 гг. Авторами было показано, что максимальные значения скорости изменения поля наблюдалось во время внезапных начал магнитных бурь (SSC). В качестве порогового значения, способного негативно воздействовать на технические системы, задавалась скорость изменения поля 30 нТл/мин. Превышение этого порога наблюдалось только при 8-бальных бурях и в октябре 2003 г. при 9-бальной буре, время превышения составило 445 минут в Новосибирске и 148 минут в Алма-Ате.

В настоящей работе приводятся результаты исследования этого показателя (dB/dt) по данным магнитной станции Горно-Алтайского университета «Байгазан» на территории Республики Алтай. Магнитная станция расположена на одноименном кордоне Алтайского заповедника, что позволяет обеспечить низкий уровень шумов (среднеквадратичное отклонение для секундной выборки не более 0.01 нТл).

Методика исследований и результаты анализа

Для анализа использовались данные кварцевого вариометра, установленного на станции «Байгазан», с частотой регистрации 5 Гц [5]. Скорость изменения компонент поля рассчитывалась как конечная разность, например, для горизонтальной компоненты H

$$\frac{dH}{dt}(t) = \frac{H(t + \delta t/2) - H(t - \delta t/2)}{\delta t}$$

где δt – шаг сетки. При этом учитывался тот факт, что погрешность Δ в определении производной dH/dt из значений компоненты геомагнитного поля $H(t)$ на основе расчёта центральной разности определяется третьей производной от значений компоненты d^3H/dt^3 , шагом сетки δt и погрешностью секундных средних δH [6]

$$\Delta = \frac{d^3H}{dt^3} \frac{\delta t^2}{6} + \frac{2\delta H}{\delta t} = \omega^3 A \frac{\delta t^2}{6} + \frac{2\delta H}{\delta t}$$

Последнее выражение записано для случая микропульсаций, которые с довольно большой точностью можно описывать как гармонические колебания с амплитудой A и циклической частотой ω . Тогда оптимальное значение шага сетки для расчёта производной dH/dt [6]

$$\delta t_{\text{опт}} = \sqrt[3]{\frac{6\delta H}{d^3H/dt^3}} = \frac{1}{\omega} \sqrt[3]{\frac{6\delta H}{A}}$$

При погрешности 0.01 нТл, периоде 300 с и амплитуде 10 нТл получаем $\delta t_{\text{опт}} = 8.6$ с. Зависимость погрешности расчёта от шага сетки показана на рис.1. Если взять в качестве шага сетки 10 с, то погрешность расчёта производной при рассмотренных выше параметрах составит 4 пТл/с, то есть около 2% от амплитуды сигнала (отношение сигнал/погрешность составит 18 дБ).

Для расчётов использовались часовые отрезки данных, при помощи команды MATLAB reshape() из каждого отрезка формировалась матрица из 360 столбцов. При этом столбцы отстояли друг от друга по времени на 10 сек. Затем при помощи команды diff(), рассчитывались конечные разности между соседними столбцами. После обратного преобразования матрицы получался ряд из оценок производной компонент (dH/dt , dD/dt , dZ/dt) с минимальной погрешностью, но с шагом по времени, равным шагу загружаемых данных. По ним рассчитывалась скорость изменения горизонтальной ориентированной компоненты поля $dB/dt = \sqrt{(dH/dt)^2 + (dD/dt)^2}$. Время привязки этих данных начиналось с 5й секунды часа и завершалось за 5 секунд до конца часа, т.к. при операции diff() формировался массив из 359 столбцов – то есть ряд был на 10 секунд короче исходных данных.

Разработанный алгоритм позволяет наиболее точно оценить скорость изменения поля в частотном диапазоне наиболее эффективно возбуждающих ГИТ микропульсаций. Как видно из рис. 1, оценки, полученные на минутной или секундной сетке, будут менее точными (примерно на порядок), расчёты на исходных данных будут иметь погрешность, сопоставимую с сигналом.

Для каждого часа рассчитывались среднeminутные значения модулей dB/dt , dH/dt , dD/dt , потом из них формировались матрицы 24x60 значений, которые сохранялись в специальные файлы. Потом эти файлы аккумулировались и на их основе строились распределения исследуемых величин за год. Пример распределения за 2012 г. показан на рисунке 2. При параметрах логнормального распределения, приведенных в заголовке рисунка, вероятность скорости изменения поля выше 30 нТл/мин ($\lg(dB/dt)=1.48$) составляет

$$\text{erfc}\left(\frac{1.48 + 0.19}{0.36}\right) = 8.66 \cdot 10^{-11}$$

то есть одно событие должно происходить раз в 367 лет. Однако, как мы видим, такая скорость наблюдалась в течение 8 минут за 2012 год во время SSC 24 января, 8 марта, 16 июня (а также последующей геомагнитной активности), 14 июля. Следовательно, эмпирическое значение вероятности такого события составляет $1.5 \cdot 10^{-5}$, что на 5 порядков выше ожидаемого. Таким образом, распределение хоть и похоже на логнормальное, но обладает «тяжелым хвостом», который формируется во время внезапных начал магнитных бурь и, возможно, внезапных импульсов.

Также отбирались моменты времени со скоростями изменения магнитного поля выше 20 нТл/мин и 30 нТл/мин (см. таблицу). Для каждого часа, содержащего такие события, строились графики вариаций

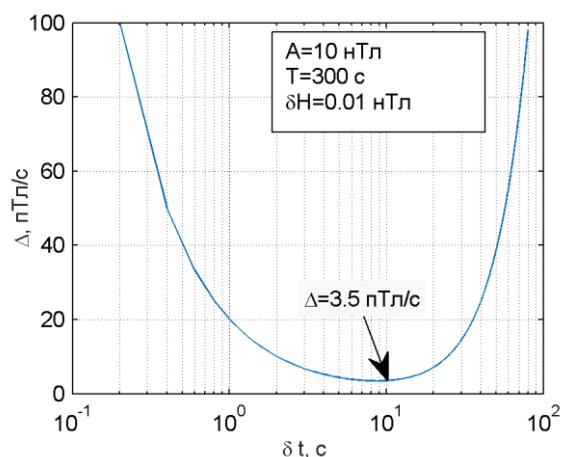


Рисунок 1. Зависимость погрешности расчёта dH/dt от шага сетки.

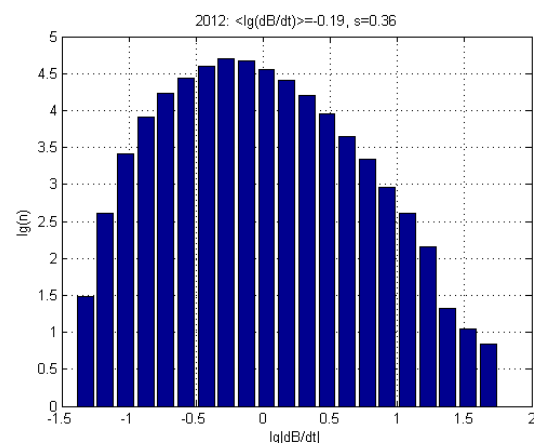


Рисунок 2. Распределение $\lg(dB/dt)$ за 2012 г. на Алтае. Среднее значение и дисперсия показаны в заголовке.

компонент ГМП, временных производных и спектры по Уэлчу от временных производных. Примеры приведены на рис. 3.

Таблица. Моменты времени в 2012 г., когда среднeminутная скорость изменения поля на Алтае превысила 20 нТл/мин. Жирным шрифтом выделены случаи превышения порога 30 нТл/мин.

Год/месяц /день	время	dB/dt	dH/dt	dD/dt	примечание	Год/месяц /день	время	dB/dt	dH/dt	dD/dt	примечание
12/01/22	08 36	20.51	18.77	8.26		12/06/16	22 40	27.70	25.41	11.03	
12/01/24	15 04	42.31	41.06	10.23	SSC 15:03		22 42	20.82	15.76	13.61	
	15 05	40.23	33.07	22.91			22 43	22.07	14.60	16.56	
	15 07	23.63	9.34	21.70			22 47	27.66	24.99	11.87	
12/03/08	11 03	32.23	28.19	15.62	SSC 11:03		22 49	32.96	31.78	8.72	
	11 25	20.01	16.56	11.25			22 50	37.67	30.93	21.51	
	11 30	20.52	16.46	12.26		12/06/17	08 46	29.60	28.36	8.47	
	13 13	20.99	20.27	5.47		12/07/05	11 52	20.78	20.32	4.35	
12/03/09	15 23	20.76	10.07	18.16	Pc5	12/07/14	18 10	30.18	29.54	6.21	SSC 18:09
12/03/12	09 16	28.31	27.60	6.31	SSC 09:15		18 11	36.45	36.35	2.72	
12/03/15	13 08	22.75	16.59	15.57	SSC 13:07	2012/07/15	01 13	20.08	16.59	11.32	Pc 3
12/04/26	03 15	20.03	14.25	14.08			03 25	20.17	13.37	15.11	
12/05/22	03 44	20.14	7.86	18.54			05 14	20.30	11.59	16.66	
12/06/16	21 15	22.40	21.88	4.81	SSC 21:15		05 32	20.04	16.42	11.50	
	22 16	30.87	27.63	13.77							

Как видно из таблицы, скорости изменения поля выше 30 нТл/мин обычно наблюдались при SSC (информация об SSC бралась в Международном центре данных в Москве <http://www.wdcb.ru/stp/data/sudden.com/ssc.dat>). При этом отмечается быстрое изменение горизонтальной компоненты, которое должно приводить к генерации ГИТ в широтно-ориентированных линиях. Однако, зачастую спустя некоторое время за счет развития волновых процессов в магнитосфере, высокие скорости изменения наблюдаются уже в обеих компонентах. Особенно показателен пример 16 июня, когда реакция на SSC была не очень сильной, а самые высокие скорости изменения поля наблюдались спустя час после SSC (см. таблицу).

Случаи со скоростью изменения поля выше 20 нТл/мин уже далеко не всегда привязаны к SSC, и здесь мы наблюдаем большее разнообразие сценариев. В частности, большая амплитуда наблюдается в скорости изменения восточной компоненты гораздо чаще и бывают случаи (24 января, 9 марта, 22 мая), когда она преобладает. В этом случае должны генерироваться ГИТ в линиях, ориентированных вдоль меридиана. Кроме случаев возбуждения высоких скоростей изменения поля за счёт волновой активности Pc5/Pi3 (см. рис. 3б,в), описанных в литературе [7], также высокие скорости изменения поля могут достигаться за счёт Pc3-волн (рис.3г). Действительно, при частоте 30 мГц, достаточно амплитуды 3 нТл, чтобы получить скорость изменения поля с амплитудой

$$dB/dt = 2\pi fA = 6.28 \cdot 0.03\text{Гц} \cdot 3\text{нТл} = 0.565\text{нТл/сек} = 33.9\text{нТл/мин}$$

Естественно, при анализе данных на основе минутных средних, активность Pc3-пульсаций невозможно оценить – видимо, поэтому в литературе нет упоминаний об этом типе процессов. Известно, что высокие скорости солнечного ветра находят свое отражение в высокоамплитудных Pc3-пульсациях. Заметим, что 15 июля 2012 г. это приводит к довольно длительному периоду высоких значений dB/dt – около 5 часов. На рисунке 3г видно, что скорость в 0.5 нТл/с достигается в течение часа многократно, однако длительность такого воздействия на электросети относительно короткая.

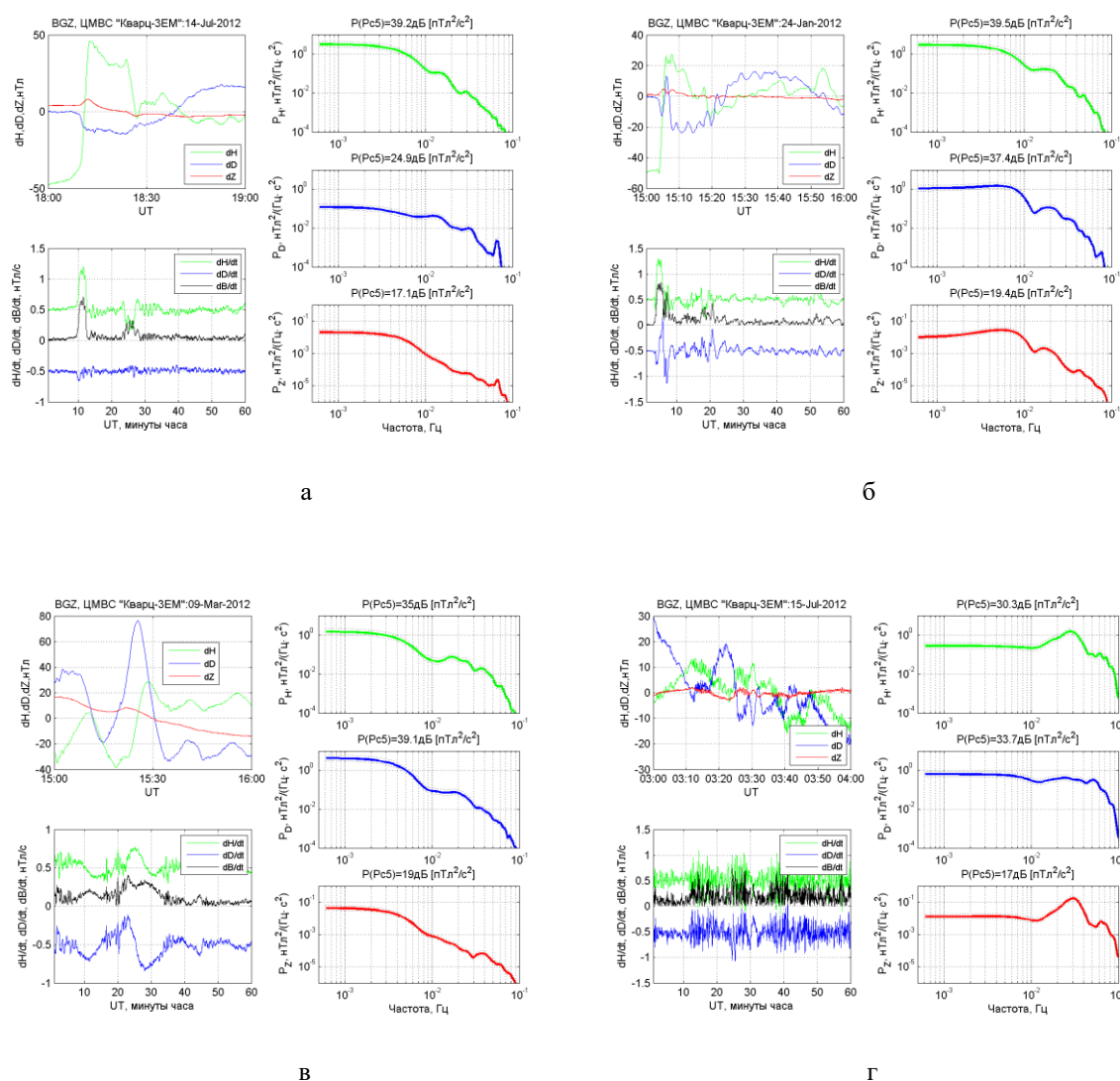


Рисунок 3. Примеры причин возникновения высоких скоростей изменения поля: а) SSC 14.07.2012 б) SSC и возбуждение волновой активности 24.01.2012 в) волновой активности в Pc5-диапазоне 09.03.2012 г) волновой активности в Pc3-диапазоне 15.07.2012.

Заключение

По данным магнитной станции «Байгазан» проведена оценка скорости изменения горизонтально ориентированных компонент геомагнитного поля $\frac{dB}{dt}$ на Алтае. Показано, что для микропульсаций класса Pc5 оптимальный шаг для расчёта $\frac{dB}{dt}$ методом центральных разностей составляет 5-10 с. Распределение $\frac{dB}{dt}$ является логнормальным, но имеет тяжелый «хвост», связанный с геомагнитными возмущениями. Выделены эпизоды превышения порога 30 нТл/мин среднеминутными значениями $\frac{dB}{dt}$ за 2012 г. – они в основном связаны со внезапными началами бурь. Порог в 20 нТл/мин превышает также в случае развития микропульсаций классов Pc5/Pi3 и Pc3.

Благодарности

Работа выполнена за счёт средств гранта РНФ 23-27-10055 и Министерства образования и науки Республики Алтай.

Литература

1. Пилипенко, В.А.: Воздействие космической погоды на наземные технологические системы, Солнечно-земная физика, 7 (3), 72-110, <https://doi.org/10.12737/szf-73202106>, 2021.
2. Gil, A., Berendt-Marchel, M., Modzelewska, R., Siluszyk, A., Siluszyk, M., Wawrzaszek, A., Wawrzynczak, A.: Review of geomagnetically induced current proxies in mid-latitude European countries, Energies, 16, 7406, <https://doi.org/10.3390/en16217406>, 2023.
3. Воробьев, А.В., Пилипенко, В.А., Сахаров, Я.А., Селиванов, В.Н.: Статистические взаимосвязи вариаций геомагнитного поля, аврорального электроджета и геоиндуцированных токов, Солнечно-земная физика, 5 (1), 48-58, <https://doi.org/10.12737/szf-51201905>, 2019.
4. Водяников, В.В., Гордиенко, Г.И., Нечаев, С.А., Соколова, О.И., Хомутов, С.Ю., Яковец, А.Ф.: Наведенные токи в линиях электропередач по данным геомагнитных вариаций, Геомагнетизм и аэронавигация, 46 (6), 853-859, 2006.
5. Бакиянов, А.И., Бетёв, А.А., Гвоздарев, А.Ю., Учайкин, Е.О.: Новая магнитная станция - Байгазан (Горный Алтай, Телецкое озеро), Глубинное строение, геодинамика, тепловое поле Земли, интерпретация геофизических полей, УрО РАН, Екатеринбург, 29-32, 2011.
6. Самарский, А.А., Гулин, А.В. Численные методы: Учеб. пособие для вузов, Наука, Москва, 1989.
7. Сахаров, Я.А., Ягова, Н.В., Пилипенко, В.А.: Геомагнитные пульсации $Pc5/Pi3$ и геоиндуцированные токи, Известия Российской академии наук. Серия физическая, 85(3), 445-450, <https://doi.org/10.31857/S0367676521030236>, 2021.

DOI: 10.51981/2588-0039.2024.47.011

СПОСОБ МОНИТОРИНГА ГЕОИНДУЦИРОВАННОГО ТОКА И УПРАВЛЕНИЯ РЕЖИМОМ ЗАЗЕМЛЕНИЯ НЕЙТРАЛИ СИЛОВОГО ТРАНСФОРМАТОРА ПРИ ПОВЫШЕННОЙ ГЕОМАГНИТНОЙ АКТИВНОСТИ

А.А. Кувшинов, В.В. Вахнина*, А.Н. Черненко, Д.А. Кретов, О.В. Федяй, Р.Н. Пудовинников

Тольяттинский государственный университет, г. Тольятти, Россия

*E-mail: VVVahnina@yandex.ru

Аннотация. Разработан способ мониторинга геоиндуцированного тока (ГИТ) в нейтрали силового трансформатора и управления режимом заземления через параллельно соединенные токоограничивающий резистор и тиристорный ключ с двухпозиционным гистерезисным управлением состояний «включен-выключен», который обеспечивает исходное состояние «включен» тиристорного ключа подачей управляющих импульсов, контролирует ток нейтрали датчиком тока на эффекте Холла, фиксирует появление геоиндуцированного тока фильтром нижних частот, шестой гармоники тока намагничивания полосовым фильтром и прекращает подачу управляющих импульсов, переводя тиристорный ключ в состояние «выключен». Предложены количественные критерии, позволяющие выбирать сопротивление заземляющего резистора, обеспечивающее ограничение ГИТ до безопасного для силового трансформатора уровня, не вызывающее насыщение магнитной системы. Показано, что фототиристоры с интегрированной в кремниевую структуру внутренней самозащитой от пробоя при прямых перенапряжениях и силовые кремниевые резисторы в качестве силовых компонентов позволяют реализовать разработанный способ мониторинга геоиндуцированного тока в нейтрали силового трансформатора и управления режимом заземления без дополнительного электрооборудования. Определен ожидаемый экономический эффект от внедрения разработанной системы мониторинга ГИТ.

Введение

Эффективно защитить электроэнергетические системы (ЭЭС) от повышенной геомагнитной активности возможно предотвратив протекание геоиндуцированных токов через нейтрали силовых трансформаторов, в первую очередь блочных трансформаторов электростанций и трансформаторов тупиковых подстанций. Для этого, например, за рубежом используются так называемые «блокираторы», которые на время повышенной геомагнитной активности разземляют нейтрали силовых трансформаторов [1]. В нашей стране включение резистора (5 – 10) Ом в нейтраль силовых трансформаторов (СТ) практикуют для ограничения токов однофазных коротких замыканий (КЗ) [2]. Допускается даже частичное разземление нейтралей силовых трансформаторов напряжением 110 кВ и 220 кВ, но с обязательным требованием защиты разземленной нейтрали ограничителем перенапряжения с допустимым рабочим напряжением частоты 50 Гц не более 0,6 фазного напряжения [3]. В любом случае не должно нарушаться условие эффективности заземления нейтрали, которое определяется величиной коэффициента заземления

$$K_3 = \frac{U_{ф.з.}}{U_{ном}} \leq 0,8, \quad (1)$$

где $U_{ф.з.}$ – напряжение на неповрежденной фазе при однофазном КЗ; $U_{ном}$ – номинальное напряжение электрической сети.

Соотношение (1) показывает, что включение заземляющего резистора не нарушает эффективности заземления нейтрали, если напряжение на неповрежденной фазе при однофазном КЗ на землю не превышает 80% линейного (или 1,4 фазного) номинального напряжения. Повышение напряжения на неповрежденной фазе обусловлено скачком напряжения на нейтрал силового трансформатора

$$U_N = k_{уд} \cdot (R + r_{з\gamma}) \cdot I_{КЗ}^{(1)},$$

величина которого максимальна при «близком» КЗ

$$U_{Nmax} = \frac{\sqrt{3} \cdot k_{уд} \cdot U_{ном} \cdot (R + r_{3y})}{x_T}, \quad (2)$$

где $I_{кз}^{(1)}$ – периодическая составляющая тока однофазного КЗ; $k_{уд}$ – ударный коэффициент тока короткого замыкания; x_T – индуктивная составляющая сопротивления короткого замыкания СТ; r_{3y} – сопротивление заземляющего устройства.

Сопротивление заземляющего устройства r_{3y} не должно превышать 0,5 Ом в любое время года [4], а напряжение на заземляющем устройстве при стекании тока КЗ на землю не должно, как правило, превышать 10 кВ. Напряжение выше 10 кВ допускается на заземляющих устройствах, с которых исключен вынос потенциалов за пределы зданий и внешних ограждений электроустановок [5].

В данной статье рассматривается разработанный в Тольяттинском государственном университете способ мониторинга ГИТ и управления режимом заземления нейтрали силового трансформатора, который учитывает указанные выше ограничения и может быть рекомендован к практическому использованию на силовых трансформаторах номинальной мощностью свыше (80-100) МВА электростанций и подстанций ЭЭС, расположенных в районах с повышенной геомагнитной активностью [6]. В разработанном способе фиксируется появление ГИТ фильтром низких частот, а также ведется идентификация текущего состояния магнитной системы силового трансформатора по 6-й гармонике тока намагничивания полосовым фильтром и по интерфейсам «токовая петля» осуществляется передача в диспетчерский пункт логического сигнала о режиме заземления нейтрали СТ.

Блок-схема и принцип работы разработанного устройства

На рисунке 1 изображена блок-схема устройства, реализующего предлагаемый способ.

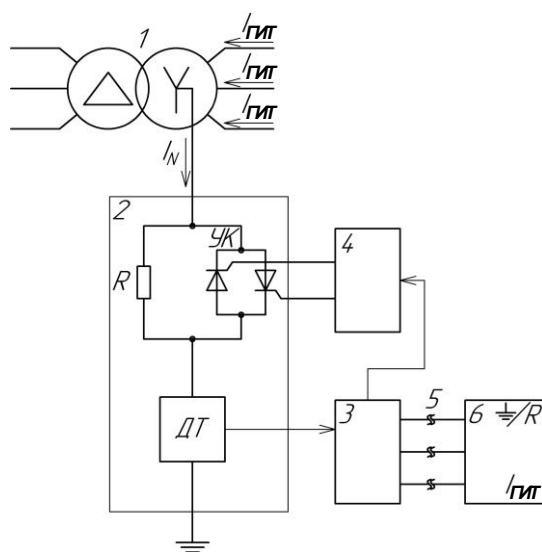


Рисунок 1. Блок-схема разработанного способа мониторинга геоиндуцированного тока и управления режимом заземления нейтрали силового трансформатора. 1 – силовой трансформатор, 2 – силовой блок, 3 – канал мониторинга тока в нейтрали, 4 – блок управления режимом заземления нейтрали, 5 – линии интерфейсов «токовая петля», 6 – диспетчерский пункт.

В нейтраль обмоток высокого напряжения силового трансформатора 1 включен силовой блок 2, в состав которого входят токоограничивающий резистор R и управляемый ключ $УК$, соединённые между собой параллельно. Управляемый ключ $УК$ образован встречно-параллельно соединёнными силовыми тиристорами. В нейтрали силового трансформатора 1 для мониторинга ГИТ установлен датчик тока $ДТ$ на эффекте Холла. Сигнал тока нейтрали, получаемый от $ДТ$, после обработки в канале мониторинга тока нейтрали 3 поступает на вход блока управления режимом заземления нейтрали 4. Проводные линии интерфейсов «токовая петля» 5 служат для связи канала мониторинга 3 с диспетчерским пунктом 6.

В исходном состоянии, когда в нейтрали силового трансформатора 1 отсутствует ГИТ, силовой блок 2 обеспечивает режим глухозаземленной нейтрали силового трансформатора 1. При появлении ГИТ в нейтрали силового трансформатора и при выполнении условия

$$I_{\text{ГИТ}(\perp)} > I_{\text{уст.ср.}} \quad (3)$$

когда магнитная система силового трансформатора 1 будет находиться в состоянии насыщения, блок управления режимом заземления нейтрали 4 подает сигнал на выключение УК, который прекращает шунтирование токоограничивающего резистора R , и силовой блок 2 переводится в режим резистивного заземления нейтрали силового трансформатора 1. В выражении (3) $I_{\text{уст.ср.}}$ – уставка срабатывания устройства, которая выбирается из условия:

$$I_{\text{уст.ср.}} = \sqrt{2} \cdot I_x, \quad (4)$$

где I_x – действующее значение паспортного тока силового трансформатора 1, выраженное в именованных единицах.

Выбор условия (4) связан с тем, что для силовых трансформаторов с броневой и бронестержневой магнитной системой при воздействии ГИТ, удовлетворяющего условию (3), т.е. при превышении амплитудного значения тока холостого хода, характеристика намагничивания холоднокатанной электротехнической стали будет смещаться в область технического насыщения.

Наиболее характерным индикатором насыщения магнитной системы СТ служат четные гармоники тока, из которых наиболее значимыми являются 2, 4 и 6. Однако 2 и 4 гармоники тока намагничивания в нейтрали силового трансформатора 2 не протекают. В нейтрали силового трансформатора 1 протекают гармоники нулевой последовательности. В результате в периоды геомагнитных возмущений и при одностороннем насыщении магнитной системы в нейтрали СТ 1 протекает ток:

$$I_{(N)} = 3 \cdot (I_{\text{ГИТ}(\perp)} + \sum_{n=3k}^{\infty} I_{\mu(n)}), \quad (5)$$

где $I_{\mu(n)}$ – амплитуда гармоник тока нулевой последовательности ($k=1,2,3,\dots$).

Формирование сигнала «Пуск» на выключение УК – перевода силового блока 2 переводится в режим резистивного заземления нейтрали силового трансформатора 1 осуществляется по совпадению условий – увеличению до заданных значений $I_{\text{ГИТ}(\perp)}$ и $I_{\mu(6)}$.

Оценка величины сопротивления заземляющего резистора

Показателем эффективности резистивного заземления нейтрали в части ограничения ГИТ является отношение

$$\frac{I_{\text{ГИТ}(R)}}{I_{\text{ГИТ}(\perp)}} = \frac{r_{\Sigma}}{r_{\Sigma} + R} = \frac{1}{1 + R^*}, \quad (6)$$

где $I_{\text{ГИТ}(R)}$ – величина ГИТ при резистивном заземлении нейтрали силового трансформатора 1; $I_{\text{ГИТ}(\perp)}$ – величина ГИТ при глухозаземленной нейтрали силового трансформатора 1; R – сопротивление заземляющего резистора; r_{Σ} – суммарное активное сопротивление обмоток высокого напряжения силового трансформатора 1, фазных проводов примыкающих ЛЭП, заземляющего устройства; $R^* = R/r_{\Sigma}$ – относительная величина сопротивления заземляющего резистора.

В общем случае, как следует из (6), уже при $R^* \geq (3 - 4)$ достигается вполне приемлемый эффект ограничения ГИТ с помощью резистивного заземления нейтрали – более 80%. Величина ГИТ в режиме резистивного заземления нейтрали должна уменьшаться заземляющим резистором R до значения, близкого к амплитуде паспортного тока холостого хода силового трансформатора 1 и определяемого соотношением

$$I_{\text{ГИТ}(R)} \cong \sqrt{2} \cdot I_x = \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{3}} \cdot \frac{S_{\text{ном}}}{U_{\text{ном}}} \cdot \frac{I_{x\%}}{100}, \quad (7)$$

где $I_{x\%}$ – паспортное значение тока холостого хода силового трансформатора 1, выраженное в процентах.

Силовые компоненты и сервисные функции устройства

В составе управляемого ключа УК наиболее удобно использовать фототиристоры типа ТФ производства ОАО «Электровыпрямитель» [7], а в составе заземляющего резистора силовые кремниевые резисторы типа РК [8], основные параметры которых представлены в таблице 1 и таблице 2 соответственно.

Выбранные приборы имеют таблеточную конструкцию, наиболее удобную для изготовления высоковольтных конструкций на любое необходимое напряжение, определяемое выражением (2), путем последовательного соединения нескольких приборов. Основная особенность фототиристоров типа ТФ заключается в том, что в кремниевую структуру интегрирована защита от пробоя при прямых

перенапряжениях, которая формирует внутренний сигнал управления и включает фототиристор при увеличении прямого напряжения до уровня 6500 В (таблица 1). Если в составе управляемого ключа используются по одному встречно-параллельно соединенному фототиристор, то амплитуда напряжения на заземляющем резисторе и нейтрали силового трансформатора не превысит 6,5 кВ.

Таблица 1. Основные характеристики фототириستоров [7].

Параметр	Значение		
	ТФ353-600	ТФ173-1000	ТФ183-2000
Напряжение переключения, В	6500	6500	6500
Повторяющееся импульсное обратное напряжение, В	7000	7000	7000
Максимально допустимый средний ток в открытом состоянии при температуре корпуса 70°C, А	773	1406	2268
Ударный ток в открытом состоянии, кА	12	24	40
Оптическая мощность управления, мВт	40	40	40

Таблица 2. Основные характеристики силовых кремниевых резисторов [8].

Параметр	Значение		
	РК143	РК173	РК273
Диаметр корпуса, мм	58	105	105
Диапазон номинальных сопротивлений, Ом	0,39-24	0,15-56	0,22-1,6
Отклонение от номинального сопротивления, %	±5	±5	±5
Номинальная мощность рассеяния, Вт	1000	4000	6000
Тип воздушного охладителя	0143-150	0173-150	0173-150

Кроме того, ударный ток в открытом состоянии фототиристоров значительно превышает амплитуду периодической составляющей тока «близких» КЗ, которая находится в диапазоне (1,42 – 25,4) кА для широкой номенклатуры силовых трансформаторов номинальной мощностью (40 – 1250) МВА и номинальным напряжением (110 – 500) кВ. Учитывая, что через каждый фототиристор будут протекать полуволны тока КЗ только одной полярности, управляемый ключ УК при выборе конкретного типа фототиристоров с учетом номинальной мощности силового трансформатора вполне способен выдержать протекание тока однофазного КЗ в течение (4 – 5) периодов.

В разработанном способе мониторинга ГИТ в нейтрали силового трансформатора и управления режимом заземления для удобства работы персонала предусмотрена дополнительная визуальная индикация «светофорного» вида: «зеленый» – ГИТ в нейтрали защищаемого трансформатора отсутствует, «желтый» – ГИТ недостаточно большой для насыщения магнитной системы; «красный» – ГИТ вызывает насыщение магнитной системы силового трансформатора.

Ожидаемый экономический эффект от внедрения разработанной системы мониторинга ГИТ
Ожидаемый экономический эффект от внедрения разработанного устройства по предварительной оценке, например, при единичном использовании в случае предотвращения катастрофических повреждений от воздействия ГИТ, требующих замены силового трансформатора, определяется стоимостью работ по замене силового трансформатора, стоимостью силового трансформатора и стоимостью средств, потерянных из-за недоотпуска электрической энергии (определяется типом трансформатора и, например, для силового трансформатора типа ТДЦ-125000/220 составит примерно (1682,46 – 4740,55) млн. руб., срок изготовления

силового трансформатора составляет примерно 11 месяцев); в случае проведения ремонтных работ – определяется стоимостью работ по ремонту силового трансформатора (например, при повреждении обмоток силового трансформатора типа ТДЦ-125000/220 составит $\approx 3,27$ млн. руб.).

Заключение

В разработанном способе мониторинга геоиндуцированного тока в нейтрали силового трансформатора и управления режимом заземления фиксируется появление ГИТ, а также ведется идентификация текущего состояния магнитной системы силового трансформатора по 6-й гармонике тока и по интерфейсам «токовая петля» осуществляется передача в диспетчерский пункт логического сигнала о режиме заземления нейтрали силового трансформатора.

Применение заземляющего резистора позволит ограничивать величину ГИТ до безопасного для силового трансформатора уровня, определяемого паспортным значением тока холостого хода силового трансформатора, а управляемого тиристорного ключа – автоматический переход в режим резистивного заземления при насыщении магнитной системы под воздействием ГИТ и возврат в режим глухозаземленной нейтрали при снижении геомагнитной активности и обеспечивать выполнение требования эффективности заземления при однофазных коротких замыканиях.

Использование в составе шунтирующего тиристорного ключа мощных фототириستоров с интегрированной в кремниевую структуру внутренней самозащитой от пробоя при прямых перенапряжениях, а в составе заземляющего резистора силовых кремниевых резисторов позволят реализовать силовой блок устройства в едином конструктиве, с единой системой воздушного охлаждения и без дополнительного электрооборудования.

Список литературы

1. Кувшинов А.А., Вахнина В.В., Черненко А.Н., Зюзин М.О. Сравнительный анализ способов защиты силовых трансформаторов систем электроснабжения от воздействия геоиндуцированных токов // Промышленная энергетика. – 2014. – №8. – С.30-35.
2. Мозгалева К.В., Неклепаев Б.Н., Шунтов А.В. Об эффективности заземления нейтралей автотрансформаторов через реактор или резистор // Электричество. – 2004. – №1. – С. 32-39.
3. СТО 56947007-29.240.01.221-2016 Руководство по защите электрических сетей напряжением 110-750 кВ от грозных и внутренних перенапряжений. ПАО «ФСК ЕЭС», 2016.
4. Правила устройства электроустановок. С.Пб.: Энергоатомиздат, 2003.
5. ГОСТ Р 58882-2020 Заземляющие устройства. Системы выравнивания потенциалов. Заземлители. Заземляющие проводники. Технические требования.
6. Патент РФ 2660481 МКИ H02H 9/08 Способ управления режимом заземления нейтрали силового трансформатора // А.А. Кувшинов, В.В. Вахнина, А.Н. Черненко. – Заявлено 26.07.2017. Оpubл. 06.07.2018. Бюл. №19.
7. Конюхов А.В., Веселова И.М., Мартыненко В.А., Халугин А.А., Гришанин А.В. Отечественные высоковольтные мощные фототиристоры с интегрированной самозащитой от пробоя // Электричество. – 2011. – №10. – С.5-11.
8. Куландин Р., Новотный С. Электронные компоненты для силовой электроники от ХКОО «НЭВЗ-Союз» // Силовая электроника. – 2009. – №2. – С.20-21.

DOI: 10.51981/2588-0039.2024.47.012

ГЕОМАГНИТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МАГНИТОСФЕРНОГО КОЛЬЦЕВОГО ТОКА И ПЛАЗМЕННЫЙ ПАРАМЕТР β СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА

Г.А. Макаров

Институт космических исследований и астрономии им. Ю.Г. Шафера СО РАН, Якутск, Россия; e-mail: gmakarov@ikfia.ysn.ru

Аннотация. По среднегодовым значениям рассмотрены связи геомагнитных индексов Dst , $SYM-H$ и $ASY-H$ с плазменным параметром β солнечного ветра в период с 1981 по 2015 гг. Получено, что с ростом солнечной активности уменьшается параметр β , что означает повышение магнитного давления солнечного ветра и, соответственно, увеличение геомагнитной активности вследствие роста уровня турбулентности солнечного ветра. Установлено, что индексы зависят от параметра β : их абсолютные величины уменьшаются с ростом β независимо от знака северо-южной компоненты межпланетного магнитного поля. Уменьшение индексов с ростом β происходит, вероятно, из-за перехода магнитосферы в спокойное состояние вследствие возрастающего преобладания в солнечном ветре теплового давления над магнитным давлением и уменьшения уровня турбулентности солнечного ветра.

1. Введение

Геомагнитные индексы Dst , $SYM-H$ и $ASY-H$ разработаны для характеристики магнитосферного кольцевого тока. Dst отражает интенсивность кольцевого тока [Sugiura and Kamei, 1991], индексы $SYM-H$ и $ASY-H$ позволяют выделять симметричную и асимметричную компоненты кольцевого тока [Iyemori et al., 1992]. Подробно методика определения индекса Dst приведена в работе [Sugiura and Kamei, 1991], а индексов $SYM-H$ и $ASY-H$ в работе [Iyemori et al., 2010]. В настоящее время выявлены вклады в индексы Dst , $SYM-H$ и $ASY-H$, кроме кольцевого тока, также токов магнитопаузы, хвоста магнитосферы и продольных токов [Alexeev et al., 1996; Maltsev et al., 1996; Kalegaev et al., 2005; Tsyganenko and Sitnov, 2005].

Связь между индексами $SYM-H$, $SYM-D$, $ASY-H$, $ASY-D$ и межпланетными параметрами по одноминутным данным рассмотрена в работах [Weygand and McPherron, 2006] и [Iyemori et al., 2010], авторы которых выявили, что в значениях индексов наблюдаются смещения. Согласно определению, данному в этих работах, смещение — это ненулевое значение индекса при магнитно-спокойных условиях. Было предположено, что смещения представляют собой суммарный вклад кольцевого тока и токовых систем магнитопаузы и хвоста, присутствующих в магнитосфере в спокойные от магнитных бурь периоды. В [Singh et al., 2013] исследовано влияние плавного и резко изменяющихся условий северо-южной компоненты ММП на низкоширотные индексы $ASY-H$ и $ASY-D$ во время магнитных суббурь. В [Shi et al., 2006] обнаружено, что при отрицательной северо-южной компоненте ММП повышение динамического давления солнечного ветра дополнительно увеличивает асимметрию кольцевого тока. Результаты также показывают, что возмущения горизонтальной составляющей геомагнитного поля на средних широтах вокруг местного полудня или полуночи, а также индекса $ASY-H$ часто содержат значительный вклад продольных токов. В [Макаров, 2022] на большом статистическом материале были рассмотрены зависимости индексов $SYM-H$ и $ASY-H$ от ключевых межпланетных параметров и получено, что при описании связи $ASY-H$ и $SYM-H$ с северо-южной компонентой ММП необходимо учитывать вклад модуля ММП.

Изменения геомагнитных возмущений и межпланетных параметров в цикле солнечной активности многократно были предметом исследований, и их основные закономерности хорошо известны (см., например, [Обридко и др., 2013; Richardson et al., 2000; Yermolaev et al., 2018]). В работе [Куражковская, 2020] обращено внимание на роль β -параметра солнечного ветра в развитии геомагнитной бури. Параметр β представляет собой отношение теплового давления в солнечном ветре к магнитному. В [Куражковская и др., 2021] установлена нелинейная связь индекса Dst от средней величины β в ходе развития магнитных бурь. В [Ермолаев и др., 2009] предложено использовать параметр β для идентификации разных типов потоков солнечного ветра.

В настоящей работе рассматривается зависимость индексов $SYM-H$ и $ASY-H$, а также Dst от северо-южной компоненты ММП и параметра β по среднегодовым значениям.

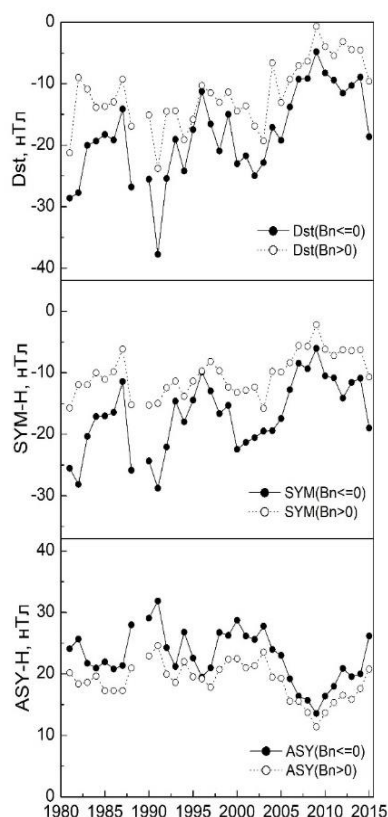


Рисунок 1. Изменения геомагнитных индексов Dst , $SYM-H$ и $ASY-H$ в период 1981-2015 гг., когда $B_n \leq 0$ (сплошные линии), и когда $B_n > 0$ (пунктирные линии).

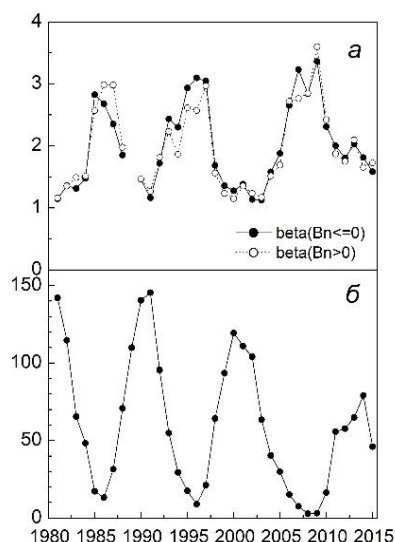


Рисунок 2. Изменения параметра β (а), и числа солнечных пятен Ri (б) в период 1981-2015 гг., когда $B_n \leq 0$ (сплошные линии), и когда $B_n > 0$ (пунктирные линии).

2. Используемые экспериментальные данные

В работе рассматриваются вариации среднегодовых значений геомагнитных индексов Dst , $SYM-H$ и $ASY-H$ и межпланетных параметров в период с 1981 по 2015 годы. Сведения об индексах взяты из Мирового центра данных по геомагнетизму (<https://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/index.html>), а о солнечном ветре и числе солнечных пятен из Центра данных космической физики НАСА (<http://omniweb.gsfc.nasa.gov/>). Компоненты межпланетного магнитного поля (ММП) в этой базе данных представлены в системе координат RTN .

3. Результаты и их обсуждение

На рис. 1 приведены изменения среднегодовых значений геомагнитных индексов Dst , $SYM-H$ и $ASY-H$ для случаев противоположных знаков северо-южной B_n -компоненты ММП – когда $B_n \leq 0$ и когда $B_n > 0$. Отчетливо видно, что при $B_n \leq 0$ значения всех 3-х индексов по абсолютной величине заметно больше, чем при $B_n > 0$ в течение всего периода. Этот факт большей геоэффективности межпланетного магнитного поля (ММП) с $B_n \leq 0$ хорошо известен.

Сравнение вариаций каждого индекса для случаев $B_n \leq 0$ и $B_n > 0$ на рис. 1 показывает, что они подобны и коэффициенты их корреляции высоки: для Dst $r = 0.871$, $SYM-H$ $r = 0.863$, $ASY-H$ $r = 0.943$. Аналогично при разных знаках B_n ММП изменяются среднегодовые значения ключевых параметров солнечного ветра V , B , B_n . Исходя из этого, вероятно, что подобие вариаций индексов при разных знаках B_n обусловлено их связью с числом солнечных пятен.

Сопоставление годовых изменений геомагнитных индексов (рис. 1) и числа солнечных пятен Ri (рис. 2, б) показывает, что Dst , $SYM-H$ и $ASY-H$ меняются относительно Ri одинаковым образом, то есть их наибольшие возмущения наблюдаются в годы максимума солнечной активности. Кросс-корреляционный анализ по выявлению сдвигов между временными рядами геомагнитных индексов без разделения данных по знаку B_n -компоненты ММП относительно ряда чисел солнечных пятен Ri показал, что, действительно, изменения всех трех индексов и Ri происходят практически синхронно. Так, например, при сдвиге ряда индекса Dst на 1 год влево относительно ряда Ri коэффициент корреляции $r = -0.638$, без сдвига $r = -0.637$, на 1 год вправо $r = -0.380$, на 2 года вправо $r = -0.122$; при сдвиге ряда $SYM-H$ получаются следующие r : -0.762 , -0.762 , -0.520 , -0.224 соответственно; при сдвиге ряда $ASY-H$ имеем 0.642 , 0.703 , 0.576 , 0.322 соответственно. Ранее связь индекса Dst с солнечной активностью была подробно исследована в работах [Echer et al., 2011; Yermolaev et al., 2013] при изучении развития геомагнитных бурь. В [Echer et al., 2011] получено, что геомагнитные бури имеют двухпиковое распределение: один пик близок к солнечному максимуму, а другой – в начале фазы спада, в [Yermolaev et al., 2013] показано, что возникновение магнитных бурь определяется различными типами межпланетных структур.

На рис. 2 представлены также изменения параметра β (а), характеризующего соотношение тепловой и магнитной энергий в солнечном ветре при разных знаках B_n ММП. Можно видеть, что изменения β практически совпадают и коэффициент их взаимной корреляции $r = 0.946$. Параметр β тесно коррелирует с числом солнечных пятен Ri , при сравнении изменений между β и Ri вне зависимости от направления ММП $r = -0.828$, то есть β и Ri изменяются в противофазе. Получено уравнение регрессии

$\beta = -0.013 \cdot Ri + 2.755$: с ростом числа солнечных пятен Ri параметр β уменьшается. Уменьшение β отражает рост магнитного давления в солнечном ветре и, соответственно, рост уровня геомагнитной активности. Отметим, что значения β больше 1 и это, вероятно, указывает на превышение теплового давления над магнитным давлением при долговременном осреднении характеристик солнечного ветра. В годы большой солнечной активности растет B и, соответственно, уменьшается параметр β . Уменьшение β отражает возрастание магнитного давления и, соответственно, максимальную турбулентность плазмы солнечного ветра. Такая закономерность описана в работах [Куражковская и др., 2021, Куражковская и Куражковский, 2023].

На рис. 3 показаны зависимости индексов от параметра β при противоположных знаках Bn ММП и приведены коэффициенты корреляции r между индексами и β . Видно, что все три индекса при южном ММП заметно больше по величине, чем при северном. Видно также, что абсолютные величины индексов уменьшаются по абсолютной величине с ростом β независимо от знака Bn ММП. Наиболее тесные связи с β проявляют $SYM-H$ и $ASY-H$ индексы, при этом $SYM-H$ сильнее зависит от β при $Bn \leq 0$ ($r = 0.744$), чем при $Bn > 0$ ($r = 0.677$), а $ASY-H$, наоборот, более выраженно связан с β при $Bn > 0$ ($r = -0.741$), чем при $Bn \leq 0$ ($r = -0.719$). Индекс Dst , аналогично $SYM-H$, но в меньшей степени, заметно коррелирует с β при $Bn \leq 0$ ($r = 0.629$) и слабее при $Bn > 0$ ($r = 0.456$). Уменьшение индексов по абсолютной величине с ростом β , вероятно, происходит из-за возрастающего преобладания в солнечном ветре теплового давления над магнитным давлением.

Графики на рис. 3 можно аппроксимировать линейными функциями: при $Bn \leq 0$ $Dst = 6.59 \cdot \beta - 31.45$, $SYM-H = 6.29 \cdot \beta - 29.46$, $ASY-H = -4.44 \cdot \beta + 31.71$, при $Bn > 0$ $Dst = 3.69 \cdot \beta - 18.92$, $SYM-H = 3.47 \cdot \beta - 17.14$, $ASY-H = -3.34 \cdot \beta + 25.45$. Коэффициенты регрессии в уравнениях индексов $SYM-H$ и Dst при $Bn \leq 0$ примерно в 1.8 раза больше, чем при $Bn > 0$. Такое соотношение коэффициентов регрессии можно понимать как то, что симметричная компонента кольцевого тока при переходе от возмущенного состояния магнитосферы в наиболее спокойное, то есть при повышении β , ослабевает сильнее при $Bn \leq 0$, чем при $Bn > 0$. В случае индекса $ASY-H$ соотношение коэффициентов различается в 1.3 раза и при $Bn \leq 0$ асимметричная компонента кольцевого тока при переходе магнитосферы в спокойное состояние также ослабевает быстрее, чем при $Bn > 0$, но с меньшей скоростью, чем симметричная компонента. Подобные соотношения получаются и для свободных членов уравнений регрессии индексов и β .

Полученная в настоящей работе зависимость Dst от β в общем виде согласуется с результатом [Куражковская и др., 2021], учитывая то обстоятельство, что мы оперировали среднегодовыми значениями данных, когда при суммировании нивелируются эффекты фаз бури и межпланетных потоков разных типов. В

цитируемой работе по среднечасовым данным установлено подобие динамики Dst и β в процессе развития геомагнитных бурь с постепенными и внезапными началами и показано, что между Dst и β связь имеет нелинейный характер.

4. Заключение

Исследование связей геомагнитных индексов Dst , $SYM-H$ и $ASY-H$ по их среднегодовым значениям с параметрами солнечного ветра в период с 1981 по 2015 гг. показало, что они соответствуют известным закономерностям: при южном направлении ($Bn \leq 0$) межпланетного магнитного поля (ММП) среднегодовые значения геомагнитных индексов Dst , $SYM-H$ и $ASY-H$ по абсолютной величине заметно больше, чем при северном направлении ($Bn > 0$) ММП в течение всего рассмотренного периода. Этот факт большей геоэффективности ММП с $Bn \leq 0$ хорошо известен. Здесь получено, что при $Bn \leq 0$ индекс Dst по величине в среднем в 1.8 раза, индекс $SYM-H$ в 1.7 раза, а индекс $ASY-H$ в 1.2 раза, больше, чем при $Bn > 0$; как и ожидалось, среднегодовые значения индекса $SYM-H$, подобно Dst , изменяются относительно числа солнечных пятен Ri в противофазе, а $ASY-H$ синфазно – экстремумы индексов наблюдаются в годы

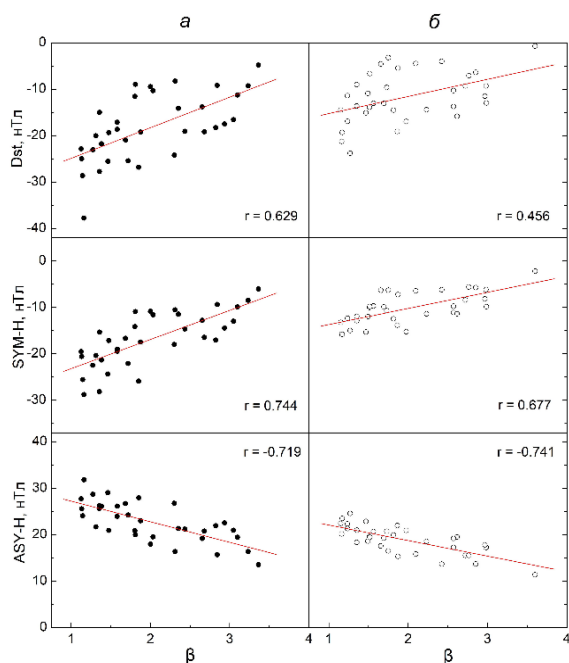


Рисунок 3. Зависимости индексов Dst , $SYM-H$ и $ASY-H$ от параметра β при $Bn \leq 0$ (а) и $Bn > 0$ (б), r – коэффициенты линейной корреляции.

максимумов и минимумов Ri ; с ростом солнечной активности уменьшается параметр β , что означает повышение магнитного давления солнечного ветра и, соответственно, увеличение геомагнитной активности вследствие роста уровня турбулентности солнечного ветра.

Основные результаты настоящей работы:

Получено, что вариации среднегодовых значений каждого из индексов *Dst*, *SYM-H* и *ASY-H* при южном и северном направлениях ММП подобны и коэффициенты их корреляции высоки: для *Dst* $r = 0.871$, для *SYM-H* $r = 0.863$, для *ASY-H* $r = 0.943$. Подобие вариаций индексов при разных знаках *B_n* обусловлено, вероятно, их связью с числом солнечных пятен.

Установлено, что индексы *SYM-H* и *ASY-H* зависят от параметра β солнечного ветра и их абсолютные величины уменьшаются с ростом β независимо от знака северо-южной компоненты межпланетного магнитного поля. Уменьшение индексов с ростом β происходит, вероятно, из-за перехода магнитосферы в спокойное состояние вследствие возрастающего преобладания в солнечном ветре теплового давления над магнитным давлением и уменьшения уровня турбулентности солнечного ветра.

Работа выполнена в рамках государственного задания (номер госрегистрации 122011700182-1).

Литература

- Ермолаев Ю.И., Николаева Н.С., Лодкина И.Г., Ермолаев М.Ю. Каталог крупномасштабных явлений солнечного ветра для периода 1976–2000 гг. // *Космические исследования*. 2009. Т. 47, № 2. С. 99–113.
- Куражковская Н.А. Глобальная возмущенность магнитосферы Земли и ее связь с космической погодой // *Солнечно-земная физика*. 2020. Т. 6, № 1. С. 51–62. DOI: 10.12737/szf-61202005
- Куражковская Н.А., Зотов О.Д., Клайн Б.И. Связь развития геомагнитных бурь с параметром β солнечного ветра // *Солнечно-земная физика*. 2021. Т. 7, № 4. С. 25–34. DOI: 10.12737/szf-74202104
- Куражковская Н.А., Куражковский А.Ю. Эффект гистерезиса между индексами геомагнитной активности (*Ap*, *Dst*) и параметрами межпланетной среды в 21–24 циклах солнечной активности // *Солнечно-земная физика*. 2023. Т. 9, № 3. С. 73–82. DOI: 10.12737/szf-93202308
- Макаров Г.А. Геомагнитные индексы *ASYH* и *SYMH* и их связь с межпланетными параметрами // *Солнечно-земная физика*. 2022. Т. 8, № 4. С. 38–45. DOI: 10.12737/szf-84202203
- Обридко В.Н., Канониди Х.Д., Митрофанова Т.А., Шельтинг Б.Д. Солнечная активность и геомагнитные возмущения // *Геомагнетизм и аэрономия*. 2013. Т. 53, № 2. С. 157–166. DOI: 10.7868/S0016794013010148
- Alexeev I.I., Belenkaya E.S., Kalegaev V.V., Feldstein Y.I., Grafe A. Magnetic storms and magnetotail currents // *J. Geophys. Res.* 1996. Vol. 101, No. A4. P. 7737–7747. <https://doi.org/10.1029/95JA03509>
- Echer E., Gonzalez W.D., Tsurutani B.T. Statistical studies of geomagnetic storms with peak *Dst* ≤ -50 nT from 1957 to 2008 // *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*. 2011. Vol. 73. P. 1454–1459. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2011.04.021>
- Iyemori T., Araki T., Kamei T., Takeda M. Mid-latitude geomagnetic indices *ASY* and *SYM* (provisional) // *Data Anal. Cent. For Geomagn. and Space Magn.* 1992. Faculty of Sci., Kyoto Univ., Kyoto, Japan.
- Iyemori T., Takeda M., Nose M., et al. Mid-latitude geomagnetic indices “*ASY*” and “*SYM*” for 2009 (Provisional). Internal Report of Data Analysis Center for Geomagnetism and Space Magnetism. Kyoto University, Japan, 2010. Available at <http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/aeasy/asy.pdf> (дата обращения 5 октября 2021 г.).
- Kalegaev V.V., Ganushkina N.Y., Pulkkinen T.I., Kubysheva M.V., Singer H.J., Russell C.T. Relation between the ring current and the tail current during magnetic storms // *Ann. Geophys.* 2005. Vol. 23. P. 523–533. <https://doi.org/10.5194/angeo-23-523-2005>
- Maltsev Y.P., Arykov A.A., Belova E.G., Gvozdevsky B.B., Safargaleev V.V. Magnetic flux redistribution in the storm time magnetosphere // *J. Geophys. Res.* 1996. Vol. 101, No. A4. P. 7697–7704.
- Richardson I.G., Cliver E.W., Cane H.V. Sources of geomagnetic activity over the solar cycle: Relative importance of coronal mass ejections, high-speed streams, and slow solar wind // *J. Geophys. Res.* 2000. Vol. 105, No. A8. P. 18,203–18,213. <https://doi.org/10.1029/1999JA000400>
- Shi Y., Zesta E., Lyons L.R., et al. Statistical study of effect of solar wind dynamic pressure enhancements on dawn-to-dusk ring current asymmetry // *J. Geophys. Res.* 2006. Vol. 111. A10216. <https://doi.org/10.1029/2005JA011532>
- Singh A.K., Sinha A.K., Pathan B.M., Rajaram R., Rawat R. Effect of prompt penetration on the low latitude *ASY* indices // *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*. 2013. Vol. 94. P. 34–40. <http://dx.doi.org/10.1016/j.jastp.2012.12.015>
- Sugiura M., Kamei T. Equatorial *Dst* index 1957–1986 // *IAGA Bull.* 1991. No. 40. 14 p.
- Tsyganenko N.A., Sitnov M.I. Modeling the dynamics of the inner magnetosphere during strong geomagnetic storms // *J. Geophys. Res.* 2005. Vol. 110. A03208. <https://doi.org/10.1029/2004JA010798>
- Weygand J.M., McPherron R.L. Dependence of ring current asymmetry on storm phase // *J. Geophys. Res.* 2006. Vol. 111. A11221. <https://doi.org/10.1029/2006JA011808>
- Yermolaev Y.I., Lodkina I.G., Nikolaeva N.S., Yermolaev M.Y. Occurrence rate of extreme magnetic storms // *J. Geophys. Res. Space Physics*. 2013. Vol. 118. P. 4760–4765. <https://doi.org/10.1002/jgra.50467>
- Yermolaev Y.I., Lodkina I.G., Nikolaeva N.S., Yermolaev M.Y., Riazantseva M.O., Rakhmanova L.S. Statistic study of the geoeffectiveness of compression regions CIRs and Sheaths // *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*. 2018. Vol. 180. P. 52–59. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2018.01.027>
- URL: <http://omniweb.gsfc.nasa.gov/> (дата обращения 29 марта 2022 г.)
- URL: <https://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/index.html> (дата обращения 29 марта 2022 г.)

DOI: 10.51981/2588-0039.2024.47.013

ВЫСОКОШИРОТНЫЕ СЦИНТИЛЛЯЦИИ GPS СИГНАЛОВ НА РАЗЛИЧНЫХ ДОЛГОТАХ ВО ВРЕМЯ БУРИ 7 НОЯБРЯ 2022 ГОДА

И.И. Шагимуратов¹, И.И. Ефишов¹, М.В. Филатов²

¹Калининградский филиал ИЗМИРАН, Калининград, Россия

²Полярный геофизический институт, Апатиты, Россия

Аннотация. В работе представлен анализ особенностей проявления ТЕС-флуктуаций в высокоширотной ионосфере на различных долготах во время геомагнитной бури 7 ноября 2022 г. Найдено, что развитие флуктуаций на разных долготах весьма похоже и происходит в соответствии с геомагнитной активностью и динамикой аврорального овала, как с его широтным положением, так и его интенсивностью. Наиболее интенсивные ионосферные неоднородности были зарегистрированы в авроральной зоне и на широтах выше 80°N, которые нами были ассоциированы с проявлением языка ионизации (ТОИ).

Введение

Ионосферные неоднородности различных масштабов на высоких широтах обуславливают флуктуации/сцинтилляции амплитуды и фазы (амплитудные, фазовые флуктуации) навигационных сигналов [Kintner et al., 2007]. На высоких широтах доминирующими являются фазовые флуктуации/сцинтилляции. Флуктуации могут вызывать сбои навигационных сигналов, срывы, скачки фазы и в конечном итоге могут приводить к нарушениям работы навигационных систем [Fabro et al., 2021; Follestad et al., 2021; Шагимуратов и др., 2022]. Неоднородности структурированы по широте в соответствии с разделением высокоширотной ионосферы на субавроральную, авроральную, полярную шапку, касп. Высокочастотные (быстрые) флуктуации, носящие название сцинтилляций, обусловлены дифракцией сигналов на мелкомасштабных неоднородностях, размеры которых сравнимы с зоной Френеля. Низкочастотные (медленные) флуктуации обусловлены рефракцией сигнала на крупномасштабных неоднородностях размерами более 300 м [Kintner et al., 2007]. Медленные флуктуации характеризуют флуктуации полного электронного содержания (TEC — Total Electron Content) вдоль луча спутник — приемник.

В настоящее время в мире насчитывается большое количество станций, обеспечивающих регулярные стандартные GPS/ГЛОНАСС-наблюдения, доступные для всех пользователей. Стандартные измерения позволяют получать данные о TEC с 30 сек интервалом. Наиболее широко используемым индикатором флуктуационной активности являются параметр ROT (Rate of TEC change) и индекс интенсивности флуктуаций ROTI. Индекс позволяет детектировать наличие ионосферных неоднородностей [Захаренкова и др., 2018, Makareivich et al., 2021]. Доступность, широкое повсеместное использование стандартных 30 сек измерений во многом определило его использование в рассматриваемой работе.

В высокоширотной ионосфере интенсивные флуктуации ассоциируются с полярными пятнами повышенной ионизации (polar patches), высыпаниями частиц в авроральном овале и каспе [Belakhovsky et al., 2021; Белаховский и др., 2022, 2023; Шагимуратов и др., 2022]. В авроральной области фазовые флуктуации обычно наблюдаются в периоды авроральных возмущений вблизи местной магнитной полуночи и тесно связаны с динамикой аврорального овала [Черноус и др., 2018]. В работе [Шагимуратов и др., 2021] показано, что при прохождении сигналов через области дискретных форм полярных сияний интенсивность флуктуаций и, соответственно, ошибки позиционирования существенно увеличиваются. Дискретные сияния характеризуются большой динамикой. На коротком интервале времени положение и форма сияний может существенно изменяться, что влияет на величину и динамику ошибок.

В рассматриваемой работе представлен анализ особенностей проявлений фазовых флуктуаций в авроральной и полярной ионосфере на долготах Европы, Гренландии и Аляски. Проведено сопоставление динамики аврорального овала с флуктуационной активностью GPS-сигналов на авроральных широтах.

Данные и метод

Для анализа широтно-долготных вариаций ионосферных неоднородностей привлекались регулярные наблюдения GPS-станций Европы, Гренландии и Аляски. В европейском секторе использовались станции, расположенные на долготе около 20°E в диапазоне широт 79°-60°N (геомагнитные широты: 76°-58° MLAT). Сеть Гренландии в большей части включает полярные станции, расположенные в каспе и полярной шапке. На долготах Аляски станции расположены в диапазоне широт 71°-59°N, (70°-57° MLAT). Каждая станция поставляет измерения с 30 сек интервалом (стандартные наблюдения). Доступность, широкое повсеместное использование стандартных 30 сек измерений во многом определило его использование в рассматриваемой работе. В качестве индикатора неоднородностей использовались индексы ROT/ROTI. Индекс ROT представляет собой скорость изменения значений TEC и используется как мера оценки активности фазовых флуктуаций. Индекс ROTI (Rate of TEC Index) представляет собой стандартное отклонение значений ROT на определенном временном интервале. Индекс ROTI характеризует интенсивность фазовых флуктуаций GPS-сигналов. Основы метода оценки TEC флуктуаций представлены в работе [Захаренкова и др., 2018].

Основные характеристики геомагнитной бури 7 ноября 2022 г. представлены на рис. 1.

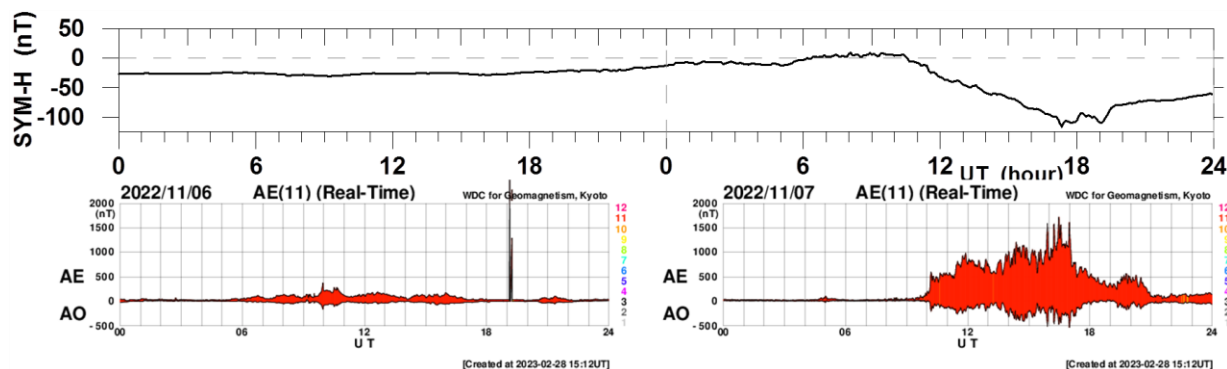


Рисунок 1. Геомагнитная обстановка 6 и 7 ноября 2022 года.

Широтное проявление флуктуаций

На рисунке 2 представлены вариации индекса ROT для всех спутников, наблюдаемых над станцией наблюдения, и интенсивность флуктуаций (ROTI) в координатах MLAT-UT (круги). Показаны флуктуации на полярных, авроральных и субавроральных станциях, расположенных на долготах Европы и Аляски. В целом поведение флуктуаций на разных долготах похоже и соответствует их геомагнитному расположению. Различие проявляется на полярных станциях NYA1 и SG27. Станция NYA1 (MLAT, 75°N), по-видимому, для данных геофизических условий, находилась в области каспа, в то время как SG27 (MLAT, 70°N) ближе к полярной границе аврорального овала. Флуктуации на полярных широтах отражают проявление дневных высыпаний [Белаховский и др., 2022], проявление флуктуаций на SG27 похоже на поведение флуктуаций на авроральной станции AB27. Интенсивность флуктуаций уменьшается с понижением широты. Экваториальная граница проявления флуктуаций на обеих долготах приходится на широты 57-59°N магнитной широты. Интересно, что по времени начала и окончания развития флуктуаций на разных долготах наблюдается сдвиг по времени около 3^х часов. Полагаем, что это обусловлено особенностями развития рассматриваемой магнитной бури.

Проявление флуктуаций на долготах Гренландии

На рисунке 3 представлены вариации ROT на отдельных станциях Гренландии. Станция JWLF (MLAT85N) находится в полярной ионосфере, где часто, во время геомагнитных бурь, наблюдается крупномасштабная структура – язык ионизации (TOI – tongue of ionization). Язык характеризуется как область повышенной ионизации, которая в результате конвекции перемещается с дневной среднеширотной ионосферы через касп в полярную шапку [Шагимуратов и др., 2024]. Язык явно проявляется в измерениях TEC на высокоширотных станциях. Наши исследования показали (работа в печати), что во время бури язык регистрировался над Гренландией в 14-16 UT. В окрестности языка могут формироваться различных масштабов ионосферные неоднородности, которые приводят к TEC флуктуациям навигационных сигналов в полярной ионосфере [Meeren et al., 2015]. На станции JWLF интенсивные флуктуации наблюдаются в окрестности 15 UT. Станции RINK(MLAT) и SENU (MLAT64°N) расположены в области аврорального овала. В широтном поведении

ROT1 выделяются два максимума области овала и более интенсивный на широтах около 85-88°N в области языка ионизации.

Долготное проявление ТЕС флуктуаций и динамика аврорального овала

Анализ широтного проявления флуктуаций показал, что наиболее ярко флуктуации наблюдаются на станциях, расположенных на авроральных широтах. На рисунке 4а показаны вариации ROT на всех пролетах спутников на авроральных станциях VARS и AB27 и интенсивность флуктуаций (круги) и их сопоставление авроральным овалом. На рисунке 4б показано структура аврорального овала во время бури для различных UT (модель Ovation). Интенсивность и структура овала представлены в координатах магнитная широта-местное магнитное время (MLAT-MLT). Станции расположены на одинаковых магнитных широтах (MLAT~66°N) на долготах Европы и Аляски.

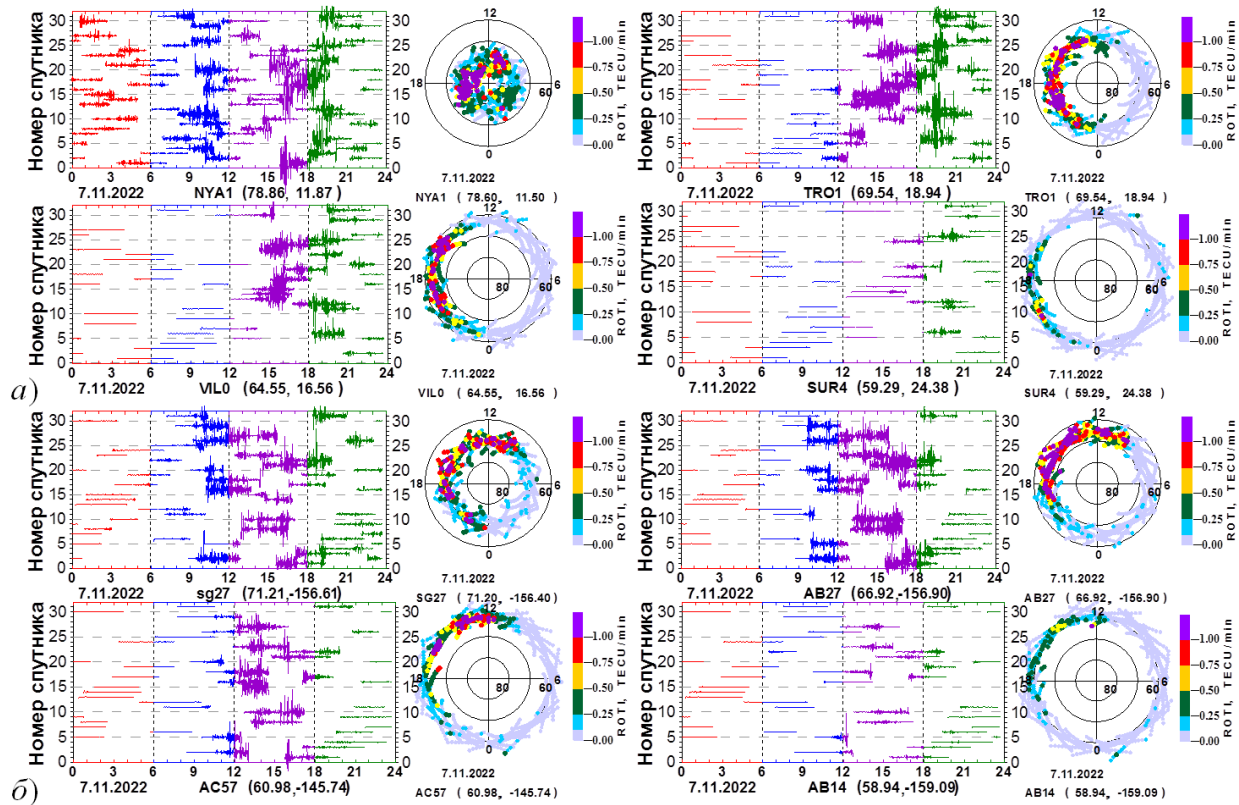


Рисунок 2. Широтное проявление ТЕС флуктуаций: Европа (а), Аляска (б).

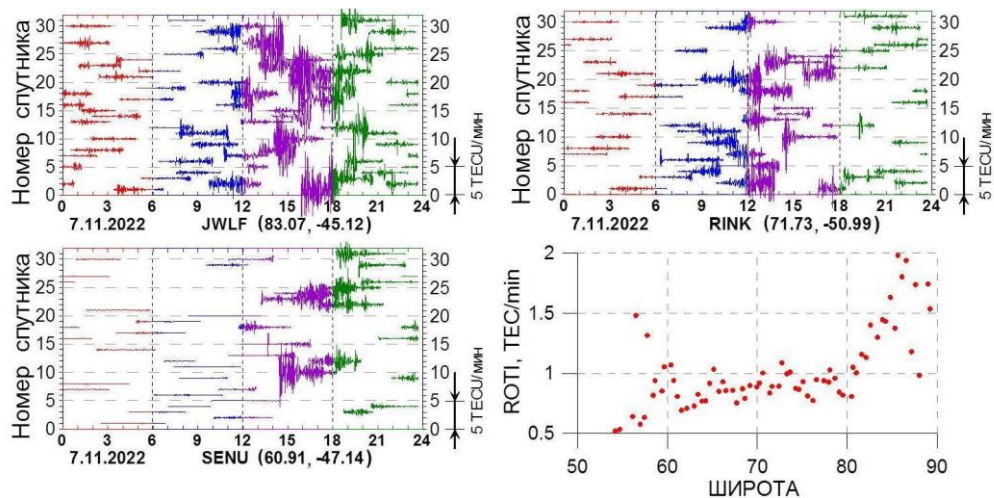


Рисунок 3. Проявление ТЕС флуктуаций (ROT) на станциях Гренландии и широтный ход интенсивности флуктуаций (ROT1).

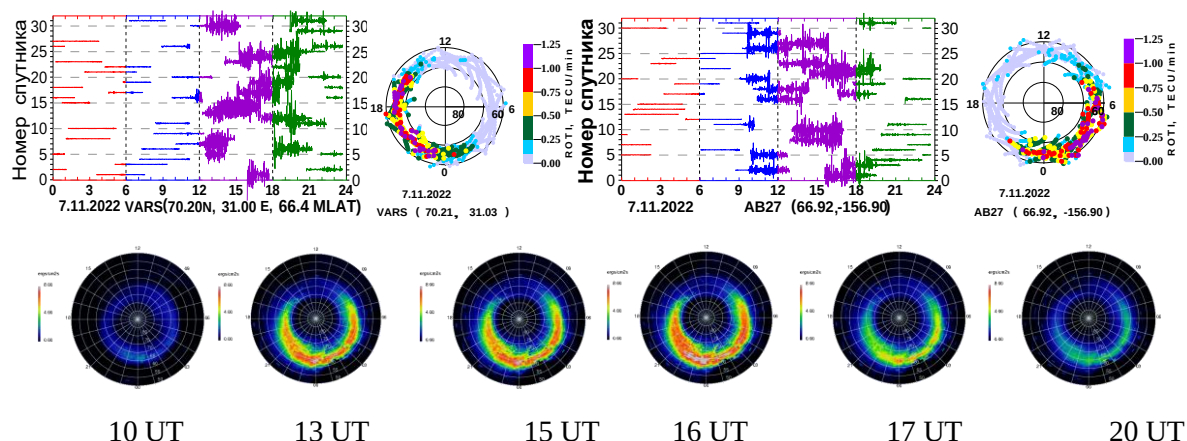


Рисунок 4.

Флуктуации проявляются на обеих станциях в дневное время. Наблюдается хорошее соответствие между развитием флуктуаций и авроральной активностью (АЕ индекс, рис.1). На разных секторах проявление флуктуаций регистрируются приблизительно в одно и, тоже мировое время (UT эффект). Максимальная интенсивность флуктуаций приходится на наибольшую интенсивность овала (интенсификации высыпаний). В целом интенсивность флуктуаций на станции AB27 несколько ниже, чем на VARS. На долготах Европы флуктуации приходились на послеполуденное магнитное время, а долготах Аляски до полудня. Так на станции VARS индекс ROTI достигал 2.1 TECU/min. на временах 20-22 MLT с положением около 64°N MLAT. На станции AB27 ROTI достигал 1.5 TECU/min. на временах 03-04 MLT с положением около 67°N MLAT. Существенно, что начало проявления флуктуаций станции AB27 приходилось на время около 10 UT, на VARS около 13 UT. Подобный сдвиг касается и окончания флуктуационной активности. Можно отметить, что в структуре аврорального овала наблюдается некоторая асимметричность относительно магнитного полудня. Это отражает особенность развития рассматриваемой геомагнитной бури.

Заключение

Для анализа пространственно-временных эффектов TEC-флуктуаций во время бури 7 ноября 2022 использовались наблюдения европейской (60° – 76° MLAT), американской (Аляска, 60° – 70° MLAT) и гренландской (62° – 85° MLAT) сети GPS-станций. Найдено, что развитие флуктуаций на разных долготах весьма похоже и развиваются в соответствии с геомагнитной активностью и динамикой аврорального овала, как с его широтным положением, так и его интенсивностью. Временное развитие флуктуаций на долготах Европы и Америки происходит практически одновременно, с временным сдвигом около трёх часов. На всех долготах максимальная интенсивность флуктуаций приходилась на 14-18 UT, во время наибольшей авроральной возмущенности. Экваториальная граница проявления флуктуаций на разных долготах достигала широт 57° – 59° MLAT. Очень интенсивные флуктуации регистрировались на широтах выше 80°N , которые ассоциированы нами с проявлением языка ионизации (TOI структуры).

Литература

- Белаховский В.Б., Джин Я., Милош В. Дневные сцинтилляции GPS сигналов по данным наблюдений на архипелаге Шпицберген // *Известия РАН, серия физическая*. 2022. Т. 86. № 3. С. 428.
- Белаховский В.Б., Будников П.А., Калишин А.С. и др. Влияние геомагнитных возмущений на сцинтилляции сигналов спутников ГЛОНАСС и GPS по данным наблюдений на Кольском полуострове // *Солнечно-земная физика*. 2023. Т. 9. № 3. С. 58.
- Захаренкова И.Е., Черняк Ю.В., Шагимуратов И.И., Клименко М.В. Особенности проявления высокоширотных ионосферных неоднородностей в наземных GPS наблюдениях, спутниковых GPS наблюдениях и спутниковых in situ измерениях над территорией России во время геомагнитной бури 17–18 марта 2015 г. // *Геомагнетизм и аэрономия*. 2018. Т. 58. № 1. С. 76.
- Черноус С.А., Шагимуратов И.И., Иевенко И.Б. и др. Авроральные возмущения как индикатор воздействия ионосферы на навигационные сигналы // *Химическая физика*. 2018. Т. 37. № 5. С. 77.
- Шагимуратов И.И., Филатов М.В., Ефишов И.И. и др. Флуктуации полного электронного содержания и ошибки GPS позиционирования, обусловленные полярными сияниями во время аврорального возмущения 27 сентября 2019 года // *Известия РАН, серия физическая*. 2021. Т. 85. № 3. С. 433.

- Шагимуратов И.И., Филатов М.В., Ефишов И.И. и др. Сезонные особенности проявления фазовых флуктуаций навигационных сигналов и ошибок позиционирования в авроральной и полярной ионосфере // *Известия РАН, серия физическая*. 2022. Т. 86. № 12. С. 1792.
- Шагимуратов И.И., Клименко М.В., Ефишов И.И. и др. Особенности развития магнитной бури 7 ноября 2022 г. по измерениям ПЭС // *Известия РАН, серия физическая*. 2024. Т. 88. № 3. С. 369.
- Belakhovsky V.B., Jin Y., Miloch W.J. Influence of different types of ionospheric disturbances on GPS signals at polar latitudes // *Ann. Geophys.* 2021. V. 39. P. 687.
- Fabbro V., Jacobsen K.S., Andalsvik Y.L., Rougerie S. GNSS positioning error forecasting in the Arctic: ROTI and Precise Point Positioning error forecasting from solar wind measurements // *J. Space Weather and Space Clim.* 2021. V. 11(12). P. 43.
- Follestad A.F., Clausen L.B.N., Moen J.I., Jacobsen K.S. Latitudinal, diurnal, and seasonal variations in the accuracy of an RTK positioning system and its relationship with ionospheric irregularities // *Space Weather*. 2021. V. 19. N. 6. e2020SW002625.
- Kintner P.M., Ledvina B.M., Paula de E.R. GPS and ionospheric scintillations // *Space Weather*. 2007. V. 5. N. 9. S09003.
- Makarevich R.A., Crowley G., Azeem I. et al. Auroral E-region as a source region for ionospheric scintillation // *JGR Space Physics*. 2021. V. 126. N. 5. e2021JA029212.
- Meeren van der C., Oksavik K., Lorentzen D.A. et al. Severe and localized GNSS scintillation at the poleward edge of the nightside auroral oval during intense substorm aurora // *JGR Space Physics*. 2015. V. 120. N. 12. P. 10,607.

DOI: 10.51981/2588-0039.2024.47.014

ВЫСЫПАНИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ, СВЯЗАННЫЕ С ОСЛАБЛЕНИЕМ НАПРЯЖЕННОСТИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В РАЙОНЕ ЮЖНО-АТЛАНТИЧЕСКОЙ АНОМАЛИИ, ВО ВРЕМЯ ГЕОМАГНИТНОЙ БУРИ 10 – 17 ОКТЯБРЯ 2017 Г.

Т.А. Яхнина, А.Г. Демехов, Т.А. Попова, А.А. Любчик

ФГБНУ «Полярный геофизический институт», г. Апатиты, Россия

Аннотация. В работе по данным спутников серии NOAA POES изучаются высыпания релятивистских (>800 кэВ) электронов (ВРЭ) наблюдаемые в верхней ионосфере Земли, связанные с ослаблением напряженности магнитного поля в районе Южно-Атлантической (Бразильской) аномалии. ВРЭ регистрировались во время геомагнитной бури 10 – 17 октября 2017 г., которая сопровождалась многочисленными суббурями. Показано, что несмотря на меньшую максимальную интенсивность (потоки $10^3 - 10^4$ (см² с ср)⁻¹) по сравнению с другими высыпаниями (связанными с ЭМИЦ и свистовыми волнами, а также с питч-угловой диффузией в области большой кривизны силовых линий геомагнитного поля), их вклад в опустошение радиационного пояса может быть существенным. Отчасти это обусловлено их большей продолжительностью (20-220 с). Проведен анализ влияния суббуревой активности на частоту появления таких ВРЭ.

Введение

Высыпания релятивистских (>800 кэВ) электронов (ВРЭ), наблюдаемые в ионосфере и магнитосфере Земли, делятся на три группы, каждая из которых имеет свой механизм образования и характерные особенности [Yahnin et al., 2016, 2017]. Высыпания 1й группы связаны с нарушением 1-го адиабатического инварианта вследствие малого радиуса кривизны силовых линий в ночном секторе [Sergeev and Tsyganenko, 1982; Imhof et al., 1991]. Эти высыпания наблюдаются вблизи границы изотропии потоков энергичных электронов. ВРЭ 2й группы всегда наблюдаются одновременно с интенсивными высыпаниями энергичных электронов. По-видимому, они связаны с возбуждением очень низкочастотных (ОНЧ) волн. ВРЭ 3й группы, сопровождаемые высыпаниями локализованных энергичных протонов (>39 кэВ), связаны с электромагнитными ионно-циклотронными (ЭМИЦ) волнами [Yahnin et al., 2016]. Все эти ВРЭ являются локализованными (продолжительность пролета низкоорбитального спутника через их область 6-30 с) и довольно интенсивными (с максимальными потоками до 10^6 (см² с ср)⁻¹). Кроме представленных выше наблюдаются ВРЭ, связанные с ослаблением напряженности магнитного поля в районе Южно-Атлантической аномалии. Поскольку эта аномалия существует всегда, то ВРЭ, регистрируемые над ней, тоже должны наблюдаться всегда при наличии энергичных частиц в магнитосфере. В данной работе изучаются такие ВРЭ во время геомагнитной бури 10 – 17 октября 2017 г., которая сопровождалась многочисленными суббурями. Рассмотрено влияние суббуревой активности на частоту появления ВРЭ, связанных с ослаблением напряженности магнитного поля в районе Южно-Атлантической аномалии.

Данные

Для определения потоков высыпающихся и захваченных (с питч-углами вблизи 0° и 90°, соответственно) электронов использованы данные низкоорбитальных спутников NOAA POES, оснащенных детектором протонов и электронов средней энергии (Medium Energy Proton and Electron Detector, MEPEd) [Evans and Greer, 2004]. Потоки электронов с энергией ~ 1 МэВ определялись по данным канала Р6 протонного телескопа, изначально предназначенного для регистрации протонов с энергиями $>6,9$ МэВ. Как показано в работе Yando et al. [2011], этот канал имеет близкую к номинальной чувствительность к электронам с энергией >800 кэВ, т.е. он может быть использован для измерения этих частиц в отсутствие протонов с энергией $>6,9$ МэВ. Отсутствие таких протонов контролируется по малости потока в канале Р5, который нечувствителен к электронам. Магнитное поле, рассчитанное на орбите спутников по модели IGRF, также взято из данных NOAA (<https://cdaweb.gsfc.nasa.gov/>).

Наблюдения и результаты

Вариации потоков высыпающихся и захваченных энергичных электронов в зависимости от интенсивности напряженности магнитного поля в окрестности спутника, над Южно-Атлантической аномалией показаны на рис. 1 и рис. 2 для вечернего и утреннего секторов местного локального времени (MLT), соответственно. Наблюдаемые высыпания (рис. 1, справа) имеют малую интенсивность (потоки $10^3 - 10^4$ (см² с ср)⁻¹) и

большую продолжительность (до 3 минут). По-видимому, они возникают благодаря попаданию энергичных частиц в дрейфовый конус потерь в искаженном магнитном поле [Blake et al., 2001]. На рис. 1 слева наклонной линией показано изменение магнитного поля в окрестности спутника в южном полушарии. Вертикальная линия соответствует широте максимального потока как высыпающихся, так и захваченных релятивистских электронов, показанных на рис. 1 справа для трёх последовательных пролетов спутника NOAA-15 в вечернем секторе при близких значениях MLT.

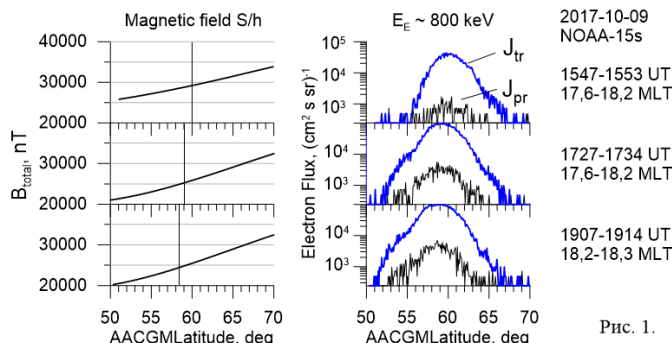


Рис. 1.

Видно, что уменьшение широты максимального потока, измеренного на спутнике, соответствует уменьшению величины магнитного поля.

Чем меньше величина магнитного поля в окрестности спутника, тем больше поток ВРЭ.

Широтный размер области высыпаний на спутнике NOAA-15 в 1907-1914 UT составил ~ 10 градусов.

Подобная картина наблюдается и во время трех пролетов спутника MetOp-2 в южном полушарии в утреннем секторе (рис. 2).

Величина максимального потока от пролета к пролету смещается на большие широты, магнитное поле при этом увеличивается, а интенсивность ВРЭ уменьшается.

Известно, что ранее изученные три группы высыпаний наблюдаются при усилении геомагнитной активности. Рассмотрим связь с активностью высыпаний, обязанных своим

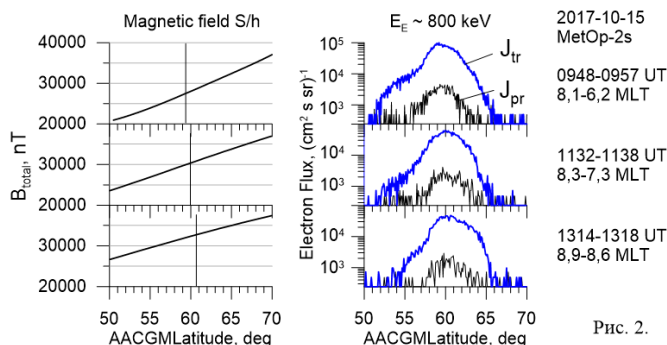


Рис. 2.

происхождением аномалии магнитного поля. Поскольку эти ВРЭ имеют как общий механизм, так и сходные характеристики, их можно отнести к отдельной (4й) группе.

На рис. 3 показаны: количество (отдельно по полушариям и общее) (рис. 3а), широта (рис. 3б) и интенсивность (поток рис. 3в) высыпаний во время умеренной (SYM-H=-65 nT) магнитной бури. Широта определялась как среднее значение за сутки по всем событиям выбранного интервала, при любых значениях MLT и напряженности магнитного поля.

Интенсивность высыпаний определялась по данным только одного спутника — MetOp-1. Постоянство орбиты спутника в геоцентрической солнечно эклиптической системе координат позволяет проводить измерение потока в определенном месте пространства, в одинаковое время суток (UT), при одинаковых значениях магнитного поля B_{tot} и широты AACGMLat. Это важно, поскольку величина магнитного поля в области аномалии оказывает большое влияние на интенсивность ВРЭ 4 группы (см. рис. 1 и 2).

В соответствии со свойствами орбиты MetOp-1, поток в утреннем секторе (7,3-7,5 MLT) определялся около 07:30 UT, поток в вечернем секторе (21,1-21,6 MLT) — около 21:30 UT. Интенсивность высыпаний изменялась одинаково в обоих секторах (рис. 3в).

В начале главной фазы (до 12 октября 2017) все перечисленные параметры уменьшались. Например, количество ВРЭ 4 группы уменьшилось в 4 раза. Широта наблюдения ВРЭ, также

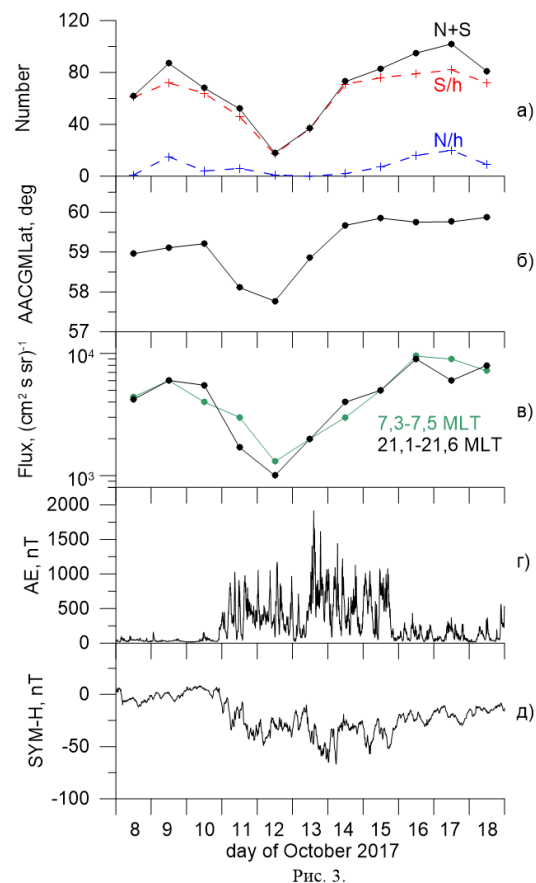


Рис. 3.

уменьшилась до минимума 12 октября (рис. 3б). Поток за это же время уменьшился на порядок (рис. 3в). После 12 октября количество, широта и интенсивность ВРЭ 4 группы непрерывно увеличивались и к концу события достигли более высоких значений, чем в начале. Это увеличение началось еще во время уменьшения индекса SYM-H, т. е. до окончания главной фазы бури.

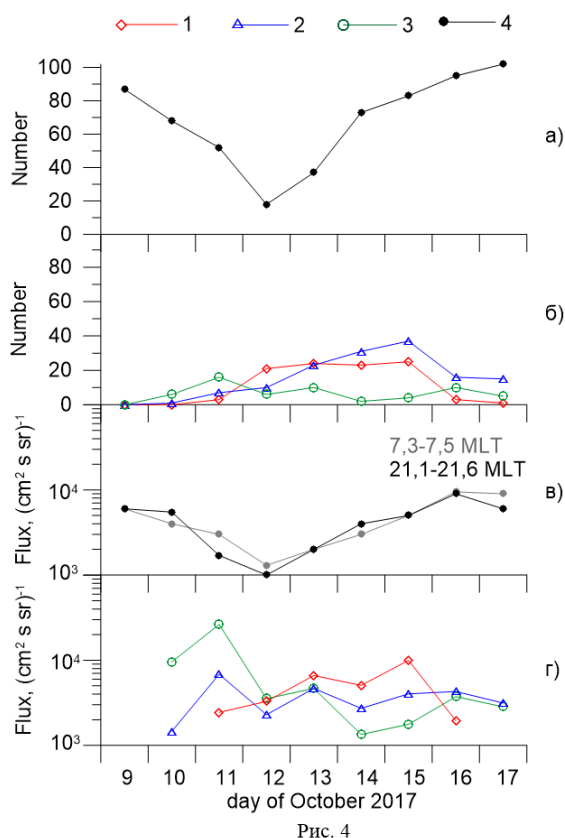


Рис. 4

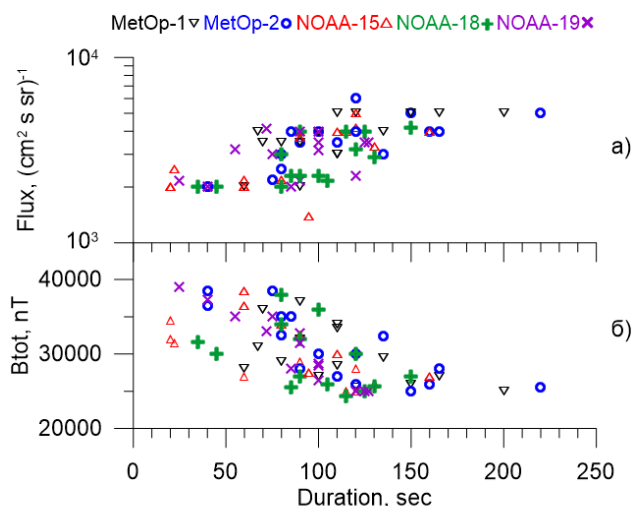


Рис. 5.

Поскольку высыпание всех упомянутых групп частиц осуществляются из «одного резервуара» внешнего радиационного пояса, представляет интерес сравнить их количество и интенсивность в рассматриваемом интервале (рис. 4).

Количество зарегистрированных высыпаний 4й группы показано на рис. 4а, а на рис. 4б – остальных трёх групп (обозначения групп показаны сверху). В то время, когда растет количество ВРЭ 2й и 3й групп, имеющих максимальную интенсивность (рис. 4г), количество ВРЭ 4й группы уменьшается (рис. 4а) как и поток высыпающихся частиц. Возможно, это происходит за счет высыпавшихся энергичных электронов в первых трёх группах, что привело к уменьшению общего количества энергичных частиц в радиационном поясе и, соответственно, к уменьшению числа частиц, попадающих в дрейфовый конус потерь. После 12 октября во время сильной суббулевой активности (см. рис. 3г), по-видимому, появились новые частицы, что могло способствовать росту количества и интенсивности ВРЭ 1й, 2й и 4й групп. При этом количество ВРЭ 3й группы не увеличилось, а их интенсивность заметно уменьшилась по сравнению с той, которая была в начале магнитной бури. Вероятно, это обусловлено ослаблением кольцевого тока в вечернем секторе, где генерируются наиболее интенсивные ЭМИЦ волны, ответственные за высыпания 3й группы.

Анализ продолжительности ВРЭ 4 группы проведен для 15 октября по данным наблюдения высыпаний на пяти спутниках (рис. 5).

Продолжительность пролета спутника через область высыпаний, связанных с изменением напряженности магнитного поля в области аномалии, определялась по уровню потока 10^3 ($\text{cm}^2 \text{ s sr}^{-1}$). Она характеризует широтный размер области высыпаний.

Широтный размер и интенсивность (поток) увеличиваются с уменьшением напряженности магнитного поля в окрестности спутника (рис. 5).

Обсуждение и выводы

В работе исследованы высыпания релятивистских электронов, регистрируемые над областью Южно-Атлантической магнитной аномалии в течение интервала 8-18 октября 2017 г., включающего магнитную бурю. Это неинтенсивные ($10^3 - 10^4$ ($\text{cm}^2 \text{ s sr}^{-1}$)) и продолжительные (до 3 минут) ВРЭ. Их общий механизм и сходные характеристики дают основание отнести их к отдельной 4й группе, отличающейся от ранее изученных трёх групп [Yahnin et al., 2016, 2017]. Поскольку ВРЭ 4 группы связаны с магнитной аномалией, расположенной в южном полушарии, то и наблюдаются эти высыпания, в основном, здесь же, в южном

полушарии (рис. 3а). Важно, что они могут наблюдаться не только во время усиления геомагнитной активности, но и в спокойные периоды, имея при этом меньшую интенсивность [Яхнина и др., 2023]. Сравнение количества зарегистрированных ВРЭ 4й группы в один и тот же период времени по данным одних и тех же спутников с количеством ранее изученных ВРЭ 1й, 2й и 3й групп показало явное преимущество (в разы) ВРЭ 4й группы. Это преобладание по суточному числу наблюдений сохраняется даже во время главной фазы бури, когда количество и интенсивность ВРЭ 4й группы снижаются.

Другой особенностью ВРЭ 4й группы является их большая протяженность по широте (продолжительность пролета спутника через область высыпаний до 3 минут) в отличие от локализованных ВРЭ 1й, 2й, 3й групп, для которых продолжительность пролета составляет до 30 секунд.

Интенсивность ВРЭ 4 группы остается невысокой на протяжении всего рассмотренного интервала, но при этом она сравнима со средней интенсивностью ВРЭ 1 и 2 групп. Отметим, что в конце возмущенного интервала, когда и количество, и интенсивность ВРЭ 1, 2, 3 групп сильно уменьшились, для ВРЭ 4 группы эти показатели остались высокими (рис. 4а, в).

Механизм формирования ВРЭ 4 группы предполагает наличие достаточного количества энергичных частиц в радиационном поясе. В искаженном магнитном поле энергичные частицы попадают в дрейфовый конус потерь и высыпаются. Отметим, что заполнение дрейфового конуса потерь может происходить за счет всех механизмов, обуславливающих высыпания 1й, 2й и 3й групп. Увеличение количества и интенсивности высыпаний 4-й группы в конце главной и во время восстановительной фазы бури могло быть связано с дополнительным ускорением электронов до релятивистских энергий за счет разных факторов и, в частности, за счет повышенной суббулевой активности.

На основании полученных результатов можно сделать вывод, что высыпания релятивистских электронов, связанные с ослаблением напряженности магнитного поля в районе Южно-Атлантической аномалии, могут вносить существенный вклад в потери частиц из радиационного пояса.

Благодарности. Работа поддержана Российским научным фондом, грант № 22-62-00048. Авторы благодарят за свободный доступ к данным спутников NOAA POES и информации о параметрах солнечного ветра, об индексах активности AE и SYM-H из базы данных OMNI, полученных на сайте <https://cdaweb.gsfc.nasa.gov/>

Литература

- Яхнина Т.А., Попова Т.А., Любчик А.А., Демехов А.Г. Проявление межполушарной асимметрии магнитного поля в потоках заряженных захваченных и высыпающихся частиц на низкоорбитальных спутниках в спокойных и возмущенных условиях // *Proceedings of XLVI Annual Seminar “Physics of Auroral Phenomena” - Apatity: Kola Science Center RAS.* 2023. P. 80-83. <https://doi.org/10.51981/2588-0039.2023.46.017>
- Blake J.B., Inan U.S., Walt M., Bell T.F., Bortnik J., Chenette D.L., Christian H.J. Lightning-induced energetic electron flux enhancements in the drift loss cone // *J. Geophys. Res.* 2001. V.106, No.A12. P.29733-29744. <https://doi.org/10.1029/2001JA000067>
- Evans D.S., Greer M.S. Polar orbiting environmental satellite space experiment monitor-2: Instrument descriptions and archive data documentation // NOAA Tech. Memo 1.4, Boulder, Colorado: NOAA OARL Space Environment Center, 2004.
- Imhof W.L., Voss H.D., Mobilia J., Datlowe D.W., Gaines E.E. The precipitation of relativistic electrons near the trapping boundary // *J. Geophys. Res.* 1991. V.96, No.A4. P.5619–5629. <https://doi.org/10.1029/90JA02343>
- Sergeev V.A., Tsyganenko N.A. Energetic particle losses and trapping boundaries as deduced from calculations with a realistic magnetic field model // *Planet. Space Sci.* 1982. V.30, No.10. P.999–1006. [https://doi.org/10.1016/0032-0633\(82\)90149-0](https://doi.org/10.1016/0032-0633(82)90149-0)
- Yahnin A.G., Yahnina T.A., Raita T., Manninen J. Ground pulsation magnetometer observations conjugated with relativistic electron precipitation // *J. Geophys. Res. Space Physics.* 2017. V.122, No.9. P.9169-9182. <https://doi.org/10.1002/2017JA024249>
- Yahnin A.G., Yahnina T.A., Semenova N.V., Gvozdevsky B.B., Pashin A.B. Relativistic electron precipitation as seen by NOAA POES // *J. Geophys. Res. Space Physics.* 2016. V.121, No.9. P.8286-8299. <https://doi.org/10.1002/2016JA022765>
- Yando K., Millan R.M., Green J.C., Evans D.S. A Monte Carlo simulation of the NOAA POES Medium Energy Proton and Electron Detector instrument // *J. Geophys. Res.* 2011. V.116. A10231. <https://doi.org/10.1029/2011JA016671>

DOI: 10.51981/2588-0039.2024.47.015

ШИРОТНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК НОЧНЫХ АВРОРАЛЬНЫХ ВЫСЫПАНИЙ В ПЕРИОДЫ НАЧАЛА СУББУРЬ

В.Г. Воробьев¹, О.И. Ягодкина¹, Е.Е. Антонова^{2,3}, И.П. Кирпичев³

¹Полярный геофизический институт, г. Апатиты (Мурманская обл.)

²Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобелевича Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова, г. Москва

³Институт космических исследований, г. Москва

Аннотация. В работе рассмотрены широтные профили характеристик авроральных высыпаний на высотах ионосферы, полученные по наблюдениям спутника DMSP F7, и радиальное распределение ионного давления в экваториальной плоскости по данным спутников миссии THEMIS в спокойные периоды и в моменты близкие к авроральному брейкпапу. Определены средние широтные профили ионного давления на низких высотах и проведено их сопоставление с усредненными распределениями давления в экваториальной плоскости при близких средних значениях параметров солнечного ветра и геомагнитной активности. Показано, что, если в спокойных геомагнитных условиях максимум давления на низких высотах проецируется на геоцентрические расстояния в ~ 7 -8 Re, то перед началом фазы развития суббури он проецируется на расстояние ~ 5 -6 Re. Проведены оценки яркости аврорального свечения в эмиссии 557.7 нм, рассчитанные по наблюдениям средней энергии и потока энергии высыпающихся электронов спутником F7.

1. Введение

Широтное распределение потоков высыпающихся электронов и ионов в авроральной зоне крайне изменчиво и зависит как от состояния межпланетной среды, так и от уровня возмущенности магнитосферы и ионосферы. Усредненные характеристики авроральных высыпаний по данным DMSP могут дать некоторое представление об особенностях широтного распределения высыпаний в различных геофизических ситуациях. Для получения средних характеристик высыпаний необходимо выделить некую особую или реперную черту высыпаний, которую можно было бы определить в каждом пересечении спутником авроральной зоны и относительно которой с физической точки зрения целесообразно было бы определять характеристики высыпаний. Такой реперной точкой на широтном профиле высыпаний может быть широта границы $b2i$, [Newell et al., 1996], на которой наблюдается максимум потока высыпающихся ионов с энергией 0.3 -30 кэВ. Положение границы $b2i$ вблизи полуночи близко совпадает (коэффициент корреляции $r = 0.92$) с положением границы изотропизации (ГИ) ионов с энергией ~ 30 кэВ [Newell et al., 1998]. Считается, что широта этой границы характеризует вытянутость магнитных силовых линий ночной магнитосферы в антисолнечном направлении. Такую вытянутость обычно связывают с ростом поперечных токов хвоста магнитосферы во время предварительной фазы суббури, но она может быть обусловлена также и ростом частичного кольцевого тока.

Авроральные высыпания, регистрируемые спутниками DMSP на широтах выше $b2i$, характеризуются как изотропные. В условиях магнитостатического равновесия в изотропной плазме ее характеристики остаются постоянными вдоль силовой линии геомагнитного поля. Таким образом, с одной стороны, можно получить характеристики магнитосферной плазмы, проектируя данные, полученные на высотах ионосферы в экваториальную плоскость магнитосферы с использованием какой-либо модели магнитного поля. С другой стороны, условие равенства характеристик ионов в ионосфере и магнитосфере позволяет проецировать широтные профили авроральных высыпаний, полученные на высотах ионосферы, в экваториальную плоскость магнитосферы без использования каких-либо моделей магнитного поля методом "морфологического проецирования" в соответствии с классификацией [Paschmann et al., 2002].

Целью настоящей работы является изучение широтного распределения характеристик ночных авроральных высыпаний в спокойные периоды и в периоды начала магнитосферных суббурь, изучение пространственного распределения и динамики протонных и электронных высыпаний в период фазы зарождения суббури и определение методом «морфологического проецирования» области локализации аврорального брейкпапа в экваториальной плоскости магнитосферы.

2. Данные и методика

Для анализа характеристик авроральных высыпаний использовались данные спутника DMSP F7 в 3-х часовом интервале 21:00- 24:00 MLT. Спутник имел почти круговую полярную орбиту с высотой ~835 км и периодом обращения ~101 мин. Каждую секунду спутник регистрировал спектр высыпающихся частиц в диапазоне энергий от 32 эВ до 30 кэВ в 19-и каналах, распределенных по энергиям в логарифмической последовательности.

В качестве первичного материала в работе использована база данных спутника DMSP F7 за 1986 г. Кроме характеристик высыпающихся частиц и сведений об уровне магнитной активности, база данных для каждого пролета спутника через зону авроральных высыпаний содержит необходимые для целей настоящего исследования сведения о фазах магнитной суббури. Каждая из фаз суббури дополнительно разбита на три равные по временному интервалу подфазы, соответствующие начальной, средней и заключительной стадии каждой из фаз. Для каждого индивидуального пересечения спутником авроральной зоны, выбранного из соответствующей категории базы данных, состояние геомагнитной активности и фазы магнитосферной суббури определялись дополнительно детальным анализом 1-мин значений AL-, SYM/H - и PC – индексов магнитной активности. Вариации Vz-компоненты ММП и динамического давления солнечного ветра Psw также использовались при наличии соответствующих данных на страницах OMNI Web (<http://cdaweb.gsfc.nasa.gov/>).

При анализе характеристик авроральных частиц по данным спутника F7, кроме их средних энергий и потоков энергии, для высыпающихся ионов использованы значения ионного давления (P_i), а для высыпающихся электронов I_{5577} - интенсивность свечения в эмиссии (OI) 557.7 нм. Методика определения ионного давления по измерениям спутников DMSP опубликована в работе [Stepanova et al., 2006]. При расчете интенсивности свечения эмиссии (OI) 557.7 нм принимались во внимание процессы образования электронно-возбужденного атома $O(^1S)$ в результате переноса энергии возбуждения из метастабильного состояния $N_2(A^3\Sigma_u^+)$, возбуждение $O(^3P)$ первичными и вторичными электронами и диссоциативная рекомбинация.

3. Характеристики ночных авроральных высыпаний в магнитоспокойные периоды

К спокойным периодам были отнесены пролеты спутника, наблюдаемые при низком уровне магнитной активности ($AL > -100$ нТл) и при отсутствии магнитных вариаций амплитудой более 50 нТл во временном интервале примерно 2 ч до и после регистрации спутником высыпаний авроральной зоны. Такой детальный анализ позволяет отделить «истинно» магнитоспокойные периоды от интервалов с низким уровнем магнитной активности, но относящимся в фазе зарождения суббури или к интервалам незначительного роста магнитной активности, обусловленных кратковременными поворотами на юг Vz-компоненты ММП.

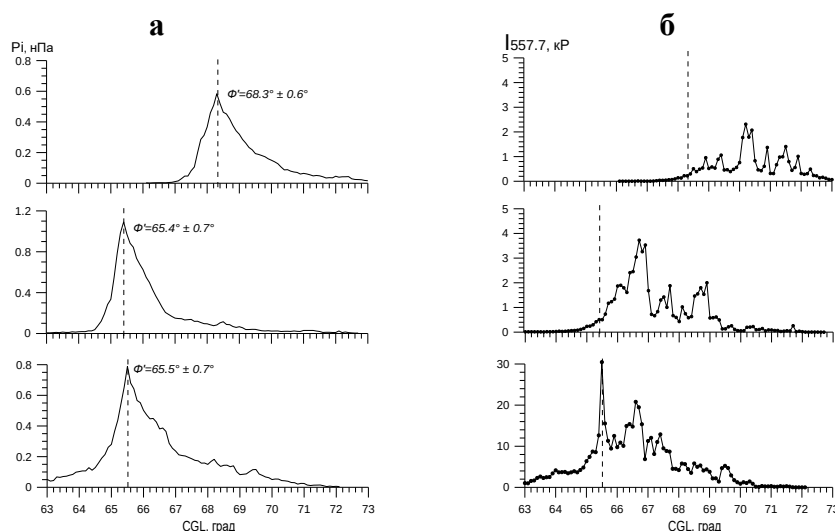


Рисунок 1. Средние широтные распределения ионного давления (а) и интенсивности свечения эмиссии 557.7 нм (б) в периоды различных фаз суббури: верхняя панель – магнитоспокойный период, средняя панель – заключительная стадия фазы зарождения, нижняя панель – начальная стадия фазы развития суббури.

Среднее широтное распределение ионного давления в спокойные периоды показано на верхней панели рис. 1а. Кривая получена методом наложения эпох относительно $b2i$, средняя широта которой в спокойные периоды составляет $\Phi' = 68.3^\circ \pm 0.6^\circ$ CGL и обозначена вертикальной штриховой линией. Средние значения индексов магнитной активности и параметров межпланетной среды в периоды пролетов спутника указывают на очень низкий уровень геомагнитной активности: $\langle AL \rangle = -12$ нТл, $\langle Dst \rangle = -2$ нТл, $\langle IMF B_z \rangle = +2.3$ нТл и $\langle P_{sw} \rangle = 2.5$ нПа.

Значение средней энергии высыпающихся электронов в диапазоне энергий 1-10 кэВ слабо влияет на уровень свечения эмиссии 557.7 нм, поэтому широтный ход эмиссии примерно соответствует широтному распределению потока энергии высыпающихся электронов. Согласно верхней панели рис. 1б, электронные высыпания регистрируются даже в «экстремально» спокойные периоды. Сияния наблюдаются к полюсу от границы $b2i$ на широтах примерно $68^\circ - 72^\circ$ CGL. Свечение в этот период можно отнести к субвизуальным или очень слабым полярным сияниям, исключая довольно резкие локальные увеличения потока энергии высыпающихся электронов на широтах $70^\circ - 72^\circ$ CGL, которые, по всей вероятности, связаны с дугами сияний спокойного аврорального овала.

Широтное распределение характеристик высыпаний в спокойные периоды получено усреднением данных по 20 пролетам спутника через зону высыпаний. Увеличение числа пролетов спутника для получения средних характеристик не приводит к существенному изменению широтного профиля ионного давления. Однако в области дискретных электронных высыпаний приведет к сильному сглаживанию потоков энергии высыпающихся электронов и, соответственно, к уменьшению средних значений яркости свечения.

4. Характеристики авроральных высыпаний в периоды до и после начала фазы развития суббури

Среднее распределение ионного давления в заключительную стадию фазы зарождения суббури, примерно в интервале 15-и мин до начала фазы развития (T_0) показано на средней панели рис. 1а. Широтное распределение ионного давления получено усреднением данных по 18 пролетам спутника через зону высыпаний. Средние параметры магнитной активности и межпланетной среды в этих пролетах спутника составляют: $\langle AL \rangle = -65$ нТл, $\langle B_z \text{ ММП} \rangle = -1.4$ нТл, $\langle P_{sw} \rangle = 3.3$ нПа. Рисунок показывает, что по отношению к спокойным условиям в период фазы зарождения суббури граница $b2i$ сместилась к экватору и перед самым началом фазы развития суббури в среднем располагается на широте $\Phi' = 65.4^\circ \pm 0.7^\circ$ CGL. Величина ионного давления на $b2i$ увеличивается от $\langle P_i \rangle = (0.6 \pm 0.1)$ нПа в спокойные периоды до $\langle P_i \rangle = (1.1 \pm 0.1)$ нПа в заключительную стадию фазы зарождения.

Среднее широтное распределение ионного давления в начальный период фазы развития суббури иллюстрирует нижняя панель рис. 1а. Усреднение проводилось по 16 пролетам F7, которые проходили в первую треть общего периода фазы развития суббури, что соответствует интервалу ~15 мин, учитывая, что сам момент T_0 по магнитным данным определяется с точностью в несколько мин. Рисунок демонстрирует, что широтное положение границы $b2i$ до и после начала фазы развития суббури фактически не изменилось и составляет $\Phi' = 65.4^\circ \pm 0.7^\circ$ CGL, но величина ионного давления уменьшилась до $\langle P_i \rangle = (0.8 \pm 0.1)$ нПа, возможно, из-за возрастания после начала фазы развития суббури продольного тока, приводящего к увеличению продольной разности потенциалов, росту электронных высыпаний и торможению ионных высыпаний.

Широтные характеристики электронных высыпаний представлены на рис. 1б. Рисунки иллюстрируют средние широтные профили свечения эмиссии 557.7 нм, полученные по наблюдениям средних энергий и потоков энергии высыпающихся электронов в соответствующих рис. 1а пролетах спутника F7. В целом, рис. 1б показывает, что основные электронные высыпания регистрируются в области изотропных высыпаний к полюсу от $b2i$. К экватору от $b2i$ до начала фазы развития суббури (средняя панель рис. 1б) существует очень узкая $\sim 0.5^\circ$ широты область слабого субвизуального диффузного свечения. После начала фазы развития суббури (нижняя панель рис. 1б) яркость свечения экваториальнее $b2i$ увеличивается до 4-8 кР, а ширина области свечения до $\sim 2^\circ$ широты.

5. Проекция границы $b2i$ в экваториальной плоскости магнитосферы

В изотропной плазме в условиях магнитоэлектростатического равновесия давление плазмы остается постоянными вдоль всей силовой линии геомагнитного поля, исключая области продольного ускорения электронов. Это открывает возможность использовать условие равенства ионного давления, полученного по данным низковысотных спутников, и измерения ионного давления в экваториальной плоскости магнитосферы для проецирования ионосферных данных в экваториальную плоскость без обращения к каким-либо моделям

геомагнитного поля. Положение $b2i$ в ионосфере близко к положению максимума измеряемого спутником ионного давления, а её широта указывает наиболее экваториальную часть ионосферы, ионное давление в которой можно проецировать в экваториальную магнитосферу.

Для определения радиального распределения ионного давления в магнитосфере были использованы наблюдения спутников миссии THEMIS. Профиль ионного давления на рис. 2а (верхняя панель) получен для магнитоспокойных условий ($AL > -200$ нТл, B_z ММП = 2.0 ± 1.0 нТл). На нижней панели рис. 2а показан профиль ионного давления при спокойных условиях, но при отрицательных значениях B_z -компоненты ММП, в условиях, наиболее близких к фазе зарождения суббури.

Результаты морфологического проецирования (тонкая сплошная кривая) и сопоставления с радиальным профилем давления по данным THEMIS (кривая с точками) представлены на рис. 2б. Верхняя горизонтальная шкала на рисунке показывает исправленные геомагнитные широты, а нижняя – радиальное расстояние, на которое эти широты проектируются в экваториальную плоскость магнитосферы. Вертикальными штриховыми линиями на рис. 2б отмечено положение границы $b2i$.

Рисунок 2б (верхняя панель) показывает, что в магнитоспокойных условиях граница $b2i$ проектируется в экваториальную плоскость на расстояния ~ 7.5 Re. Рис. 2б (нижняя панель) показывает сравнение профилей давления в заключительную стадию фазы зарождения суббури. Из этого рисунка следует, что по сравнению со спокойным периодом в фазу зарождения суббури граница $b2i$ смещается к экватору и регистрируется на расстоянии около 5 Re перед началом фазы развития суббури. Отрезками жирной сплошной линии на горизонтальной шкале рис. 2б показан интервал расстояний, соответствующий среднеквадратичной ошибке вычисления среднего ионного давления.

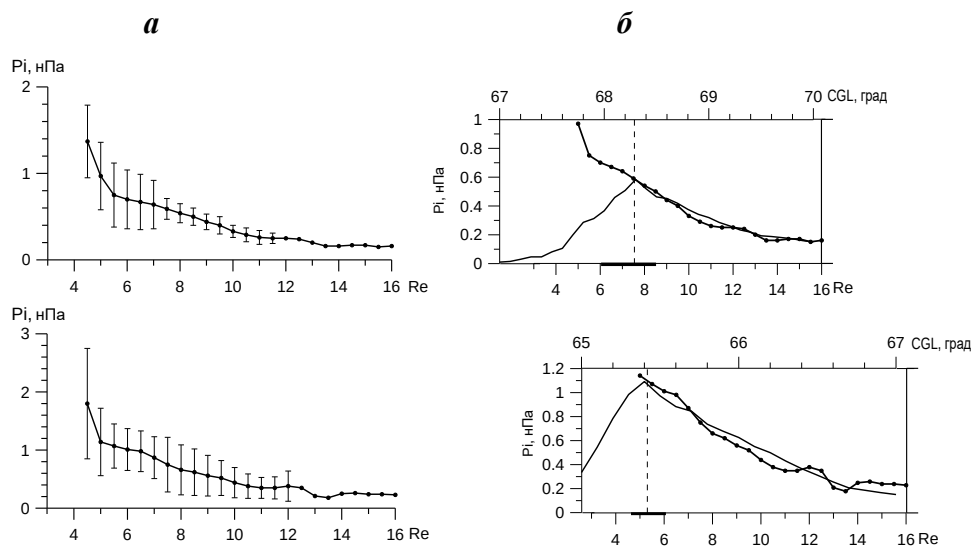


Рисунок 2. Радиальное распределение ионного давления в экваториальной плоскости (а). Проецирование широтного профиля ионного давления в ионосфере в экваториальную плоскость магнитосферы в спокойные периоды. Верхняя панель – положительная полярность B_z ММП, нижняя панель – отрицательная полярность B_z ММП.

6. Основные результаты работы

Наблюдения спутника F7 в секторе 21:00-24:00 MLT использованы для определения средних характеристик высыпавшихся электронов и ионов. Получены средние широтные профили ионного давления и аврорального свечения на высотах ионосферы. Для определения среднего радиального распределения ионного давления в экваториальной плоскости магнитосферы были использованы наблюдения спутников миссии THEMIS. Проведено сравнение широтного распределения давления плазмы на высотах ионосферы с давлением плазмы в экваториальной плоскости. Основные результаты:

1. По наблюдениям спутников THEMIS получены средние радиальные профили давления плазмы в предполуденном секторе в магнитоспокойных условиях и в периоды по параметрам межпланетной среды и уровню геомагнитной активности наиболее близкие соответствующие фазе зарождения суббури.

2. Сопоставление ионного давления в ионосфере с давлением в экваториальной плоскости указывает на то, что в магнитоспокойных условиях граница $b2i$ проецируется на геоцентрическое расстояние ~ 7.5 Re. По

сравнению со спокойным периодом в фазу зарождения суббури граница $b2i$ смещается к Земле на более близкие расстояния до 5-6 Re.

3. Показано, что в спокойные периоды и перед началом суббури сияния регистрируются в области изотропных высыпаний к полюсу от границы $b2i$. В начальный период фазы развития суббури статистически показано существование локального, узкого, четко выраженного пика электронных высыпаний на границе $b2i$, ассоциируемого с яркой дугой сияния со средней интенсивностью в зеленой линии $I_{557.7} \sim 30$ кРл.

Положение максимально яркой дуги сияния после начала фазы развития суббури на границе $b2i$, по-видимому, свидетельствует о том, что авроральный брейкап начинается в области максимального ионного давления на ионосферных высотах. Полученные результаты дают основание предположить, что область аврорального брейкапа проецируется в магнитосферу Земли на геоцентрические расстояния $\sim 5-6$ Re.

Исследования, выполненные Воробьевым В.Г., поддержаны фондом РФФИ (проект 22-12-20017).

Данные спутника DMSP F7 взяты на страницах спутника DMSP F16 <http://sd-www.jhuapl.edu>, параметры ММП, плазмы солнечного ветра и индексы магнитной активности взяты на страницах <http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/> и <http://cdaweb.gsfc.nasa.gov/>.

Литература

- Newell P.T., Feldstein Ya.I., Galperin Y.I., Meng S.-I. The morphology of nightside precipitation // J. Geophys. Res. V. 101. No. A5. P. 10737-10748. 1996. Doi:10.1029/95JA03516
- Paschmann G., Haaland S., Treumann R. Auroral plasma physics // Space Sci. Rev. V. 103. P. 1–485. 2002. Doi:10.1023/A:1023030716698
- Stepanova M., Antonova E.E., Bosqued J.-M. Study of plasma pressure distribution in the inner magnetosphere using low-altitude satellites and its importance for the large-scale magnetospheric dynamics // Adv. Space Res. V. 38. No. 8. P. 1631-1636. 2006. Doi: 10.1016/j.asr.2006.05.013

DOI: 10.51981/2588-0039.2024.47.016

ХОЛЛОВСКИЕ ЭФФЕКТЫ И КОЛЛАПС ДИАМАГНИТНОЙ КАВЕРНЫ ПРИ РАЗЛЕТЕ ОБЛАКА ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ В ЗАМАГНИЧЕННЫЙ ФОН

А.А. Чибранов *, И.Ф. Шайхисламов, В.Г. Посух, А.Г. Березуцкий, Ю.П. Захаров,
И.Б. Мирошниченко, М.С. Руменских, А.Е. Иванов, М.В. Логинов

*Институт лазерной физики Сибирского отделения Российской академии наук, 630090,
Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, 15б, Россия*

*E-mail: chibranov2013@yandex.ru

Аннотация

В настоящей работе представлены результаты лабораторного эксперимента по разлету плазменного облака во внешнее магнитное поле, впервые демонстрирующего подавление характерных Холловских эффектов присутствием фоновой плазмы. Показано, что увеличение концентрации фоновой плазмы приводит к снижению величины Холловских магнитных полей и соответствующих токов, что, в свою очередь, изменяет характер протекания коллапса диамагнитной каверны. При подавлении Холловских эффектов динамика каверны протекает более плавным образом и задерживается по времени. Полученные данные не только обнаруживают влияние фоновой плазмы, но и подчеркивают взаимосвязь между Холловскими эффектами и аномально быстрой динамикой магнитного поля на фазе коллапса диамагнитной каверны.

Введение

Задача разлета облака плазмы в магнитное поле с разреженной фоновой средой в режиме слабо-замагнитченных ионов стала отдельной областью исследований после проведения ряда активных испытаний в околоземном космическом пространстве в 60–80-х годах прошлого века, таких как Tordo [1], AMPTE [2,3], CRRES [4]. Эксперименты по выбросам плазмы планируются в будущих миссиях, например, SMART [5], в связи с возможностью передавать энергию на большие расстояния и генерировать различные возмущения, способные влиять на спутниковые системы (связь, навигация и прочее). Несмотря на то, что натурные эксперименты с плазменными выбросами и последовавшие многочисленные лабораторные модельные опыты с лазерной плазмой на ряде установок в Японии, США, СССР и России [6] позволили обнаружить новые явления и значительно продвинуться в их понимании, некоторые фундаментальные вопросы так и остались нерешенными [7]. Одним из таких процессов является коллапс диамагнитной каверны, который происходит с аномально высокой скоростью и не может быть объяснен диффузией магнитного поля, рассчитанной из кулоновских столкновений электронов с ионами [8], или даже аномальным рассеянием на турбулентных пульсациях нижнегибридной дрейфовой неустойчивости (LHDI) [9].

В предыдущих экспериментах авторов [10], выполненных на крупномасштабном лазерно-плазменном стенде КИ-1 (ИЛФ СО РАН) было показано, что при суб-Альфвеновском разлете облака лазерной плазмы (ОЛП) во внешнее магнитное поле B_0 в режиме слабо-замагнитченных ионов ($M_A = V_0/V_a \ll 1$; $R_{Li}/R_b \approx 1$; здесь V_0 – скорость разлета облака, V_a – скорость Альфвена в окружающей плазме, R_{Li} – Ларморовский радиус ионов облака, $R_b = \sqrt[3]{3E_0/B_0^2}$ – радиус торможения облака с энергией E_0), коллапс диамагнитной каверны происходит не просто аномально быстро, а в виде переноса со скоростью $V_c \sim V_0$ с поддержанием высокого градиента магнитного поля. В работе [11] было обнаружено, что при разлете сферически-симметричного ОЛП в однородное магнитное поле в токовом слое диамагнитной каверны генерируется крупномасштабное азимутальное магнитное поле, имеющее квадрупольную пространственную конфигурацию в меридиональной плоскости. Это поле является проявлением трехмерного эффекта Холла (членом $\mathbf{J} \times \mathbf{B}/ne$ в законе Ома), вызванного различием в траекториях движения и скоростях ионов и электронов плазменного облака. В случае $R_{Li}/R_b \approx 1$ ионно-плазменная длина c/ω_{pi} оказывается сравнимой с радиусом облака при его расширении до R_b , что является достаточным условием для проявления холловских эффектов. В экспериментах также было обнаружено, что именно электронные токи, связанные с холловским магнитным полем ответственны за

аномально быстрый коллапс диамагнитной каверны. Результаты экспериментов нашли качественное и количественное подтверждение в численных расчетах гибридным кодом [12]. Отметим, что обнаруженное явление имеет прямую физическую аналогию с известной задачей магнитного пересоединения в окрестности Х-точки на масштабе ионной плазменной длины [13,14], где эффект Холла также приводит к быстрой динамике магнитного поля в отрыве от движения ионов.

Эксперименты [10,11] были реализованы в вакуумном магнитном поле, т.е. фоновая плазма, связанная с ионизацией остаточного газа, была очень низкой концентрации. В настоящей работе впервые исследуется коллапс диамагнитной каверны при разлете сферического ОЛП в разреженную замагниченную плазму (фон), что является следующим важным шагом в построении полной картины холловских эффектов в данной проблеме. Результаты работы необходимы для совершенствования уже имеющихся и построения новых адекватных теоретических и численных прогнозных моделей выбросов плазмы в магнитосфере Земли.

Схема и параметры эксперимента

Опыты проводились на стенде КИ-1 с вакуумной камерой диаметром 1.2 м. и длиной 5 м с остаточным давлением не хуже $2 \cdot 10^{-6}$ Торр. Внутри камеры создавалось однородное магнитное поле $\mathbf{B}_0 = 45 \div 100$ Гс. Индукционный тета-пинч заполнял весь объем фоновой плазмы из протонов с варьируемой концентрацией в диапазоне $n_p = 10^{10} \div 10^{13} \text{ см}^{-3}$ с характерным временем 100 мкс. После этого создавалось облако плазмы с использованием излучения CO_2 лазера с длительностью импульса ≈ 100 нс и энергией ≈ 300 Дж, разделенное на четыре луча для облучения по схеме тетраэдра шарообразной мишени диаметром 4 мм. Лазерные пучки фокусировались в пятна диаметром 12 мм и полностью покрывали мишень, расположенную в центре камеры. В качестве материала мишени использовался полиэтилен (C_2H_4), и ОЛП состояла из протонов H^+ , и ионов углерода с разной степенью ионизации, преимущественно C^{+3} .

Для регистрации магнитных возмущений использовались 3-х компонентные магнитные зонды с эффективной площадью $S \approx 1 \text{ см}^2$ каждая, экранированные от электростатических наводок и защищенные от воздействия энергичных заряженных частиц плазмы. Для прямого измерения электрических токов в плазме использовался пояс Роговского. Концентрация плазмы измерялась зондами Ленгмюра. Геометрия полей и расположение диагностики показано на рис. 1. Более подробное описание установки КИ-1 можно найти в [11,12].

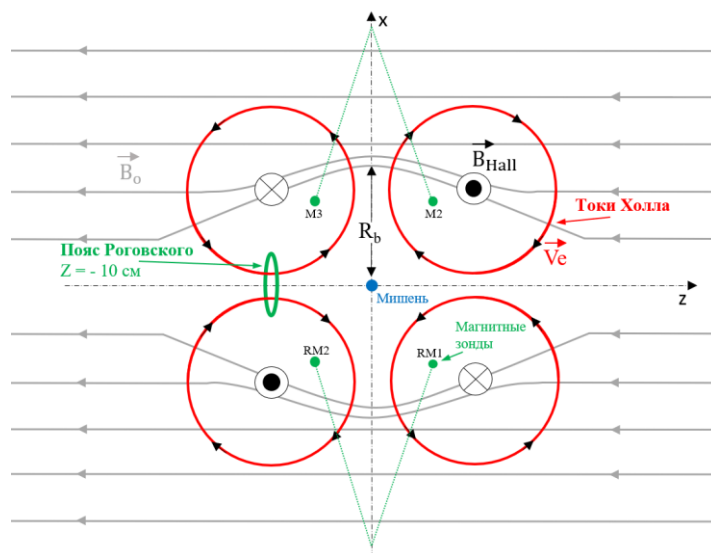


Рисунок 1. Положение лазерной мишени (синим) и диамагнитная каверна с силовыми линиями внешнего магнитного поля $\mathbf{B}_0$ при разлете плазменного облака. Также схематично изображена геометрия холловских магнитных полей $\mathbf{B}_{\text{Hall}}$ (черным) и соответствующих токов электронов со скоростью $\mathbf{V}_e$ (красным), расположение магнитных зондов и пояса Роговского (зеленым). R_b - максимальный радиус диамагнитной каверны, в данных опытах примерно равный 15 см.

Результаты эксперимента

С помощью системы из четырех магнитных зондов M3, M2, RM1, RM2, помещенных симметрично относительно экваториальной плоскости в четырех различных квадрантах, была измерена пространственная конфигурация магнитных полей при разной концентрации фоновой плазмы, создаваемой тета-пинчем.

Рисунок 2 демонстрирует, как примерно в момент времени 1-2 мкс формируется диамагнитная каверна, а в 7-8 мкс происходит ее обратный внос. Холловское магнитное поле наблюдается на фазе коллапса и достигает величины до 40% от B_0 . При этом оно меняет знак от одного квадранта к другому, а также при пересечении фронта диамагнитной каверны. Хорошая корреляция времени прохождения обратного фронта каверны с максимальной величиной азимутальной компоненты и ее резким изменением знака дополнительно подтверждает связность этих физических процессов. Этот процесс протекает, с некоторыми вариациями, примерно одинаково для 4-х зондов, расположенных в разных квадрантах относительно мишени.

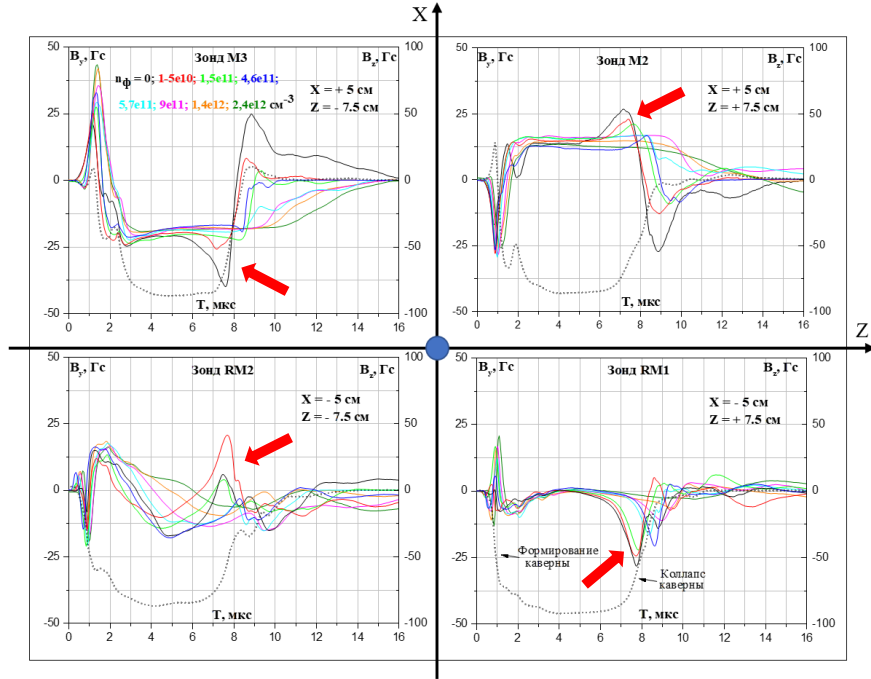


Рисунок 2. Динамика азимутальной компоненты магнитного поля B_y при разлете ОЛП в поле 100 Гс и фоновую плазму различной концентрации (показано разным цветом) в разных квадрантах симметрично относительно мишени (синий круг в центре, точное положение зондов указано на рисунках). Пунктирная линия демонстрирует динамику возмущения основной компоненты поля B_z , с указанной черной стрелкой фазой формирования диамагнитной каверны и ее коллапса. Красные стрелки указывают на азимутальные возмущения, соответствующие холловским магнитным полям, ответственным за коллапс диамагнитной каверны. Нулевой момент времени соответствует созданию ОЛП импульсом лазера.

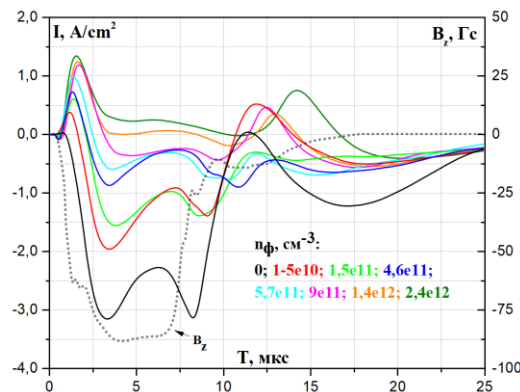


Рисунок 3. Осциллограммы плотности тока, измеренные поясом Роговского на полюсе относительно лазерной мишени ($Z = -12$ см) при разлете ОЛП во внешнее магнитное поле $B_0 = 100$ Гс и фоновую плазму разной концентрации. При отрицательном сигнале с пояса Роговского ток направлен в сторону мишени. Серыми точками показана динамика возмущения основной B_z компоненты.

Предварительное заполнение вакуумной камеры фоновой плазмой с различной концентрацией приводило не только к уменьшению холловских полей, но и к уменьшению величины соответствующих токов (рисунок 3), которые измерялись поясом Роговского на одном из полюсов (на оси Z) (см. рисунок 1). Отметим, что токи были направлены в сторону лазерной мишени, в соответствии с теоретическим анализом и численными расчетами (рис.1, [11]).

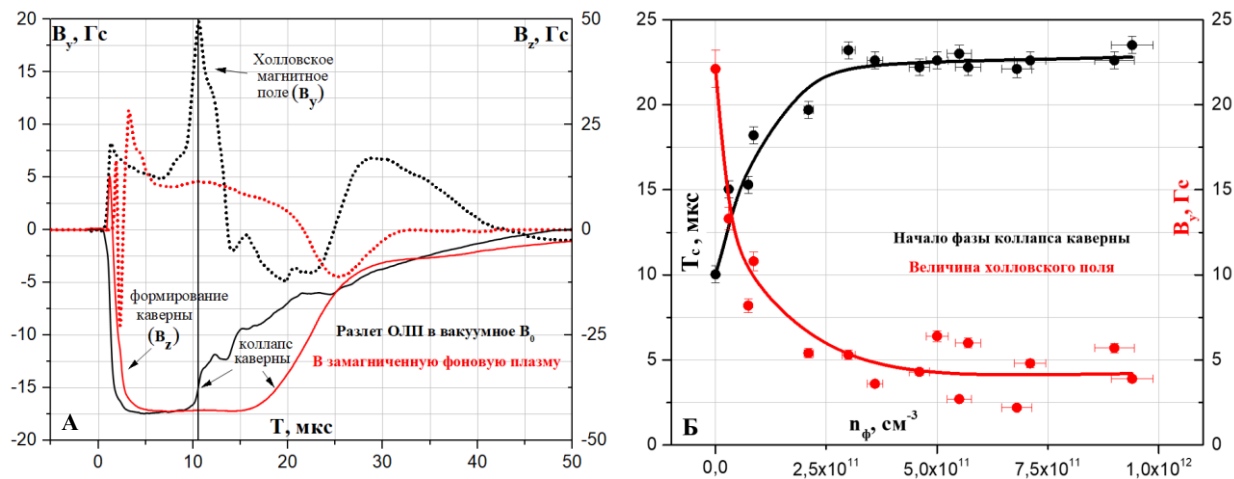


Рисунок 4. А - Возмущения основной B_z компоненты (сплошные кривые), демонстрирующей динамику диамагнитной каверны и азимутального магнитного поля B_y (точками) при разлете ОЛП в вакуумное магнитное поле $B_0 = 45$ Гс (черным) и замагниченную фоновую плазму с концентрацией $n_\phi = 5.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ (красным), измеренные на расстоянии $R = 10$ см от лазерной мишени. Б - Зависимость времени начала коллапса каверны T_c (черным) и величины азимутального поля B_y (красным) от концентрации фоновой плазмы.

На рисунке 4А отчетливо видно, как присутствие фоновой плазмы не только значительно уменьшает холловское магнитное поле, но и влияет на характер протекания коллапса диамагнитной каверны, который происходит теперь значительно позже, медленнее и без заметных фаз вноса магнитного поля с крутым градиентом. При повышении концентрации фоновой плазмы с 0 до $3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ наблюдается пропорциональное уменьшение амплитуды холловского магнитного поля и задерживание начала фазы коллапса диамагнитной каверны. Дальнейшее повышение концентрации фона вплоть до $n_\phi = 9.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ практически не оказывает влияния на данные величины. Отметим, что скорость Альфвена падает до величины 100 км/с при концентрации фона 10^{12} см^{-3} , и таким образом, взаимодействие было во всех рассмотренных условиях до-Альфвеновским $M_A \ll 1$.

Заключение

В ходе проведенного лабораторного эксперимента впервые был продемонстрирован эффект подавления фоновой плазмой холловских эффектов при разлете облака плазмы в магнитное поле в режиме слабо-замагниченных ионов. Увеличение концентрации фоновой плазмы приводит к постепенному уменьшению азимутальных магнитных полей и соответствующих токов электронов, вносящих основное магнитное поле на фазе коллапса диамагнитной каверны. Уменьшение холловских токов также сопровождается кардинальным изменением характера коллапса каверны. Возвращение каверны в присутствии фоновой плазмы протекает более плавно и заметно позже по времени. Это дополнительно подтверждает связь anomalously быстрого коллапса каверны с холловскими магнитными полями. Физический механизм подавления эффекта Холла в задаче разлета сферического ОЛП в замагниченную среду присутствием фоновой плазмы, по-видимому, связан с влиянием фоновых электронов на процесс формирования азимутальных магнитных полей и требует дальнейшего исследования.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 24-62-00032, <https://rscf.ru/project/24-62-00032/>.

Список литературы

1. Wescott E.M., Stenbaek-Nielsen H.C., Davis T.N., Jeffries R.A., Roach W.H. The TORDO 1 polar cusp barium plasma injection experiment // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. – 1978. – V. 83. – №. A4. – P. 1565-1575.
2. Krimigis S.M., Haerendel G., McEntire R.W., Paschmann G., Bryant D.A. The active magnetospheric particle tracer explorers (AMPTE) program // *Eos, Transactions American Geophysical Union*. – 1982. – V. 63. – №. 45. – P. 843-850.
3. Bernhardt P.A. et al. Observations and theory of the AMPTE magnetotail barium releases // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. – 1987. – V. 92. – №. A6. – P. 5777-5794.
4. Bernhardt P.A. Probing the magnetosphere using chemical releases from the Combined Release and Radiation Effects Satellite // *Physics of Fluids B: Plasma Physics*. – 1992. – V. 4. – №. 7. – P. 2249-2256.
5. Fletcher A.C., Crabtree C., Ganguli G., Siefring C., Soto-Chavez A.R., Netwall C. Rocket-Released Neutral Clouds in the Ionosphere: Formation, Evolution, and Detection // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. – 2023. – V. 128. – №. 3. – P. e2022JA031039.
6. Zakharov Y.P. Collisionless laboratory astrophysics with lasers // *IEEE transactions on plasma science*. – 2003. – V. 31. – №. 6. – P. 1243-1251.
7. Winske D. et al. Recalling and updating research on diamagnetic cavities: Experiments, theory, simulations // *Frontiers in Astronomy and Space Sciences*. – 2019. – V. 5. – P. 51.
8. Dimonte G., Wiley L.G. Dynamics of exploding plasmas in a magnetic field // *Physical Review Letters*. – 1991. – V. 67. – №. 13. – P. 1755.
9. Davidson R.C. et al. Effects of finite plasma beta on the lower-hybrid-drift instability // *The Physics of Fluids*. – 1977. – V. 20. – №. 2. – P. 301-310.
10. Berezutsky A.G., Chibrarov A.A., Efimov M.A., Posukh V.G., Rumenskikh M.S., Trushin P.A., Miroshnichenko I.B., Zakharov Yu.P., Terekhin V.A., Shaikhislamov I.F. Sub-Alfvenic Expansion of Spherical Laser-Produced Plasma: Flutes, Cavity Collapse and Field-Aligned Jets // *Plasma Physics Reports*. – 2023. – V. 49. – №. 3. – P. 351-361.
11. Chibrarov A.A., Shaikhislamov I.F., Berezutskiy A.G., Posukh V.G., Trushin P.A., Zakharov Y.P., Miroshnichenko I.B., Rumenskikh M.S., Terekhin V.A. Hall Effects and Diamagnetic Cavity Collapse during a Laser Plasma Cloud Expansion into a Vacuum Magnetic Field // *Astronomy Reports*. – 2024. – V. 68. – №. 4. – P. 418-428.
12. Парамоник И.П., Дивин А.В., Чибранов А.А., Руменских М.С., Шайхисламов И.Ф., Семенов В.С. Трассирование магнитного поля для анализа моделирования диамагнитной полости с учетом и без учета Холловского члена в законе Ома // *Материалы Девятнадцатой ежегодной конференции "Физика плазмы в солнечной системе"*, ИКИ РАН, Москва, 5-9 февраля 2024. – С.180.
13. Biskamp D. Magnetic reconnection in plasmas // *Astrophysics and Space Science*. – 1996. – T. 242. – С. 165-207.
14. Divin A. et al. Inner and outer electron diffusion region of antiparallel collisionless reconnection: Density dependence // *Physics of Plasmas*. – 2019. – V. 26. – №. 10.

DOI: 10.51981/2588-0039.2024.47.017

NUMERICAL MODELING OF THE GENERATION ALFVÉN WAVES BY LASER PLASMA IN A MAGNETIZED BACKGROUND PLASMA AT ALFVÉN-MACH NUMBERS LESS THAN ONE

A.G. Berezutsky, V.N. Tishchenko, I.B. Miroschnichenko, A.A. Chibrarov, I.F. Shaikhislamov

Institute of Laser Physics of the Siberian Branch of the RAS, 15 B, Ac. Lavrentieva ave., Novosibirsk, Russia, 630090; e-mail: a.berezuckiy@yandex.ru

Abstract. The paper presents a comparison results of numerical simulation of the generation the Alfven and slow magnetosonic wave created by periodic laser plasma bunches in a magnetized background plasma in the pre-Alfvenic bunch expansion ($M_A=0.2$) and $M_A=1$. It is shown that, regardless of the mode, Alfven wave localized in a magnetic flux tube of radius $R_d \sim 1$, and the efficiency of converting plasma bunches into an Alfven wave at $M_A = 0.2$ is several times higher than the value obtained at $M_A = 1$.

Introduction

The wave merging mechanism (WMM) is a method of resonant interaction of periodic laser plasma bunches with surrounding environment has been experimentally confirmed for gases [1], magnetized plasma [2] and in a magnetic field [3]. In a gas, periodic plasma bunches generate an extended wave that has characteristic frequencies in the infrasonic range. In a magnetized plasma, merging mechanism forms a low-frequency wave, the length of which linearly depends on the number of laser pulses that create the bunches.

Previously, using numerical modeling and laboratory experiments on the KI-1 facility, the relationships linking the parameters of laser plasma and surrounding background for the generation of intense and extended Alfven and slow magnetosonic waves were determined [2,4]. The main criterion of the WMM is the dimensionless repetition frequency of plasma bunches: $\omega = \frac{f \cdot R_d}{C_A} \approx \omega_R$ is approximately equal to the "resonance" value ω_R , which depends on the type of excited waves. Here f is the physical repetition frequency of the bunches, C_A is Alfven velocity, and R_d is the braking radius of the laser plasma bunches by the magnetic field, which depends on the bunch energy:

$$R_d = \left(\frac{Q}{p}\right)^{\frac{1}{3}} = \left(\frac{8\pi Q}{B_0^2(1+\beta)}\right)^{\frac{1}{3}}.$$

For low-frequency Alfven waves for different plasma expansion conditions ($M_A \sim 0.2 \div 1$), the resonant frequency lies in the range $\omega_R \sim 0.2 - 0.3$. To form an intense Alfven wave, the main criterion is supplemented by the following conditions:

1. The ratio of the Larmor radius of the source ions to the ion-inertial length of the background satisfies the following inequality:

$$\alpha = M_A \cdot \frac{m_i z_0}{m_0 z_i} > 5,$$

where m_i , m_0 , z_i и z_0 are the mass and charge of the ions of the bunch and background, respectively. In the region $\alpha < 5$, the Alfven wave is unstable and its amplitude is small. At $\alpha > 5$, the wave amplitude increases with increasing α .

2. The Larmor radius is approximately equal to the braking radius of the magnetic field: $R_L = r_i/R_d \sim 0.5 \div 1.5$, where r_i is the dimensional Larmor radius of the ions of the plasma bunches.

3. The ratio of the ion-inertial length to the dynamic radius of the plasma bunch:

$$L_{pi} = \frac{l_{pi} [cm]}{R_d [cm]} = \frac{c/\omega_{pi}}{R_d} \sim 0.1 \div 0.3.$$

At $L_{pi} > 0.3$, the amplitude of the Alfven wave decreases and whistlers predominate in the environment.

4. The ratio of the thermal pressure of the background plasma to the pressure of the external magnetic field:

$$\beta = \frac{8\pi k((1 + Z_0)n_0)T_0}{B_0^2} < 1,$$

where n_0 , T_0 , Z_0 are the density, temperature and charge of the background plasma. Depending on the value of β , the properties of the generated waves change.

Thus, when all relations are satisfied, extended Alfvén, slow magnetosonic waves and whistlers of maximum amplitude are generated in magnetized plasma, and the efficiency of converting plasma bunch into waves becomes maximum. Waves transfer energy, momentum and angular momentum [2-4]. This paper presents the results of numerical modeling for the generation of Alfvén and slow magnetosonic waves by a train of laser pulses in magnetized background plasma at different Alfvén Mach numbers.

Numerical model

To study the generation of low-frequency Alfvén and slow magnetosonic waves, the electron MHD model is used in calculations. Its detailed description is given in [5], so below we will give a brief main point. The model is three-fluid, the first fluid describes the source ions, the second – the background plasma ions, and the third – the common electrons. The source of disturbances is periodic bunches of laser plasma with ions having mass m_i and charge z_i . Each plasma bunch expands and interacts with the background plasma and the external magnetic field. The background is considered as a collisionless, magnetized and completely ionized plasma with its own concentration, masses m_0 and charges z_0 . The parameters of the problem were normalized to the concentration of the background plasma, magnetic field and Alfvén velocity. The dynamic radius was used as a characteristic spatial scale of the problem. The geometry of the problem is cylindrical.

The expansion of plasma bunches leads to the displacement of the magnetic field and the formation of a cavity, which creates an electric field, which in turn sets the ions of the background plasma in motion. Then, the background plasma interacts with the plasma of bunches due to the adhesion of liquids through the Lorentz force and twists, compressing along the axis of symmetry, which leads to an increase in pressure and the outflow of plasma along the magnetic field lines. In a periodic process formed a plasma flow, containing Alfvén and slow magnetosonic waves, which propagate along the magnetic field lines. The waves transfer energy and momentum (magnetosonic waves), as well as the angular momentum (Alfvén waves). The formation of extended and intense waves occurs due to the resonant interaction of periodic plasma bunch with the background plasma and magnetic field.

Results

Figure 1 shows the spatial structure of low-frequency waves generated by $N=5$ laser plasma bunches in the pre-Alfvénic expansion mode of bunches propagating in magnetized hydrogen plasma. As was shown in [6], Alfvén wave consists of two parts: the front part (1), which is formed after the bunches cease to act, and extended tail formed by radial pulsations of the bunches. A slow magnetosonic wave (3) propagates behind the Alfvén wave, containing the main share of the source energy.



Figure 1. Spatial structure of waves in the $M_A=0.2$ mode: 1 - Alfvén wave; 2 - extended "tail" of Alfvén wave; 3 - slow magnetosonic wave; 4 – source that generates a sequence of laser plasma bunches.

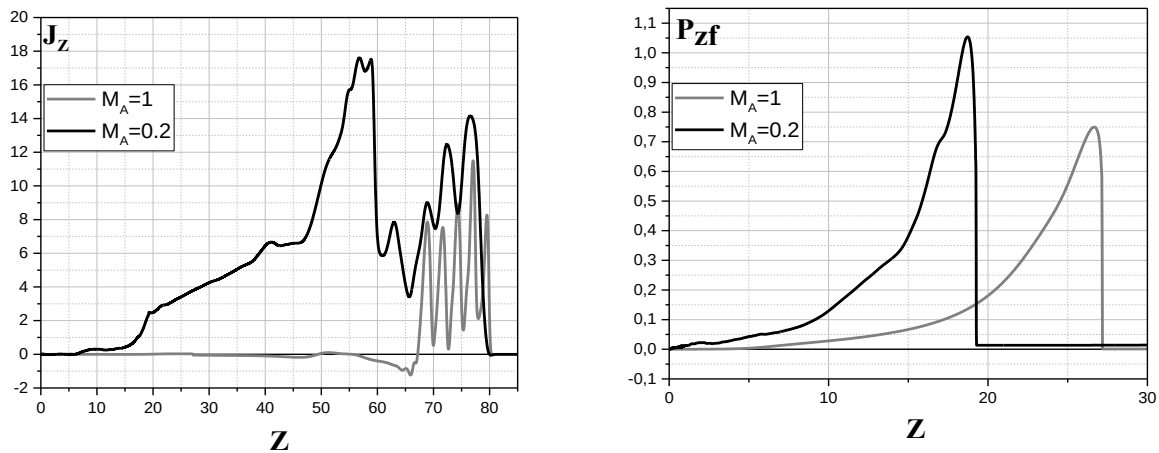


Figure 2. Distribution of the longitudinal current J_z of the Alfvén wave (left) and longitudinal pulse of the slow magnetosonic wave (right) for the Alfvén-Mach number $M_A=0.2$ and 1.

Figure 2 shows the distributions of the azimuthal current of the Alfvén wave and the longitudinal pulse of the magnetosonic wave at $M_A=0.2$ and 1. At $M_A=1$, the Alfvén wave consists only of the front part, due to the energy expenditure of the bunches not only on wave generation, but also on the plasma flow. Simulation parameters: number of pulses $N=5$, Mach number $M_A=0.2$, bunch pulsation frequency $\omega=0.33$, $\beta=0.01$, $L_{pi}=0.1$, $m_i=207$. The ions of the bunches and the background are ionized once. The center of the bunches is localized at the point $R=0$, $Z=0$. The spatial boundary of the computational domain along is $\Delta Z=0 \div 120$, $\Delta R=0 \div 10$.

Figure 3 illustrates the radial distribution of the azimuthal magnetic field of the Alfvén wave in the $M_A=0.2$ and 1. As in the case of $M_A=1$ [7], the wave localized in a magnetic flux tube of radius $\sim R_d$. The amplitude of the disturbances reaches of $\Delta B/B_0 \sim 0.2$.

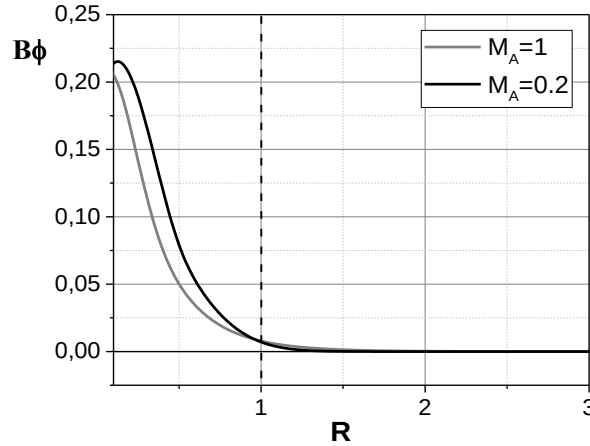


Figure 3. Radial distributions of the azimuthal magnetic field of Alfvén wave for the Alfvén-Mach number $M_A=0.2$ and 1.

Figure 4 shows the dependence of the thermal β efficiency of Alfvén wave generation at Mach numbers $M_A=0.2$ and 1. At $M_A \sim 1$, the efficiency of Alfvén wave generation is approximately 7 %, while in the regime pre-Alfvénic expansion, the efficiency of converting bunches into an Alfvén wave reaches of 40 %.

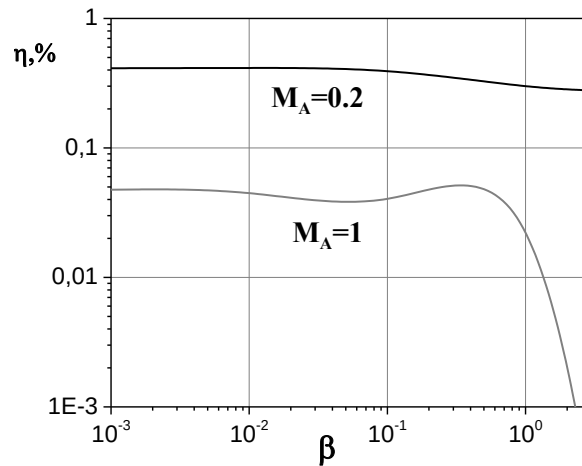


Figure 4. Efficiency of conversion plasma bunches into an Alfvén wave depending on thermal β at values of the Alfvén-Mach number $M_A=0.2$ and 1.

Descussions

Thus, the wave merging mechanism allows generating an extended plasma flow, Alfvén and magnetosonic waves of large amplitude. In the pre-Alfvén interaction plasma bunches with magnetized plasma ($M_A=0.2$), the Alfvén wave length increases several times, and the efficiency of converting bunches into a wave reaches 40% (at $M_A=1$, the efficiency is $\sim 7\%$). Regardless of the generation mode, the waves propagate in a magnetic flux tube of radius R_d .

Acknowledgments

This work was supported by the Russian Science Foundation No. 24-22-00106. Parallel computing simulations, have been performed at Computation Center of Novosibirsk State University, SB RAS Siberian Supercomputer Center and Joint Supercomputer Center of RAS.

References

1. Grachev, G.N., Ponomarenko, A.G., Tishchenko, V.N., Smirnov, A.L., Trashkeev, S.I., Statsenko, P.A., Zimin, M.I., Myakushina, A.A., Zapryagaev, V.I., Gulidov, A.I., Boiko, V.M., Pavlov, A.A., Sobolev, A.V. (2006). Merging of shock waves produced by a moving pulsating optical discharge. *Quantum Electronics*, 36(5), 470-472. DOI: 10.1070/QE2006v036n05ABEH013246
2. Tishchenko, V.N., Shaikhislamov, I.F. (2014). Wave merging mechanism: formation of low-frequency Alfvén and magnetosonic waves in cosmic plasmas. *Quantum Electronics*, 44(2), 98. DOI: 10.1070/QE2014v044n02ABEH015326
3. Tishchenko, V.N., Zakharov, Y.P., Shaikhislamov, I.F., Berezutskii, A.G., Boyarintsev, E.L., Melekhov, A.V., Ponomarenko, A.G., Posukh, V.G., Prokopov, P.A. (2016). Torsional Alfvén and slow magnetoacoustic waves generated by a plasma in a magnetic field. *JETP letters*, 104, 293-296. <https://doi.org/10.1134/S0021364016170136>
4. Tishchenko, V.N., Berezutskiy, A.G., Boyarintsev, E.L., Zakharov, Y.P., Melekhov, A.V., Miroshnichenko, I.B., Ponomarenko, A.G., Posukh, V.G., Shaikhislamov, I.F. (2017). Merging of the waves produced by optical breakdowns in rarefied plasma with a magnetic field. *Laboratory modelling. Quantum Electronics*, 47(9), 849. DOI 10.1070/QEL16423
5. Tishchenko, V.N., Shaikhislamov, I.F. (2010). Mechanism for shock wave merging in magnetised plasma: criteria and efficiency of formation of low-frequency magnetosonic waves. *Quantum Electronics*, 40(5), 464. DOI: 10.1070/QE2010v040n05ABEH014277
6. Tishchenko, V.N., Dmitrieva, L.R., Miroshnichenko, I.B., Shaikhislamov, I.F. (2022). Generation of Alfvén waves in magnetized plasma by laser plasma bunches at Mach numbers much less than unity. *Solar-Terrestrial Physics*, 8(2), 91-97. DOI: 10.12737/stp-82202214
7. Berezutsky, A.G., Tishchenko, V.N., Zakharov, Y.P., Miroshnichenko, I.B., Shaikhislamov, I.F. (2019). Generation of torsional Alfvén and slow magnetosonic waves by periodic bunches of laser plasma in a magnetised background. *Quantum Electronics*, 49(2), 178. DOI: 10.1070/QEL16873

DOI: 10.51981/2588-0039.2024.47.018

ШИРОТНО-ДОЛГОТНЫЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ И ВОЗМОЖНЫЙ ИСТОЧНИК ГЕОМАГНИТНЫХ ПУЛЬСАЦИЙ Pc1 ТИПА ШЕВРОН

В.А. Пархомов¹, Б.В. Довбня², Б. Цэгмэд³, В.Г. Еселевич⁴, А.В. Родионов¹

¹Байкальский государственный университет, Иркутск, Россия; e-mail: pekines_41@mail.ru

²Геофизическая обсерватория Борок ИФЗ РАН, Борок, Россия; e-mail: dovbnaya@inbox.ru

³Отдел геомагнетизма, института астрономии и геомагнетизма МАН, Улан-Батор, Монголия;
e-mail: tseg@iag.ac.mn

⁴Институт солнечно-земной физики СО РАН, г. Иркутск, Россия; e-mail: esel@iszf.irk.ru

Аннотация

В статье рассматриваются особенности магнитосферного отклика на воздействие диамагнитной структуры солнечного ветра, вызвавшего генерацию геомагнитных пульсаций Pc1 типа шеврон, зарегистрированных на сети магнитометров CARISMA и спутниках THEMIS 07.09.2023. Исследованы их связь с суббурей, широтно-долготные и частотные характеристики. На основе пространственно-временных закономерностей в распространении пульсаций и особенностей связи с суббурей, предложена гипотеза их происхождения в результате выброса суббурового плазмоида из хвоста магнитосферы и его движения в системе конвекции магнитосферы западном направлении.

Ключевые слова: геомагнитные пульсации Pc1 типа шеврон, диамагнитная структура солнечного ветра, суббуровой плазмойд.

Введение

Геомагнитные пульсации ($f = 5 \div 0.002$ Гц) являются важным геофизическим явлением, так как они отражают процессы взаимодействия солнечного ветра с магнитосферой Земли [Гульельми и Троицкая, 1973; Гульельми, 1978]. Пульсации разделяются на несколько типов в зависимости от частотных диапазонов и условий генерации. В статье рассматриваются морфологические особенности и возможная природа одного из недавно обнаруженных типов пульсации Pc1, представляющих собой кратковременные всплески с дрейфом по частоте и расщеплением спектра в диапазоне частот от 0.2 до 0.07 Гц, которые получили название «шеvron», благодаря их уникальной спектрограмме, напоминающей шеврон (нашивку) на рукаве военной форме офицеров [Parkhomov et al., 2023]. Пульсации ассоциируются с динамическими процессами, происходящими в магнитосфере под воздействием возмущений, вызванных солнечным ветром. В частотном диапазоне Pc1 по типу динамических спектров выделено более 25 видов излучений [Saito, 1979; Fukunishi et al., 1981; Гульельми, 1979]. Однако ни в монографиях [Гульельми и Троицкая, 1973; Гульельми, 1978], ни в обзорах [Saito, 1979; Fukunishi et al., 1981], мы не нашли упоминаний о всплесках такого вида.

Пульсации Pc1 обычно наблюдаются в субавроральных широтах и имеют связь с изменениями в магнитосфере, вызванными плазмоидами, джетами и электроструями, порожденными солнечным ветром. Недавние исследования пульсаций Pc1, проведенные на основе спутниковых данных CHAMP [Сафаргалеев и Терещенко, 2019] показали, что их частотные и пространственные характеристики могут изменяться в зависимости от солнечных явлений и географической широты. Однако механизмы генерации таких пульсаций, как и их пространственно-временные закономерности, остаются неясными и требуют дальнейшего изучения.

Данные наблюдений и методы анализа

В статье рассматриваются геофизические условия, пространственно-временные закономерности и возможная причина генерации шеврона Pc1, зарегистрированного 07.09.2023 на сети магнитометров CARISMA (<https://www.carisma.ca/>) (Табл. 1,2) и спутниках THEMIS (<http://themis.ssl.berkeley>). Использовались данные сети Intermagnet (https://imag-data.bgs.ac.uk/GIN_V1/GINForms), а также записи индукционного магнитометра обсерватории Паратунка <http://www.ikir.ru>. Индексы магнитной активности и векторные диаграммы токов заимствованы с сайтов <https://supermag.jhuapl.edu/indices> и <https://space.fmi.fi/image/www/index.php>

Таблица 1. Сеть магнитометров CARISMA.

№	Обсерватория	Код	Широта	Долгота	L_{Re}
1	Taloyak	TALO	69.54	260.45	29.96
2	Rankin Inlet	RANK	62.82	267.89	12.44
3	Fort Churchill	FCHU	58.76	265.45	8.18
4	Gilliam	GILL	56.57	265.32	6.66
5	Island Lake	ISSL	53.35	265.34	5.40
6	Pinawa	PINA	50.19	263.36	4.25
7	Fort Chipewy	FCHP	58.77	248.89	6.25
8	Rabbit Lake	RABB	58.22	256.32	6.57
9	Fort Smith	FSMI	60.01	248.05	6.81

Таблица 2. Magnetic observatories.

№	Обсерватория	Код	Широта	Долгота
10	Abisco	ABI	51.61	100.81
11	Lerwik	LER	60.13	358.81
12	Jan Mayen	JAN	70.90	351.31
13	Паратунка	PET	52.94	155.25

Для обработки записей индукционных магнитометров использовались программы спектрально-временного анализа СВАН и узкополосной линейной фильтрации по алгоритму Мармё [Marmet, 1979].

Орбиты спутников, данные которых использованы в работе, приведены на Рис. 1.

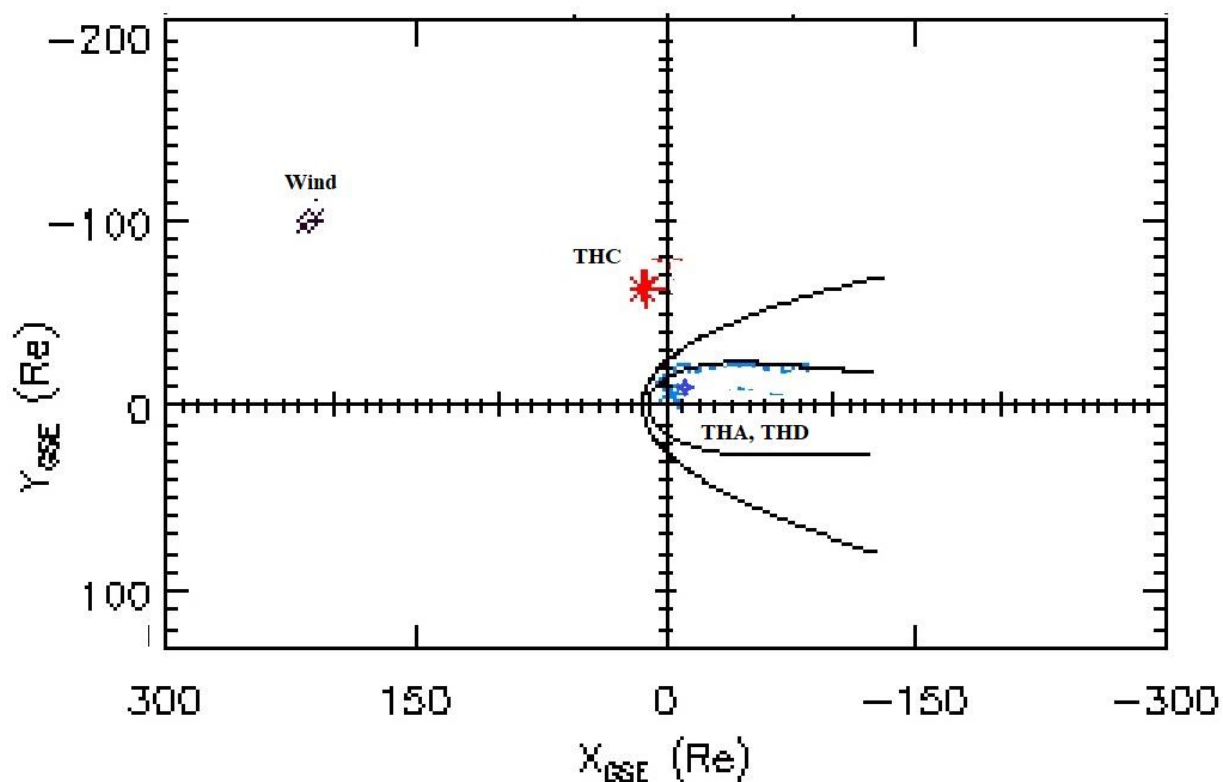


Рисунок 1. Положение спутников 23.09.07 в интервале 20 ÷ 22 UT.

Результаты наблюдений

На Рис. 2 дана спектрограмма исследуемого шеврона и его сравнение с шевроном Pc1 в [Parkhomov *et al.*, 2023]. В приведённом примере видна большая разница в частотных полосах наблюдения пульсаций: $1.6 \div 0.3$ Гц в первом примере и $0.2 \div 0.07$ Гц во втором. Вероятно, такая частотная разница может указывать на сорт ионов, определяющих частоту генерируемых волн в результате циклотронной неустойчивости [Гульельми, 1979; Kangas *et al.*, 1998]. Геомагнитные пульсации типа Pc1, в том числе редкие пульсации типа шеврон, возникают при взаимодействии магнитосферы Земли с солнечным ветром. Основным фактором, определяющим генерацию пульсаций, является резкое усиление авроральной электроструи, что часто связано с выбросами суббуревых плазмоедов. Плазмоеды, дрейфуя в антиконвекционной струе на запад к дневной стороне магнитосферы, создают условия для возбуждения пульсаций.

Согласно исследованиям, проведенным на основе данных спутников CHAMP и AMPTE/CSE [Сафаргалеев и Терещенко, 2019], генерация Pc1-пульсаций чаще всего происходит в условиях относительно спокойного геомагнитного фона, когда возмущения магнитного поля в основном вызваны изменениями скорости и плотности солнечного ветра, а не крупными магнитными бурями. Однако иногда такие пульсации возникают и в условиях высокой геомагнитной активности, что указывает на сложную природу их возбуждения.

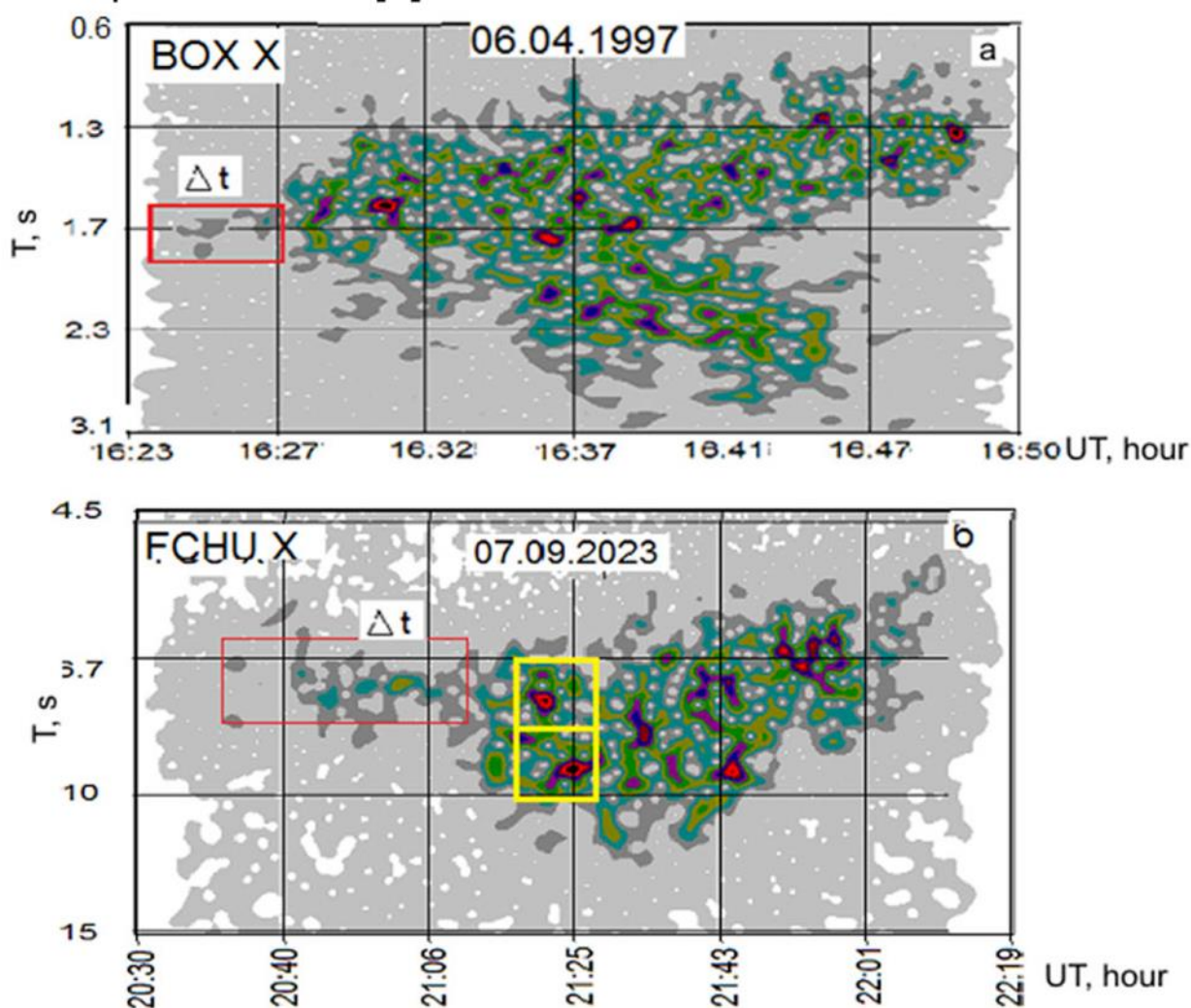


Рисунок 2. Примеры шевронов Pc1, Δt – интервал постоянства частоты, желтые прямоугольники – участки определения тонкой структуры на рисунке 6.

Геофизические условия возбуждения

Генерация шеврона Pc1 связана с резким кратковременным усилением авроральных токов (возникновению вихря на околополуночном меридиане) Рис. 3а. Импульсное усиление электроджета проявляется во всплесках индекса SME и сопровождается генерацией всплесков геомагнитных пульсаций Pi2 (Рис. 3а, б).

В рассматриваемом событии, усиление аврорального электроджета, возможно вызвано энергией диамагнитной структуры, которая поступила в магнитосферу при контакте с ней.

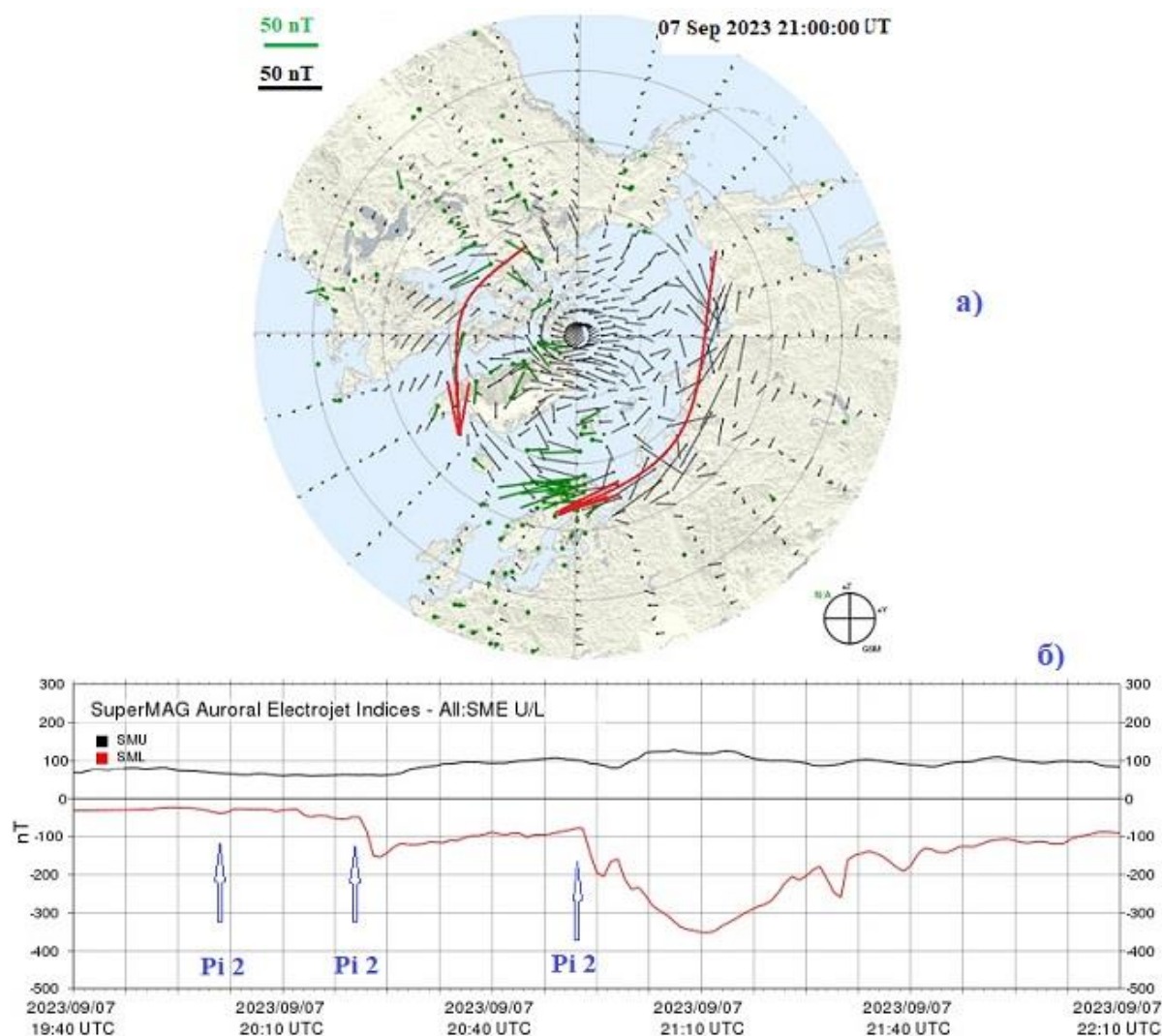


Рисунок 3. а) Векторная диаграмма токов. На полуночном меридиане (IMAGE) видно резкое усиление токов; б) Вариации индексов SME и SML. Стрелками указаны моменты регистрации Pi2.

На рисунке 4а представлены вариации модуля межпланетного магнитного поля (синяя кривая) и концентрации СВ (красная кривая) на спутниках Wind и THEMIS – C, составляющие диамагнитную структуру (обведено прямоугольником DS). Характерные детали вариаций на спутниках и наземный отклик соединены прямыми линиями. Прохождение энергии DS внутрь магнитосферы вызывает генерацию всплесков Pi2 (стрелки), начало суббури и резкое усиление западного электроджета с его броском на север. Детали магнитосферного отклика на контакт с DS даны на Рис. 4б, в: - модельный расчёт токовой системы по данным цепочки магнитометров IMAGE (Рис. 4в) и IE - индекс по данным цепочки магнитометров IMAGE. Резкое возрастание авроральной активности, связанное с прохождением диамагнитной структуры СВ внутрь магнитосферы [Пархомов и др., 2021], можно считать кратковременной суббурей.

Спектральные характеристики шеврона Pc1

Как известно [Акасофу, 1971; Kangas *et al.*, 1998], магнитосферные суббури сопровождаются генерацией всплесков геомагнитных пульсаций типа Pi 1-2 на меридиане суббури и IPDP (пульсации с уменьшением периода) к западу от меридиана суббуревой активизации. IPDP, характерной особенностью которых является резкое нарастание частоты в течение нескольких минут, связаны с инжекцией плазмы из хвоста магнитосферы и дрейфом плазмоида на запад. В рассматриваемом событии всплеска пульсаций к западу от долготы суббуревой активизации, на динамических спектрах меридиональной сети магнитометров CARISMA, представленных на Рис. 5, наблюдается шеврон Pc1, в котором происходит и рост, и падение частоты.

Шеврон Pc1 наиболее отчётлив на обсерватории FCHU. На спектрограмме видны усиленные по амплитуде элементы (жёлтая стрелка), которые развёрнуты по амплитуде – частоте на Рис. 6. На этом рисунке спектральная мощность определяется градацией цвета. Максимальная мощность — чёрный цвет. Между

цветами спектральная мощность убывает в ϵ раз. Можно отметить, что диспергированные элементы подобные, элементам Pc1 отсутствуют.

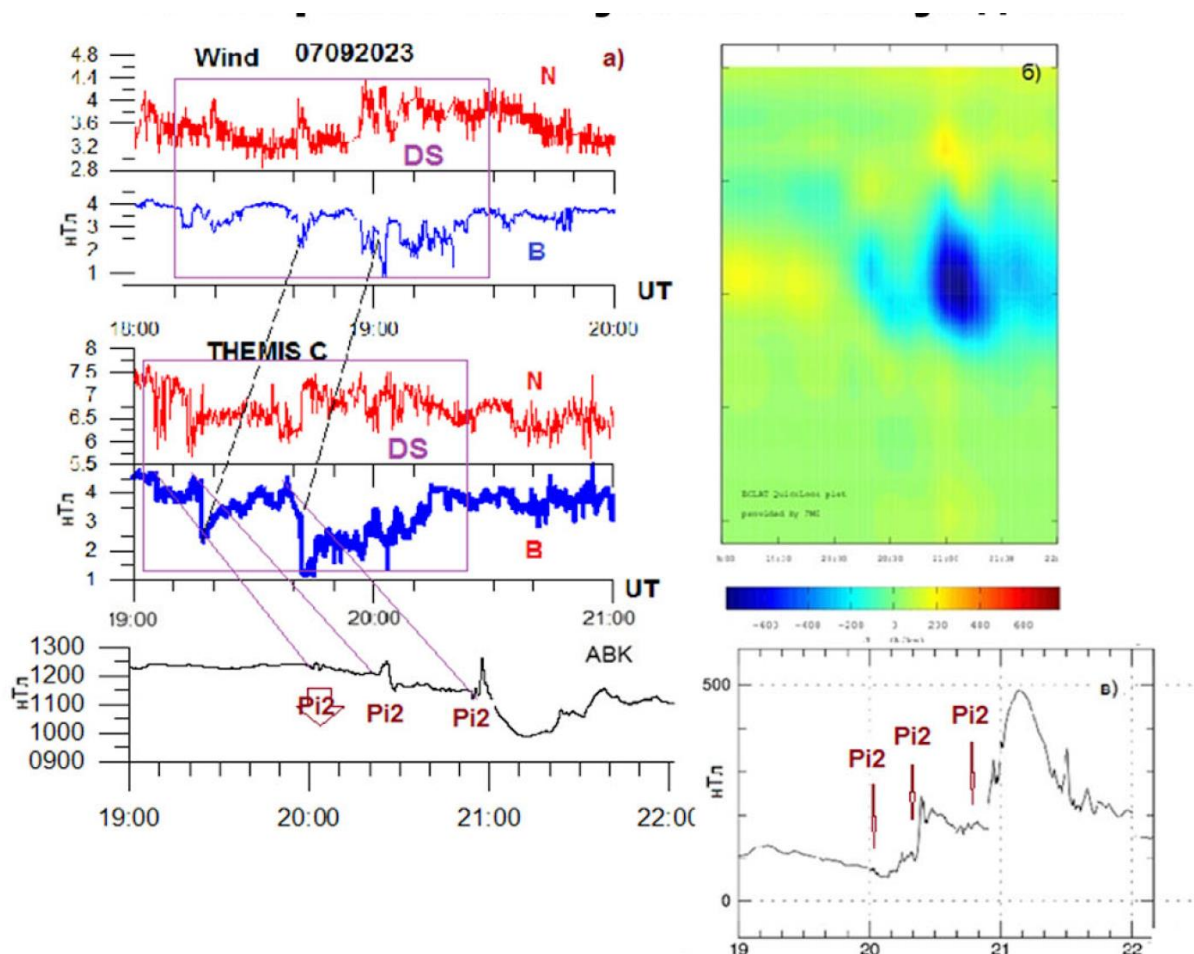


Рисунок 4. а) Вариации модуля межпланетного магнитного поля (синяя кривая) и концентрации СВ (красная кривая) на спутниках Wind и THEMIS-C и горизонтальной компоненты геомагнитного поля в авроральной зоне в околополуденные часы. Pi2 — моменты регистрации геомагнитных пульсаций, DS — диамагнитные структуры, определяемые по отрицательному коэффициенту корреляции ($B, N \sim -0.7$); б) модельный расчёт токовой системы по данным цепочки магнитометров IMAGE; в) IE индекс по данным цепочки магнитометров IMAGE.

На самой северной станции ТАЛО, силовая линия которой проектируется в магнитослой, в частотном диапазоне $0.2 \div 0.07$ Гц регистрируются колебания с шумовым спектром с хаотичными усилениями интенсивности (тёмные вкрапления в спектрограмме).

На обсерваториях меридиана южнее в момент, совпадающий с первым всплеском Pi2 на меридиане суббури, начинается шумовое излучение в полосе $\sim 0.12 \div 0.29$ Гц, нижняя частота которого смещается до 0.07 Гц. На обсерватории FCHU (зона максимума аврорального западного электроджета) форма спектра изменяется и появляется нарастающая до 0.2 Гц ветвь. На обсерваториях к югу форма спектра не меняется, но интенсивность уменьшается. На обсерватории THRF (48°) колебания отсутствуют. Таким образом, шеврон Pc1 регистрируется локально в широтной полосе $\sim 62^\circ \div 50^\circ$.

Пространственные характеристики шеврона Pc1

Для определения широтно-долготных особенностей шеврона Pc1 использована узкополосная числовая фильтрация в полосе периодов 3-15 с фильтром, созданным по алгоритму Марме [Marmet, 1979]. Результаты фильтрации наблюдений вдоль меридиана представлены на Рис. 7а. Распределение интенсивности колебаний вдоль широты показано на Рис. 7б. Результаты фильтрации усиливают аргументацию в пользу локальности распространения шеврона не только по широте, но и по долготе. Схема локализации шеврона Pc1 показана на Рис. 8.

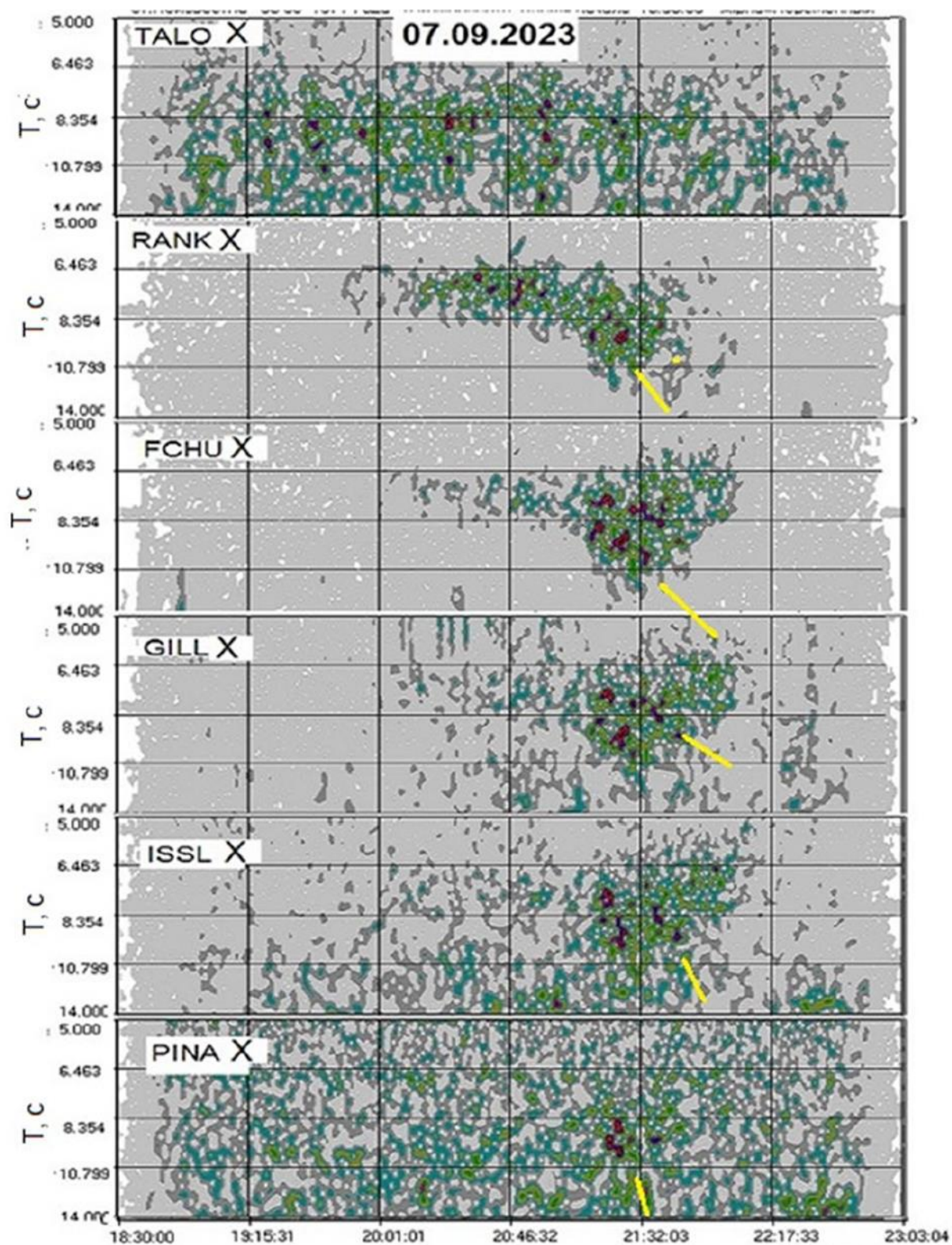


Рисунок 5. Динамические спектры шеврона Pc1 на меридиональной цепочке CARISMA. Шеврон Pc1 наиболее отчётливо виден на обсерватории FCHU. Здесь также видны усиленные по амплитуде элементы (жёлтая стрелка), которые развёрнуты по амплитуде – частоте на Рис. 6.

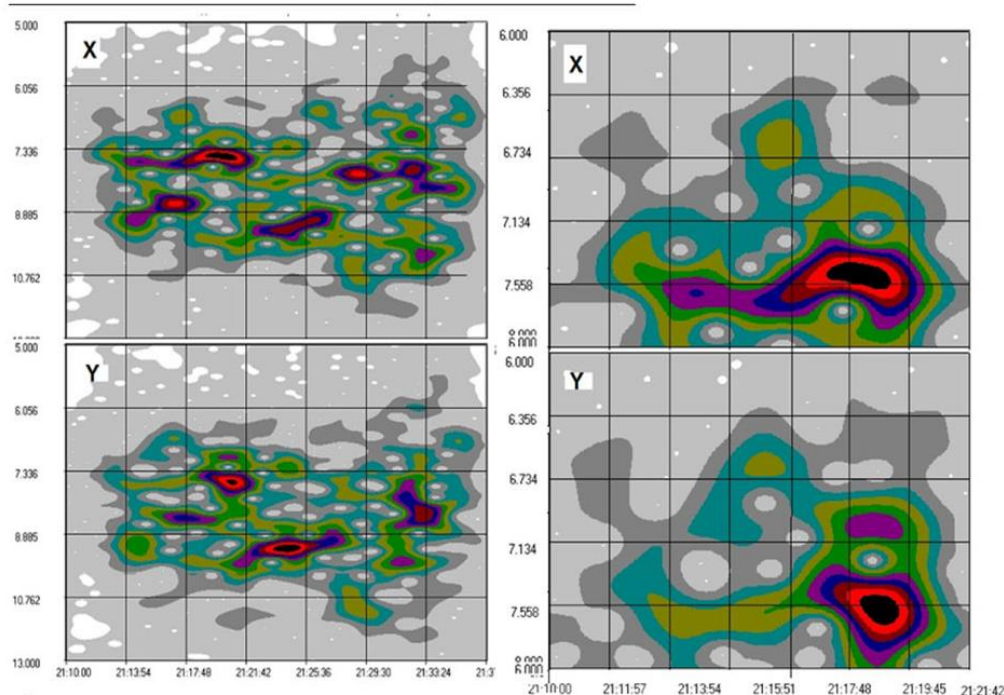


Рисунок 6. Тонкая структура участка шеврона Pc1 07.09.2023, выделенного жёлтыми прямоугольниками на рисунке 26.

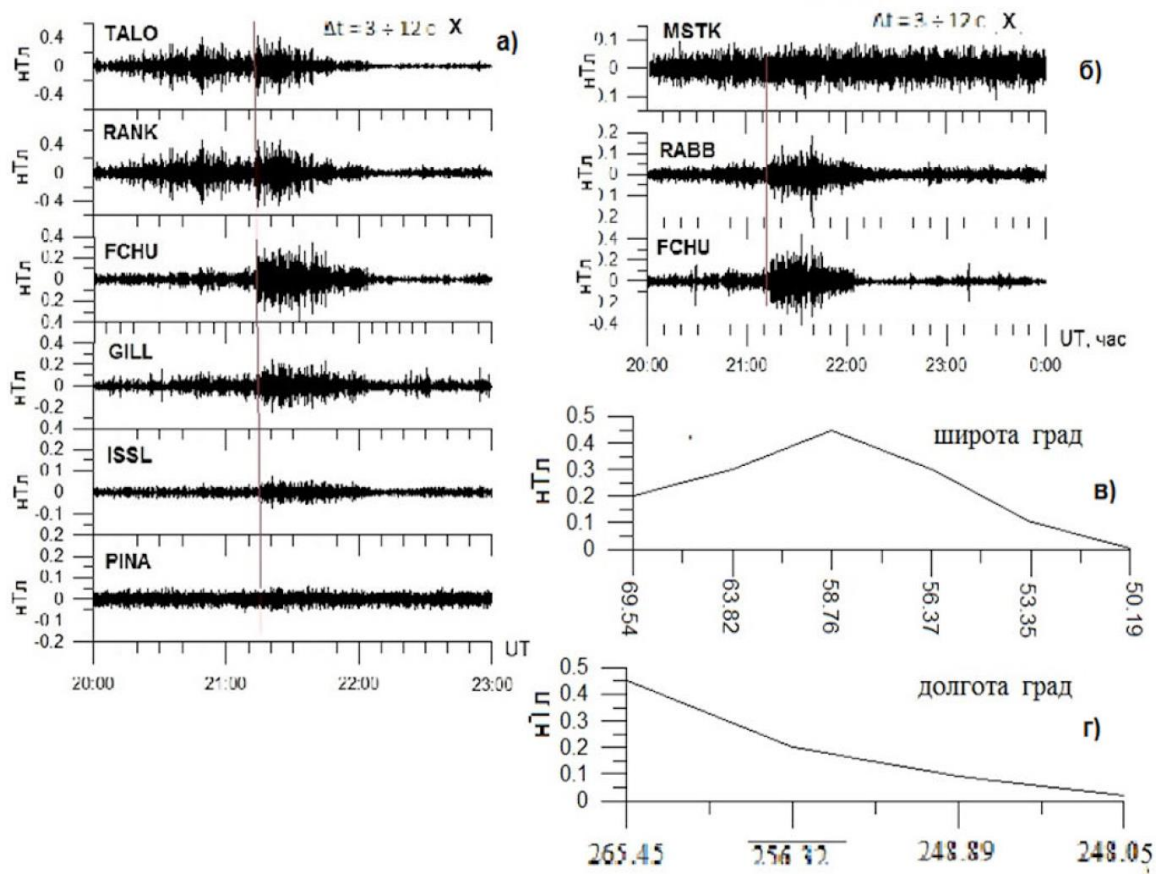


Рисунок 7. а) Вариации X-компоненты на сети обсерваторий CARISMA. а) фильтрограммы широтной компоненты X на меридиональной цепочке; б) фильтрограммы пульсаций на обсерваториях вдоль L оболочки ~6 Re; в) широтный ход отфильтрованной амплитуды по X-компоненте; г) долготный ход амплитуды.

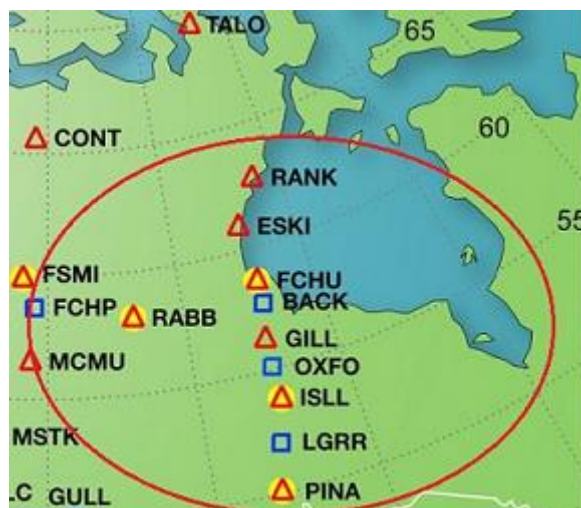


Рисунок 8. Локализация шеврона Pc1 (эллипс).

Параметры потоков плазмы и геомагнитного поля на спутнике THEMIS - D во время наблюдения шеврона на Земле

Во время регистрации шеврона спутники THB и THC находились в солнечном ветре и зарегистрировали параметры СВ и ММП аналогичные параметрам, регистрируемым на спутнике Wind, что позволяет отождествить диамагнитную структуру, сохраняющуюся при распространении от орбиты Wind до орбиты Земли (Рис. 3а). Спутники THA, THB и THC находились внутри магнитосферы и двигались с ночной стороны на дневную (Рис. 1). На Рис. 9 дано сопоставление регистрации потоков и температуры ионов, геомагнитного поля, распределение спектральной энергии ионов на спутнике THD, который находился на вечерней стороне магнитосферы в области близкой к области регистрации шеврона. высокочастотный потенциал спутника THA (а) и динамический спектр шеврона на обсерватории FCHU (б). Анализ спутниковых данных, представленных на Рис. 9, позволяет заключить, что во время наземной регистрации шеврона Pc1, плазмод, вызвавший суббурю, достигает меридиана регистрации шеврона, о чём свидетельствуют измерения плазмы, магнитного и электрического полей на спутниках THA и THD. В интервале 20 – 22 UT (красный прямоугольник) на Рис. 9 видно возрастание концентрации ионов (от ~ 0.04 до 14 cm^{-3}) (а), падению ионной температуры от $\sim 7000^\circ$ до 700° (б), возрастание потенциала спутника на $\sim 2 \text{ В}$ и резкое падение до 3.5 В (в), резкое возрастание потока энергии (г) и вариация магнитного поля (е). На спутнике THD в рассматриваемом интервале резко возрастают по амплитуде (0.05 В до $\sim 7 \text{ В}$) высокочастотные колебания электрического поля [Bonnell et al., 1981]. Результаты спутниковых наблюдений, вероятно, могут служить подтверждением предположения о локальном возмущении магнитосферы, совпадающем по времени с наблюдением шеврона Pc1.

Обсуждение и основные результаты

Воздействие диамагнитной структуры (ДС) солнечного ветра (СВ) на магнитосферу, вызывающее кратковременное (~ 10 минут) и резкое ($\sim 100 \text{ нТл/мин}$) усиление авроральной электроструи с резким броском тока к северу, приводит к генерации всплеска геомагнитных пульсаций типа Pc1 шеврон на западных, отстоящих по долготе на $\sim 100^\circ$ от центра суббури, обсерваториях. Излучение начинается на средней частоте $\sim 0.15 \text{ Гц}$ и остаётся на этом уровне в течение ~ 60 минут, а затем происходит одновременное нарастание до $\sim 0.2 \text{ Гц}$ и падение до $\sim 0.06 \text{ Гц}$. Этот частотный диапазон ниже характерных частот Pc1 и отличается от частоты шевронов, представленных в [Parkhomov et al., 1923]. Отмеченное расхождение в частотных диапазонах шевронов может служить основанием для предположения об одинаковом механизме генерации шевронов в результате циклотронной неустойчивости ионов радиационного пояса. Однако частота излучения зависит от сорта ионов. Для протонной ветви нижний диапазон частот составляет 0.2 Гц , а для более тяжёлых ионов (He^+ и O_2^+) нижняя граница частоты может достигать 0.1 Гц [Park et al., 2016].

На основании подобия шевронов на Рис. 2, можно предполагать, что возможной причиной генерации шеврона Pc1 является выброс суббуревоего плазмоида из хвоста магнитосферы и его дрейф в антиконвекционной струе на дневную сторону. Однако, учитывая частотный диапазон, следует назвать явление «шеvron Pc1-2».

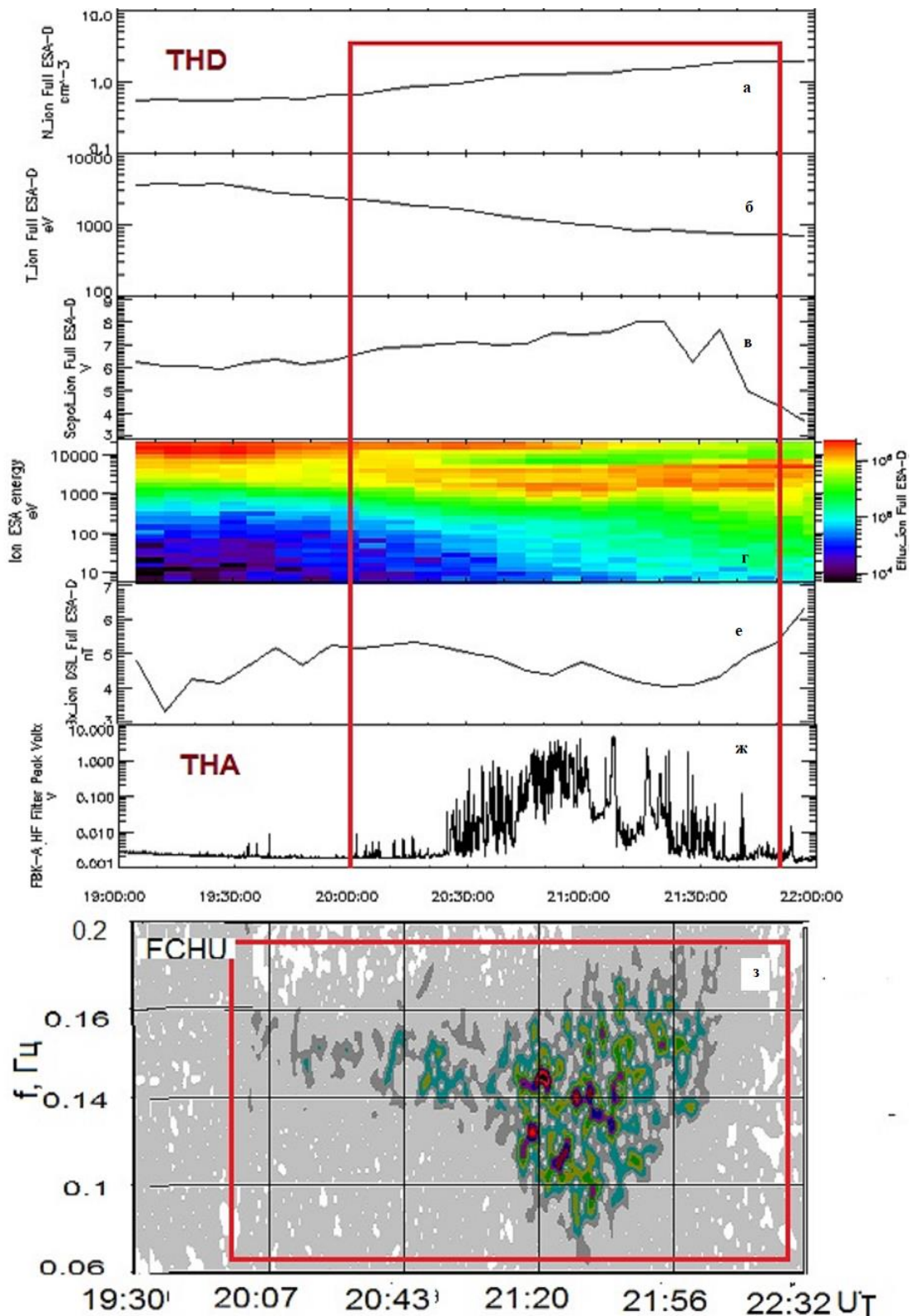


Рисунок 9. Сравнение наземных и спутниковых данных. Шеврон Pc1 на обсерватории FCC (Форт Черчилль) и данные со спутников THEMIS - A, -D (красный прямоугольник). Сверху вниз: а) вариация полной концентрации ионов магнитосферной плазмы; б) вариация общей энергии ионов; в) полный потенциал спутника в V; г) энергетическая спектрограмма потока ионов; е) вариация модуля геомагнитного поля в спутниковой системе координат; ж) вариации потенциала электрического поля спутника ТНА в частотном диапазоне 0 – 1 кГц; з) спектрограмма шеврона на обсерватории Форт Черчилль.

Благодарности

Авторы выражают искреннюю благодарность NASA CDAWEB <https://cdaweb.gsfc.nasa.gov/> за предоставление данных спутников Wind и THEMIS. Авторы благодарят руководителей, разработчиков приборов и руководителей экспериментов, проводимых на этих спутниках, за возможность использования данных. Авторы благодарят I.R. Mann, D.K. Milling и команду CARISMA за возможность использования данных магнитометров. <https://carisma.ca/carisma-data/data-use-requirements> is operated by the University of Alberta, funded by the Canadian Space Agency. Работа Еселевича В.Г. и Еселевича М.Г. выполнена в рамках базового финансирования программы ФНИ П.16. Работа В.А. Пархомова выполнена в рамках госбюджетной темы ФГБОУ ВО «БГУ» на 2023–2025 гг. «Системный анализ и методы обработки информации».

Литература

- Акасофу И. Полярные и магнитосферные суббури. М., Мир, 371, 1971.
- Гульельми А.В. МГД - волны в околоземной плазме. М., Наука, 1979.
- Гульельми А.В., Троицкая В.А. Геомагнитные пульсации и диагностика магнитосферы. М., Наука, М. 1973
- Пархомов В.А., Еселевич В.Г., Еселевич М.В., Дмитриев А.В., Суворова А.В., Хомутов С.Ю., Цэгмэд Б. Магнитосферный отклик на взаимодействие с диамагнитной структурой спорадического солнечного ветра. Солнечно-земная физика, 2021, Т. 7, № 3, с. 12-30.
- Сафаргалеев В.В., Терещенко П.Е., Пульсации герцового диапазона на фазе восстановления магнитной бури 7-8.09.2017 г. и связь их динамики с изменениями параметров межпланетной среды. Геомагнетизм и аэронавигация, 2019, Т. 59, № 3, с. 301–315.
- Bonnell J.W., Mozer F.S., Delory G.T., Hull A.J., Ergun R.E., Cully C.M., Angelopoulos V., Harvey P.R. The Electric Field Instrument (EFI) for THEMIS. Space Science Reviews, 2008, 141 (1), 303-341. doi:10.1007/s11214-008-9469-2
- Fukunishi H., Toya T., Koike K., Kuwashima M., Kawamura M. Classification of hydromagnetic emissions based on frequency-time spectra. Journal of Geophysical Research, 1981, 86 (A11), 9029-9039. <https://doi.org/10.1029/JA086iA11p09029>
- Kangas J., Guglielmi A., Pokhotelov O. Morphology and Physics of Short-Period Magnetic Pulsations. (Review). Space Science Reviews, 1998, 83, 435-512. <https://doi.org/10.1023/A:1005063911643>
- Lemair J.J. Plasmoid motion across a tangential discontinuity (with application to the magnetopause). Plasma Physics, 1985, 33(3), 425-436.
- Lemaire J. Impulsive penetration of filamentary plasma elements into the magnetospheres of the Earth and Jupiter. Planet. Space Sci., 1977, 25, 887–890. DOI:10.1016/0032-0633(77)90042-3
- Lundin R., Sauvaud A., Reme H. et al. Evidence for impulsive solar wind plasma penetration through the dayside magnetopause. Annales Geophysicae, 2003, 21, 457–472.
- Marmet P. New digital filter for the analysis of experimental data. Rev. Sci. Instrum., 1979, 50(1), 79-83.
- Parkhomov V.A., Tsegmed B., Dovbnya B.V., Khomutov S.Y., Eselevich V.G., Glinsky I.Y. Pc1 hydromagnetic emissions of chevron type. Proceedings of the Mongolian Academy of Sciences, 2023, 63(04), 1–15. <https://doi.org/10.5564/pmas.v63i04.3430>
- Park J.-S., Kim K.-H., Shiokawa K., Lee D.-H., Lee E., Kwon H.-J., Jin H., Jee G. EMIC waves observed at geosynchronous orbit under quiet geomagnetic conditions ($K_p \leq 1$). J. Geophys. Res. Space Physics, 2016, 121, 1377–1390. <https://doi.org/10.1002/2015JA021968>
- Safargaleev V.V., et al. Bursts of ULF noise excited by sudden changes of solar wind dynamic pressure. Annales Geophysicae, 2002, 20, 1751–1761.
- Saito T. Geomagnetic pulsations. Space Sci. Rev., 1969, 10(3), 319-412.

DOI: 10.51981/2588-0039.2024.47.019

ОБНАРУЖЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ОТКЛИКА В ВЕРХНЕЙ ИОНОСФЕРЕ НА СПУТНИКЕ CSES НА РАБОТУ ПЕРЕДАТЧИКА ЗЕВС

Н.В. Савельева¹, В.А. Пилипенко^{1,2}, Н.Г. Мазур¹, Е.Н. Федоров¹, С. Чжао³

¹Институт физики Земли РАН, Б. Грузинская 10, Москва 123242, Россия;
e-mail: nasa2000@yandex.ru, ENFedorov1@yandex.ru, ngmazur@mail.ru

²Институт космических исследований РАН, ул. Профсоюзная 84/32, Москва 117997, Россия;
e-mail: space.soliton@gmail.com

³Национальный центр космических наук Китайской академии наук, Пекин 100190, Китай;
e-mail: zhaoshufan@nssc.ac.cn

Аннотация. Низкоорбитальный спутник CSES (высота орбиты ~500 км) обнаружил крайне-низкочастотный (КНЧ) сигнал крупномасштабного передатчика ЗЕВС, расположенного на Кольском полуострове. Узкополосное излучение на частоте 82 Гц было зарегистрировано при сближении подспутниковой точки с установкой ЗЕВС до 400 км. Электрические и магнитные датчики CSES зафиксировали излучение со средними амплитудами $|E| \approx 1.2$ мкВ/м и $|B| \approx 0.4$ пТл. Результаты измерений согласуются с результатами моделирования пространственной структуры КНЧ поля в верхней дневной ионосфере, возбуждаемого переменным горизонтальным током с длиной 60 км и интенсивность 70 А. Результаты наблюдений могут быть использованы для оценки эффективности активных экспериментов по возбуждению КНЧ-УНЧ возмущений в околоземной среде установками типа FENICS.

Введение

Число свидетельств антропогенного электромагнитного воздействия на природные процессы в околоземном пространстве постоянно нарастает [Пилипенко и др., 2021]. Электромагнитный отклик ионосферы на естественные явления (грозы) и искусственные воздействия (радиопередатчики) хорошо изучен в диапазоне очень низких частот (ОНЧ) (>1 кГц). Значительно меньше внимания уделялось диапазону ультранизких частот (УНЧ), расположенному ниже частоты шумановского резонанса ~8 Гц, и диапазону крайне низких частот (КНЧ) от десятков до сотен Гц. Однако заметной эффективности излучения в УНЧ-КНЧ диапазоне можно ожидать только для чрезвычайно крупномасштабных излучающих систем. Такие УНЧ-КНЧ передатчики действительно существуют — в настоящее время передатчик ЗЕВС работает на несущей частоте 82 Гц недалеко от побережья Белого моря [Взаимодействие..., 2014]. Помимо этого, на Кольском полуострове проводятся эксперименты FENICS с управляемыми источниками электромагнитных полей УНЧ/КНЧ диапазонов с использованием линий электропередач (ЛЭП) в качестве горизонтальной излучающей антенны [Жамалетдинов и др., 2015]. Электромагнитные УНЧ-КНЧ волны благодаря резонансному взаимодействию волна-частица, могут приводить к высыпанию электронов внешнего радиационного пояса в атмосферу и таким образом снижать уровень потоков электронов-«убийц» до безопасного для спутниковой электроники уровня. Естественно, возникает идея использовать установку типа FENICS для возбуждения в ионосфере искусственных излучений. Теоретическое моделирование показало, что такая установка с током ≥ 140 А может обеспечить при благоприятных условиях в ночные часы стимуляцию излучения в герцовом диапазоне с максимальными амплитудами ≥ 1 пТл и ≥ 10 мкВ/м, характерными для естественных сигналов диапазона Pc1 в верхней ионосфере [Пилипенко и др., 2024]. Поэтому установка FENICS на широте, соответствующей центральной части внешнего радиационного пояса, может эффективно использоваться как инструмент для опустошения радиационного пояса. Таким образом, установка типа FENICS может быть значительно более дешевой и эффективной альтернативой радионагревным методам возбуждения искусственных излучений диапазона Pc1.

Чтобы проверить адекватность теоретической модели и возможность обнаружения сигналов наземных КНЧ передатчиков в данных низкоорбитальных спутников, нами проанализированы случаи пролётов низкоорбитального итало-китайского спутника CSES-01 вблизи Кольского полуострова. В данной работе использована построенная в статье [Федоров и др., 2022] теория возбуждения УНЧ-КНЧ волн в ионосфере линейным заземленным током конечной длины L . С помощью основанной на этой теории численной модели (с реалистичным горизонтально-слоистым профилем ионосферы) рассчитана ожидаемая амплитуда излучений на спутниковых высотах для КНЧ передатчика типа ЗЕВС с учетом его реального размера.

Результаты наблюдений

В эксперименте использованы сигналы установки ЗЕВС, расположенной на Кольском полуострове (68.7°N и 34.5°E). ЗЕВС состоит из двух параллельных горизонтальных проводников (антенн по типу ЛЭП) длиной около 60 км, проложенных на расстоянии 1 км друг от друга в направлении с востока на запад, концы которых заземлены через контактные скважины. В проводниках создается переменный ток 200-300 А и частотой 82 Гц. Общая мощность установки достигает 2.5 МВт. Качественная схема установки ЗЕВС приведена на Рис. 1.

Первый китайский сейсмо-электромагнитный спутник CSES-01 (China Seismo-Electromagnetic Satellite), был запущен в феврале 2018 года на солнечно-синхронную полярную орбиту высотой ~500 км с наклонением 97.4° и периодом обращения 95 минут для изучения природных сейсмогенных электромагнитных явлений [Diego et al., 2021]. В составе оборудования имеется 4.5-метровая антенна (Electric Field Detector — EFD) для измерения электрического поля в частотном диапазоне от DC до 3.5 МГц. EFD регистрирует спектральную плотность мощности W_E [(мВ/м)²/Гц]. В состав оборудования также входит индукционный магнитометр SCM, который измеряет вариации магнитного поля в диапазоне от 10 Гц до 20 кГц, и выдает значения спектральной плотности мощности W_B [нТл²/Гц]. Данные представлены в спутниковой системе координат (X_s, Y_s, Z_s), где X_s — направление полета спутника, Z_s — направление от спутниковой платформы к Земле, а Y_s дополняет ортогональную правостороннюю тройку (<http://www.leos.ac.cn>). В обычном режиме измерения проводятся на широтах ниже 65°N, чтобы не перегружать высокочувствительную спутниковую аппаратуру, и лишь изредка измерения проводятся на более высоких широтах. В качестве примера таких измерений на высоких широтах приведем данные пролета спутника 11 ноября 2019 г. вблизи от Кольского полуострова. Траектория движения подспутниковой точки во время этого события показана на Рис. 2.

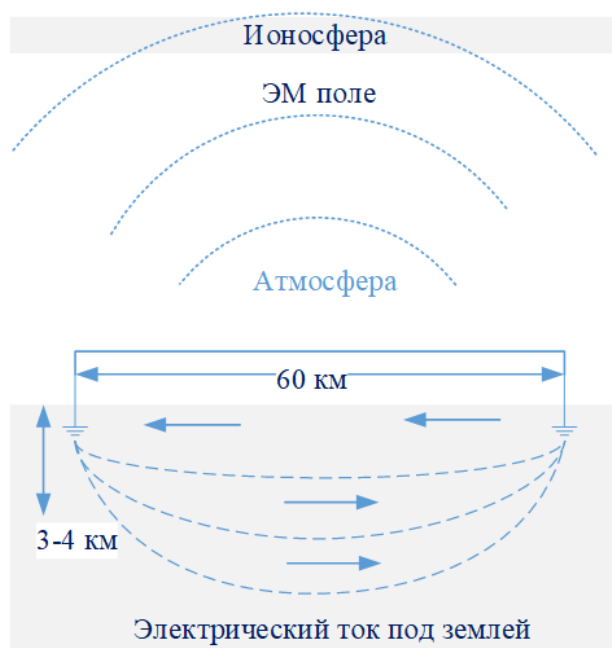


Рисунок 1. Схема установки ЗЕВС (не в масштабе).

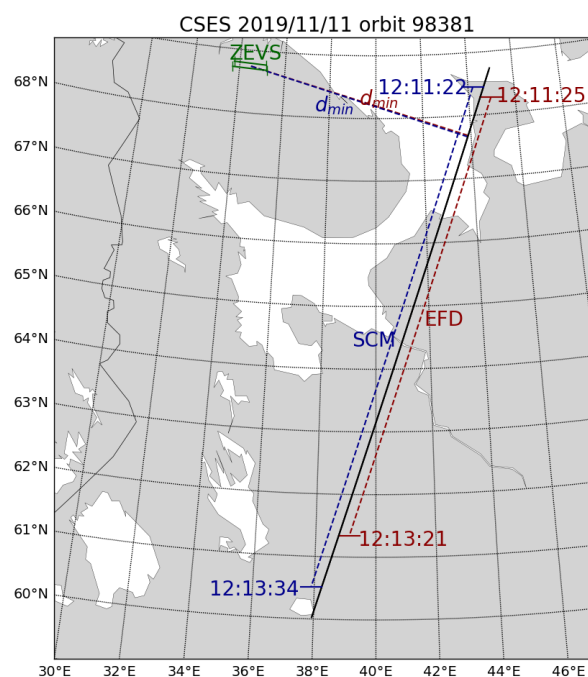


Рисунок 2. Траектория движения подспутниковой точки CSES относительно установки ЗЕВС и границы зоны детектирования электрического и магнитного сигналов 82 Гц датчиками EFD (красный пунктир) и SCM (синий пунктир).

При пролете 11 ноября 2019 г. наземная проекция орбиты CSES приблизилась к ЗЕВС на минимальное расстояние $d_{\min} = 406$ км. В течение временного интервала 12:11:22-12:13:34 UT прибор EFD обнаружил узкополосное излучение с частотой 82 Гц. На Рис. 3 показаны спектрограммы мощности поперечных компонент электрического поля W_{Ex} и W_{Ey} (две верхние панели). Справа от сонограмм показано изменение расстояния d между проекцией спутника на Землю и положением ЗЕВС. Видно, что интенсивность регистрируемого излучения возрастает по мере уменьшения d и достигает максимальных значений при $d \sim 400$ км. На нижней панели приведены графики усредненных по времени значений плотности мощности (красный и синий графики).

На Рис. 4 показаны спектрограммы мощности поперечных компонент магнитного поля W_{Bx} и W_{By} (две верхние панели). На нижней панели приведены два графика усредненных по времени значений спектральной мощности. Данные измерений даны в системе координат, в которой ось Z направлена от спутника к центру Земли. В рассматриваемом диапазоне широт наклонение вектора магнитного поля Земли варьирует от 75° до 80° , таким образом, в первом приближении, можно считать, что ось Z направлена вдоль линий магнитного поля. Продольные компоненты W_{Bz} и W_{Ez} оказались малы по сравнению с поперечными и не приводятся.

Спектральная мощность электрической и магнитной компонент излучения на 82 Гц достигает $W_E \sim 9 \times 10^{-7}$ (мВ/м)²/Гц и $W_B \sim 10^{-7}$ (нТл)²/Гц, соответственно. Амплитуда сигнала может быть оценена по формуле $|E, B| = \sqrt{W_{E,B} \Delta f}$, где Δf – полоса пропускания принятого сигнала. Ширина полосы пропускания была рассчитана на уровне половины амплитуды сигнала (светло-серый пунктир на рис. 3,4) относительно фона (темно-серый пунктир на рисунках 3,4). Средняя амплитуда электрической компоненты сигнала равна $|E_x| = 1.2$ мкВ/м при $\Delta f = 1.6$ Гц. Средняя амплитуда магнитной компоненты равна $|B_x| = 0.4$ пТл при $\Delta f = 1.9$ Гц. Причина помехи на 56 Гц и 101 Гц по магнитной компоненте неясна.

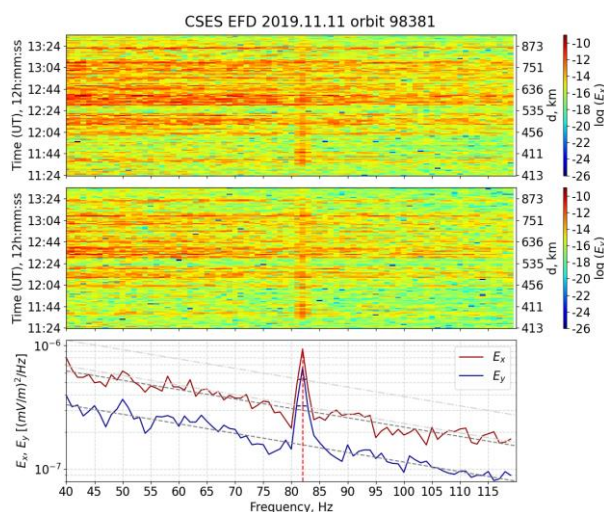


Рисунок 1. Результаты измерений электрического поля прибором EFD спутника CSES.

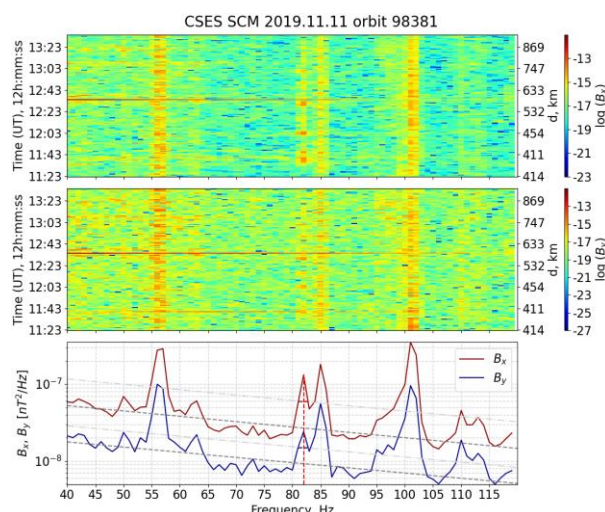


Рисунок 2. Результаты измерений магнитного поля прибором SCM спутника CSES.

Численное моделирование

Для интерпретации наблюдений была использована численная модель, разработанная ранее для оценки отклика ионосферы на линии электропередачи [Fedorov et al., 2020,2021], в которой в качестве источника КНЧ сигнала рассматривался линейный проводник с переменным током конечной длины $L=60$ км, расположенный над землей с конечной проводимостью $\sigma_g=10^{-5}$ См/м. На основании модели была проанализирована пространственная структура составляющих электрического и магнитного поля, генерируемого источником на частоте 82 Гц. Ионосферные параметры выбраны соответствующими условиям наблюдения. Результаты расчетов для силы тока в 1 А приведены на рис. 5 и 6.

Нормированные амплитуды компонент магнитного поля $|B_x|$ и $|B_y|$ в верхней ионосфере, над источником излучения, могут достигать значений 0.1 пТл при силе тока в источнике 1 А (Рис. 6). Магнитная составляющая B_z , ориентированная вдоль геомагнитного поля, на 1-2 порядка меньше поперечной составляющей. На удалении $\rho = 440$ км, рассчитанное возмущение магнитного поля уменьшится до $|B_x| = |B_y| = 6 \times 10^{-3}$ пТл. Соответственно, чтобы создать возмущение с компонентами $|E| \approx 1.2$ мкВ/м и $|B| \approx 0.4$ пТл в точке расположения спутника величина тока в антенне ЗЕВС должна быть не менее 70 А. Эта величина вполне реальна, т.к. заявленные максимальные токи в установке ЗЕВС составляют 200-300 А [Взаимодействие..., 2014].

Амплитуды поперечных компонент электрического поля $|E_x(y)|$ и $|E_y(y)|$ практически одинаковы, что указывает на круговую поляризацию излучения в верхней ионосфере (Рис. 5). Нормированная амплитуда достигает максимальной величины ≈ 0.3 мкВ/м над источником ($\rho = 0$). Ослабление поля при удалении от источника происходит довольно медленно: на расстоянии 400 км амплитуда падает примерно в 15 раз. При $\rho = 440$ км, $|E_x| = |E_y| = 1.7 \times 10^{-2}$ мкВ/м.

Преобразование линейно-поляризованного сигнала, генерируемого наземным протяженным передатчиком, в волну с круговой поляризацией в верхней ионосфере интерпретируется следующим образом [Pilipenko et al., 2019]. Линейно поляризованный сигнал можно представить, как комбинацию двух сигналов с

противоположной круговой поляризации. При входе в ионосферу сигнал с левой поляризацией LH (ионо-подобное вращение) сильно поглощается, поэтому в верхней ионосфере наблюдается только сигнал с правой поляризацией RH (электрон-подобное вращение).

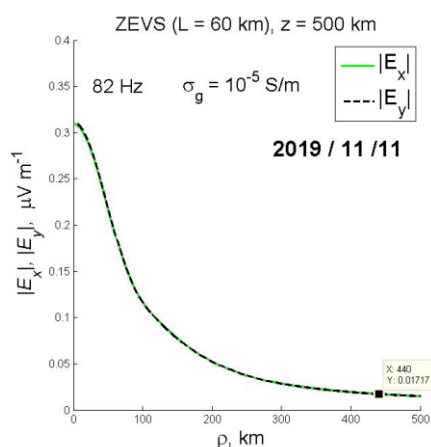


Рисунок 3. Результаты численного моделирования пространственной структуры поперечных компонент электрического передатчика ЗЕВС.

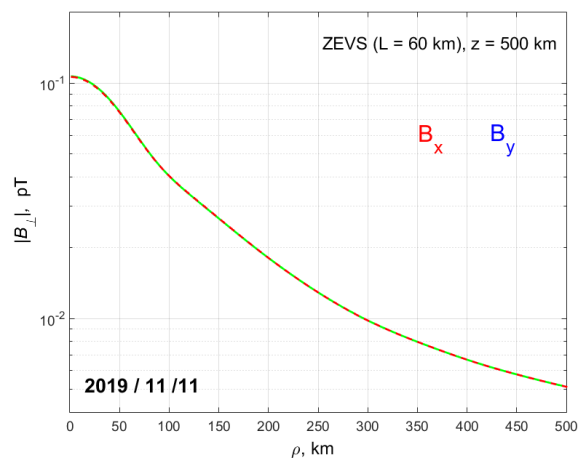


Рисунок 4. Результаты численного моделирования пространственной структуры поперечных компонент магнитного поля над передатчиком ЗЕВС.

Заключение

Проведено численное моделирование проникновения КНЧ излучения в верхнюю ионосферу от наземного горизонтального источника длиной 60 км. Моделирование показывает, что сигналы на частоте 82 Гц от такого источника могут быть обнаружены электрическими и магнитными датчиками на борту спутника на низкой орбите на горизонтальных расстояниях до нескольких сотен км. Результаты моделирования хорошо подтверждаются наблюдениями на спутнике CSES (высота орбиты 500 км) вблизи КНЧ передатчика ЗЕВС. Экспериментально измеренные амплитуды электрических и магнитных компонент излучения в верхней дневной ионосфере на горизонтальных расстояниях порядка 400 км согласуются с расчетами при предполагаемом токе в излучателе 70 А. Поляризация излучения близка к круговой, как и предсказывает модель.

Литература

- Взаимодействие электромагнитных полей контролируемых источников СНЧ диапазона с ионосферой и земной корой: Материалы Всероссийского (с международным участием) научно-практического семинара. В 2 т. / РАН, Отд. наук о Земле, Кольский научный центр, Геологический институт; ред. Е.П. Велихов, Ю.Л. Войтеховский. Апатиты, 2014. ISBN 978-5-902643-23-4.
- Жамалетдинов А.А., Шевцов А.Н., Велихов Е.П. и др. (2015). Исследование взаимодействия электромагнитных волн КНЧ–СНЧ диапазона (0.1–200 Гц) с земной корой и ионосферой в поле промышленных линий электропередачи (эксперимент «FENICS») // Геофизические процессы и биосфера, 14, № 2, 5-49.
- Пилипенко В.А., Мазур Н.Г., Федоров Е.Н., Шевцов А.Н. (2024). О возможности экспериментов по возбуждению искусственных УНЧ излучений в ионосфере установкой FENICS на Кольском полуострове // Изв. РАН, серия физическая, 88, № 3, 386–394.
- Пилипенко В.А., Федоров Е.Н., Мазур Н.Г., Климов С.И. (2021). Электромагнитное загрязнение околоземного космического пространства излучением ЛЭП. Солнечно-земная физика, 7, № 3, 111–119. DOI: 10.12737/szf-73202107
- Фёдоров Е.Н., Мазур Н.Г., Пилипенко В.А. (2022). Электромагнитные поля в верхней ионосфере от горизонтального крайне низкочастотного наземного излучателя конечной длины // Известия ВУЗов. Радиофизика, 65, №9, 697-712. DOI: 10.52452/00213462_2022_65_09_697
- Diego P., Huang J., Piersanti M., et al. (2021). The electric field detector on board the China Seismo Electromagnetic Satellite—In-orbit results and validation // Instruments, 5(1):1. DOI: 10.3390/instruments5010001
- Fedorov E., Mazur N., Pilipenko V., Vakhnina V. (2020). Modeling ELF electromagnetic field in the upper ionosphere from power transmission lines // Radio Science, 121, 55, e2019RS006943. DOI: 10.1029/2019RS006943
- Fedorov E.N., Mazur N.G., Pilipenko V.A. (2021). Electromagnetic response of the mid-latitude ionosphere to power transmission lines // J. Geophysical Research, 126, e2021JA029659. DOI: 10.1029/2021JA029659
- Pilipenko V.A., Parrot M., Fedorov E.N., Mazur N.G. (2019). Electromagnetic field in the upper ionosphere from ELF ground-based transmitter // J. Geophysical Research, 124, 10, 8066-8080. DOI: 10.1029/2019JA026929

DOI: 10.51981/2588-0039.2024.47.020

EXTENDED SURFACES WITH INCREASED CURRENT DENSITY AND MAGNETIC FIELD CONFIGURATIONS IN THE VICINITY OF CURRENT DENSITY MAXIMA: MHD SIMULATION ABOVE THE ACTIVE REGION

A.I. Podgorny¹, I.M. Podgorny²

¹*Lebedev Physical Institute RAS, Moscow, Russia; e-mail: podgorny@lebedev.ru*

²*Institute of Astronomy RAS, Moscow, Russia*

Abstract. The fast energy release in the solar corona is explained by solar flare mechanism of S.I. Syrovatsky, according to which the energy for flare is accumulated in the magnetic field of the current sheet. The observed manifestations of the flare are explained by the electrodynamic model of the solar flare proposed by I. M. Podgorny. To study the mechanism of a solar flare it is necessary to carry out MHD simulation above the active region, which is initiated several days before the flare. Here is the first attempt is make to solve the problem of coincidence of solar flare position obtained by MHD simulation with observed one using extended surface of magnetic lines, passing through the chain of current density maxima, which is found as result of MHD simulation.

Introduction

The primordial release of energy during solar flare in the solar corona above the active region at altitudes of 15 - 70 Mm is explained by solar flare mechanism of S.I. Syrovatsky [1], according to which the energy for flare is accumulated in the magnetic field of the current sheet. The numerous observations ([2] and others) show appearance of flares at such altitudes, which corresponds to results of MHD simulation above the active region. The observed manifestations of flare, appeared as result of fast magnetic energy release in the current sheet, are explained by the electrodynamic model of the solar flare proposed by I.M. Podgorny [3]. The model is based on observations and results of MHD simulation and uses analogies with the electrodynamic model of a substorm, previously developed by its author [4]. Since it is impossible to obtain the configuration of the magnetic field in the corona from observations, to study the physical mechanism of a solar flare it is necessary to carry out MHD simulations in the solar corona. Herewith, calculations must begin several days before the flare, when magnetic energy for the flare has not yet accumulated in the corona. When setting the problem, no assumptions were made about the mechanism of the solar flare. All conditions were taken from observations.

Methods of MHD simulation and search for solar flare positions using magnetic field configuration obtained by MHD simulation

MHD simulation is carried out above the active region AR 10365 in the computational domain in the corona in the form of rectangular parallelepiped $1 \times 0.3 \times 1$ (the length unit was chosen $L_0 = 4 \times 10^{10}$ cm). The lower boundary of the computational domain $y=0$ (XZ) is located on the surface of the Sun and contains the active region. For the numerical solution of MHD equations, the absolutely implicit upwind finite-difference scheme, conservative relative the magnetic flux, has been developed [5]. Special methods were developed with the aim of constructing a scheme that remains stable for the maximum possible time step. The scheme was realized in the computer program PERESVET. Parallelization of calculations was carried out by computational threads on GPU using CUDA technology.

The magnetic field configuration obtained by MHD simulation is so complex that it is often impossible to determine directly the positions of singular lines and the current sheets appearing near them. For this purpose, a graphical search system [6] was developed, based on determining the positions of the current density maxima, which are achieved in the centers of the current sheets.

Results of MHD simulation: Arcade of magnetic lines passing through the chain of current density maxima

The comparison of the results of MHD simulation above the active region AO 10365 at 02:32:05 on May 26, 2003, three hours before the M 1.9 flare, with observations of microwave radio emission at a frequency of 17 GHz obtained

with the Nobeyama radioheliograph, started in [7], is continued. In this moment the energy for solar flare is accumulated in the magnetic field and plasma of solar corona is heated by currents which creates this magnetic field. The magnetic field configuration is represented by lines passing through the current density maxima with numbers 145, 147, 194, 179, 4, 73, 105, 41, 12, 205, 123, 82, 84, 182 (Figure 1).

The magnetic field configurations at the selected points of the current density maxima indicate promotable conditions for the occurrence of flares at some maxima located in the region of bright flare emission. There is no significant dominance of the diverging magnetic field in the vicinity of these maxima. At the same time, maxima with such properties also occur outside the bright region of flare emission, and there are not many such maxima in the bright region compared to their total number.

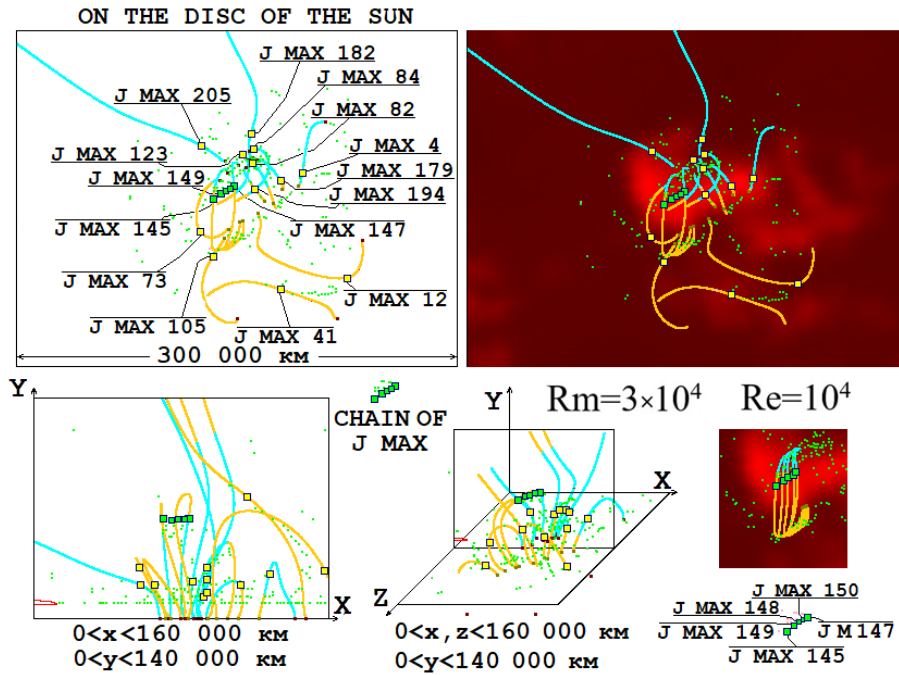


Figure 1. Positions of current density maxima in the computation domain of the corona in space, and their projections onto the central plane of the computation domain and onto the picture plane (perpendicular to the line of sight). The distribution of microwave radio emission at a frequency of 17 GHz, obtained on the solar disk using the Nobeyama radioheliograph, is superimposed on the picture plane. The magnetic field configuration is represented by magnetic lines passing through the selected current density maxima, and their projections onto the planes.

The problem of coincidence the regions of bright flare emission with the flare positions found from the MHD simulation results can be solved by the occurrence of a surface of increased current density passing through a chain of current density maxima. The maxima of this chain with numbers 145, 149, 148, 150 and 147 are shown in Figure 1 as green points. Magnetic lines on the solar disk passing through the maxima of this chain are shown separately on an enlarged scale.

Figure 2 shows the plane and three-dimensional configurations near the chain maxima in a square and a cube of 12,000 km in size. The two-dimensional region is a square of 12,000 km in size with the center at the point of the selected current density maximum, with the plane of the square being perpendicular to the magnetic field vector at the point of the selected maximum. The three-dimensional region is a cube of 12,000 km in size with the center at the point of the selected current density maximum, so that the two-dimensional region is the central plane of this cube, i.e. the plane passing through the center of the cube parallel to two faces of the cube and, accordingly, perpendicular to the other four faces of the cube. These configurations do not have properties that could significantly promote to the flare release of energy. In plane configurations, the divergent magnetic field dominates the X-type field, although not very strongly, and in three-dimensional configurations, the field lines do not diverge much along the singular line, which means a relatively large longitudinal component of the magnetic field, stabilizing the explosive instability.

The maxima of chain are located close to each other and the field configurations in their vicinity are very similar, so that an assumption arises that all the chain maxima belong to the same current sheet of considerable width (~50,000 km), i.e. an extended surface with increased current density. This assumption is confirmed by the study of plane and

three-dimensional configurations in a square and in a cube with a larger size of 80,000 km with the center in the 148th maximum located in the middle of the chain (Fig. 3, second row). The square is the central plane of the cube. Magnetic lines in the cube passing through the maxima of chain form an arcade (Fig. 3, last figure of the second row).

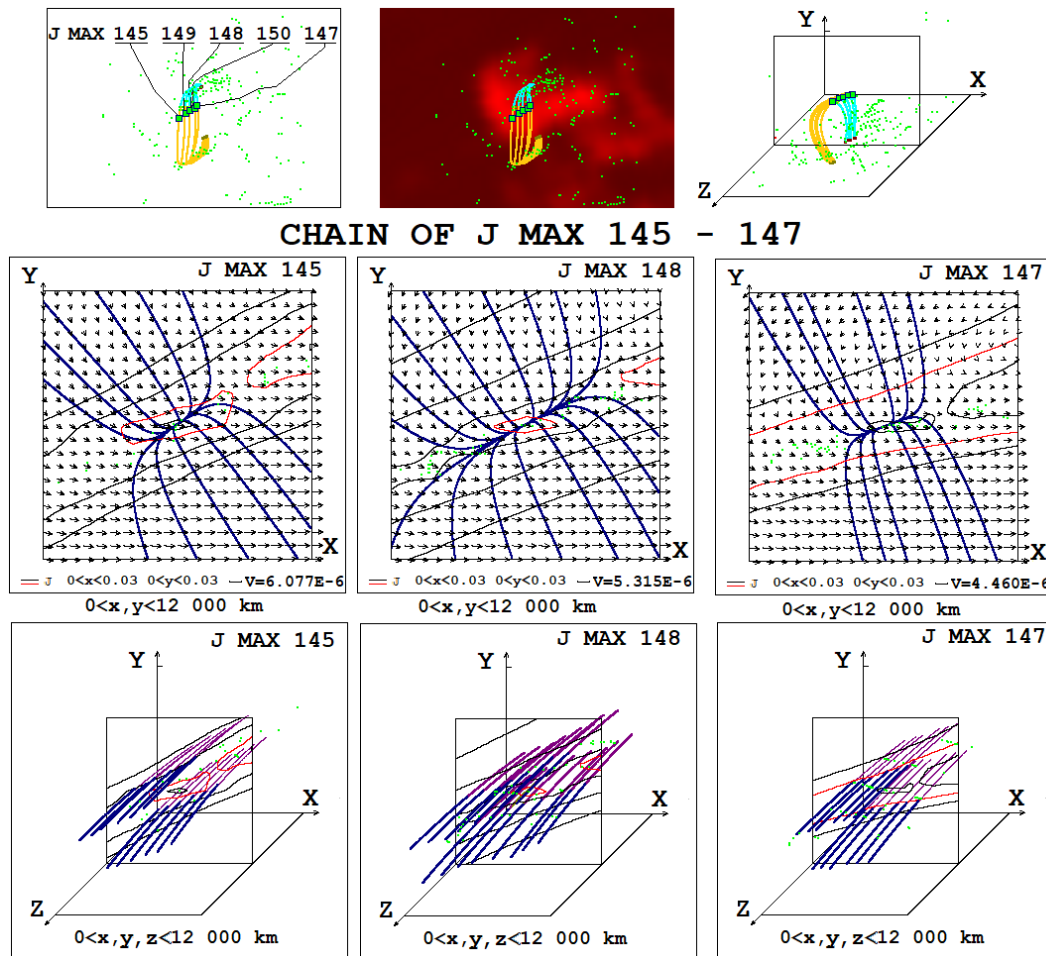


Figure 2. Plane and spatial configurations in regions of 12,000 km in size with centers at the points of the chain of maxima.

The current density maxima are not located at the top of loop. It is necessary to construct a magnetic configuration at the top of loop, where there should be practically no diverging field superimposed on the X-type field and where solar flares are most likely to occur. Such a construction is also necessary to verify the coincidence of the surface of the magnetic lines passing through the chain of current density maxima with the surface of increased current density. In the upper row of Figure 3, the chain maxima points are marked in green, and the points lying at the tops loop are marked in yellow. These points at the top of arcade lie in the central plane of a large cube which center is located at the top of arcade. They are situated in the region of increased current density, as can be seen from their location in the central plane onto which the current density level lines are plotted (Fig. 3, first pictures of the second and third rows), which confirms the coincidence of the surface of arcade lines with the surface of increased current density.

The plane maxima in the central plane at the top of arch are marked in red. The points of intersection of the magnetic lines passing through these plane maxima with the central plane of the chain of maxima are also marked in red in the upper row of Figure 3.

Eight lines, five of which pass through the maxima of the chain and three through the plane maxima of the current density, represent an arcade, which is presented in a large cube (80,000 km) with the center at the point at the top of the arcade (Fig. 3, last figure of the third row).

Magnetic field configurations (Fig. 4) in the vicinity of the loop top points in the central plane of 12,000 km in size have properties that promote the development of flare instability. In most of these small regions, the X-type field dominates, while in other regions, the diverging field dominates very weakly. In the three-dimensional configuration,

the field lines diverge significantly in the direction along the singular line, which means that the longitudinal component of the magnetic field is relatively weak, so that it will not be able to stabilize flare instability.

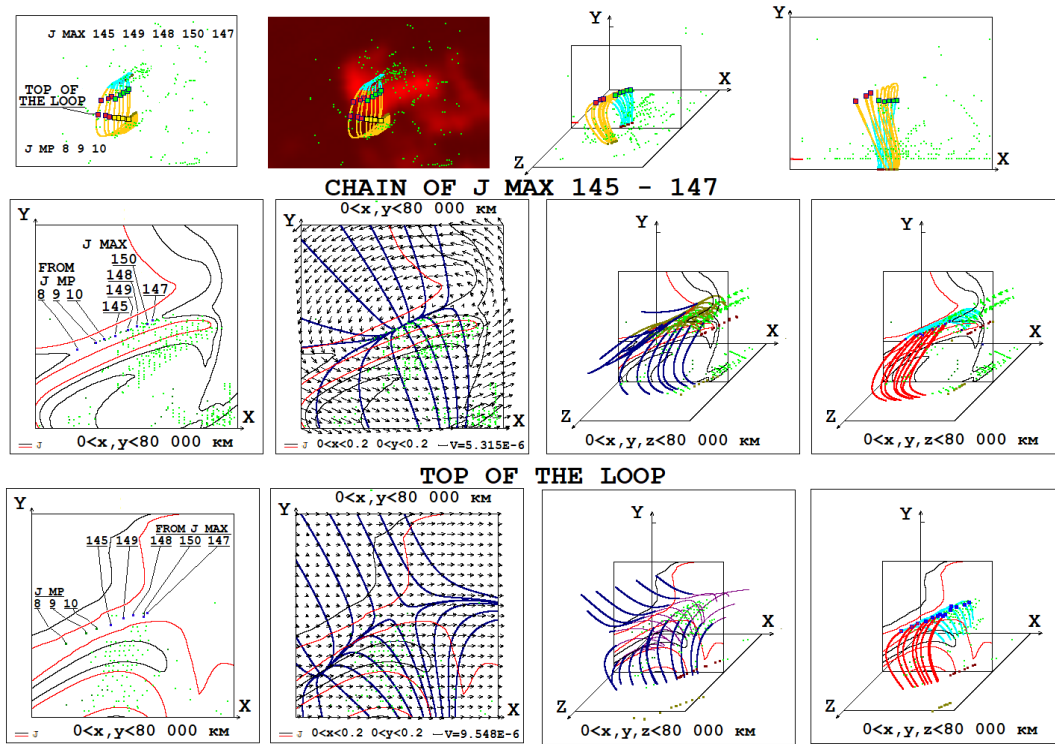


Figure 3. Plane and spatial configurations in large regions of 80,000 km. In the central part of one of these regions there is a chain of maxima. In the central part of another region there are points at the top of an arch located on magnetic lines coming out from the points of the chain of maxima.

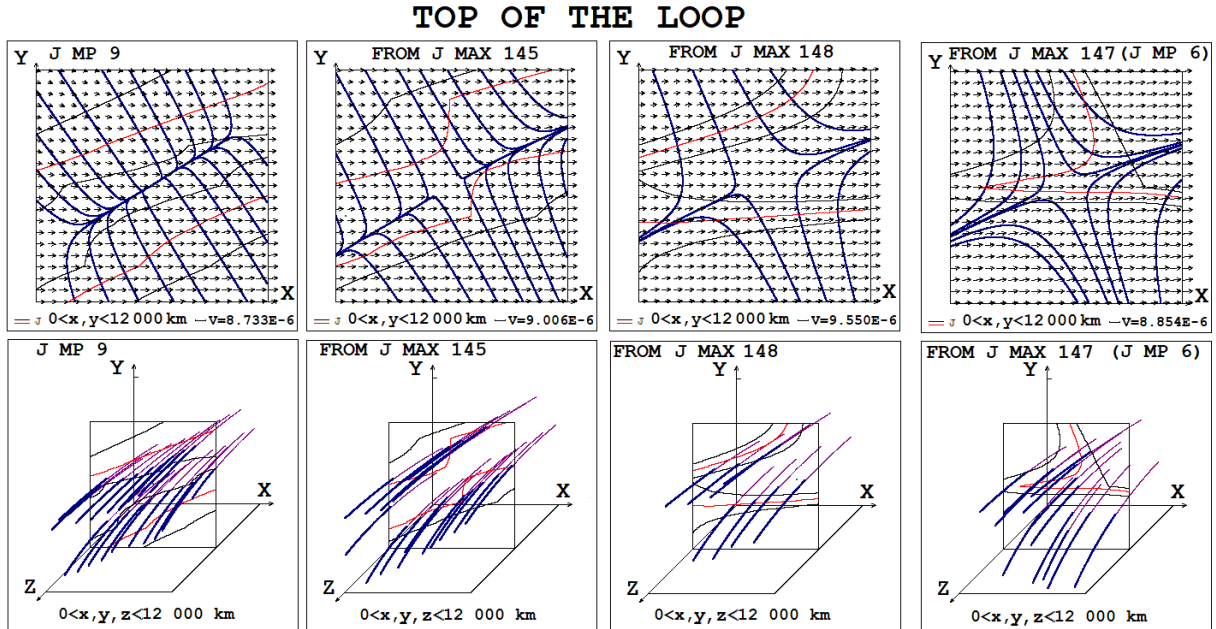


Figure 4. Plane and spatial configurations in regions of 12,000 km in size with centers at the points at the top of the arch located on magnetic lines coming out of the points of the chain of maxima.

Comparison of two-dimensional and three-dimensional configurations in small regions of 12,000 km in size for the points of the chain of maxima and the points at the top of the arcade (Fig. 2 and Fig. 4) shows a much more promotable situation for the occurrence of flare instability at the loop tops, rather than at the points of the chain maxima. The same result is obtained by comparing the magnetic field configurations in large regions (80,000 km in size) at the location of the chain of maxima and at the top of the arch (Fig. 3).

Conclusion

Occurrence of arcade of magnetic lines with increased current density can solve the problem of coincidence regions of bright flare emission with the positions of flares found from the results of MHD simulation. The instability leading to the main energy release of the flare can begin at the top of the arcade, where the properties of the magnetic field configuration promote to the occurrence of instability of the current sheet. Further, the instability can spread to the entire region of the current sheet, which is confirmed by the location of the entire arcade with an increased current density in the region of bright flare emission.

References

1. Syrovatskii, S.I. (1966) *Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, 50, 1133–1147.
2. Lin R.P., Krucker S., Hurford G.J. et al. (2003) *Astrophys. J.*, 595, L69-L76. <https://doi.org/10.1086/378932>
3. Podgorny I.M., Balabin Y.V., Vashenyuk E.V., Podgorny A.I. (2010) *Astron. Rep.*, 54, 645–656.
4. Podgorny I.M., Dubinin E.M., Israilevich P.L., Nicolaeva N.S. (1988) *Geophys. Res. Lett.*, 15, 1538–1540.
5. Podgorny A.I., Podgorny I.M. (2013) *Sun and Geosphere*, 8(2), 71-76.
6. Podgorny A.I., Podgorny I.M. (2004) *Comput. Math. Math. Phys.*, 44, 1784-1806.
7. Podgorny A.I., Podgorny I.M. (2023) *Proc 46 Ann. Sem. "Phys. Auror. Phenom."*, Apatity, 99-102.

DOI: 10.51981/2588-0039.2024.47.021

ANALYSIS OF THE RELATIONSHIP BETWEEN SOLAR ACTIVITY AND TEMPERATURE CHANGES IN THE CONSTANT TEMPERATURE ZONE OF UHLOVITSA CAVE AND THE CITY OF SMOLYAN, BULGARIA

L. Raykova

*Space Research and Technology Institute (SRTI) – Bulgarian Academy of Sciences,
Stara Zagora Department, Bulgaria*

Abstract. The study presents an investigation of the impact of the solar activity on the temperature regime of the cave atmosphere in the zone of constant temperatures in the Uhlovitsa karst cave, located in the central part of the Rhodope Mountains. The course of the ground-level atmospheric temperature in Smolyan, a city located closest to the cave entrance, has also been studied. For the work, databases for the temperatures in the cave and in Smolyan, and solar activity indices from public databases for the number of sunspots (S_n), the total solar irradiance (TSI), and the solar radio emission F10.7 have been used for the period 1968 – 2022. The analysis of the temperature regimes in the specific underground environment and the area adjacent to the cave shows significant correlations between the solar activity and the temperature regime in Uhlovitsa cave. The study is an attempt to establish links and a physical understanding of the complex interactions between solar activity and the ground-level atmosphere.

Introduction

The study of temperature conditions in caves is of crucial importance in paleoclimatic scientific research, as it was highlighted by Domínguez-Villar *et al.* [2013]. Such research encompasses a broad range of aspects, including detailed monitoring of daily, monthly, and annual temperature variations [Sanderson *et al.*, 2002], and the analysis of temperature differences based on altitude [Drăgușin *et al.*, 2019]. Understanding the role of airflow and ventilation in the climatic conditions of caves is also of paramount importance [De Freitas *et al.*, 1987].

Furthermore, an important aspect of these studies is examining the mechanisms by which changes in surface atmospheric temperature are reflected in the cave microclimate. This helps in assessing whether caves mirror the global warming trend [Domínguez-Villar *et al.*, 2015; Badino, 2004]. Studies of small and relatively isolated cave systems are critical for understanding the mechanisms governing temperature variations in these environments [Liu *et al.*, 2017].

Stoeva *et al.* [2006] explore another significant element in the study of cave climate: the influence of short-term and long-term changes in solar activity, which manifest even in the stable microclimate of karst caves. These studies underscore the importance of solar activity for climate patterns in cave environments [Stoev *et al.*, 2019].

Uhlovitsa Cave, located in the Rhodope Mountains near the town of Smolyan, at geographical coordinates 41° 34' 40" north latitude and 24° 41' 40" east longitude, is a geological site of exceptional interest. The entrance to the cave is situated at an approximate elevation of 1040 meters above sea level.

Data Used

In the present study, annual average temperature values for the period from 1968 to 2022 for the constant temperature zone of Uhlovitsa Cave have been used. These data were provided by the Bulgarian Tourist Union (BTU).

As indicators of the solar activity, annual average values of the sunspot numbers (S_n), the radio emission F10.7, and the Total Solar Irradiance (TSI) have been used. Information about S_n from 1968 to 2022 was obtained from the International Sunspot Number Service (SILSO) via the website: <https://www.sidc.be/SILSO>.

The values of radio emission F10.7 have been provided by the Laboratory for Atmospheric and Space Physics at the University of Colorado, accessible through their website https://lasp.colorado.edu/lisird/data/noaa_radio_flux. The study includes annual average values of radio emission F10.7 for the period from 1968 to 2018.

Data for Total Solar Irradiance (TSI) are available on the website of the National Center for Environmental Information (NCEI) of NOAA. We use the annual average values for the period from 1968 to 2022, available at the following address: <https://www.nci.noaa.gov/data/total-solar-irradiance/access/yearly/>.

The data concerning the average surface air temperature (annual average value) for the town of Smolyan for the period 1968-2020 were obtained on January 25, 2024, from: <https://climateknowledgeportal.worldbank.org/country/bulgaria/trends-variability-historical>.

Data Processing Methods

Various statistical and analytical data processing methods were applied within this scientific study. Initially, a comprehensive graph was created to visualize the temporal dynamics of the examined parameters—temperature, radio emission F10.7, total solar irradiance (TSI), and the sunspot numbers (S_n), tracking their changes over time.

A statistical analysis was conducted to evaluate the correlation between temperatures in the constant temperature zone (T_{Uhl}) and S_n , TSI, and F10.7. The Pearson correlation coefficient (r) is a statistical indicator that measures the strength and direction of the linear relationship between two variables. The standard error of the correlation coefficient (S_r) provides an estimate of the accuracy of the correlation coefficient r , and the values of the t-statistic are used to test the statistical significance of the Pearson correlation coefficient.

Fourier analysis allows the examination of periodic fluctuations and patterns in time series. This method provides detailed information and contributes to understanding the complex interactions within the climate system and their potential impact on Earth processes.

Results

A comparison between the temperature trends in the city of Smolyan and Uhlovitsa Cave reveals interesting differences. Temperatures in Smolyan are characterized by significant variability and a general upward trend over the study period, while the values in Uhlovitsa Cave remain considerably more stable. This stability highlights the cave environment's ability to insulate itself against external atmospheric influences.

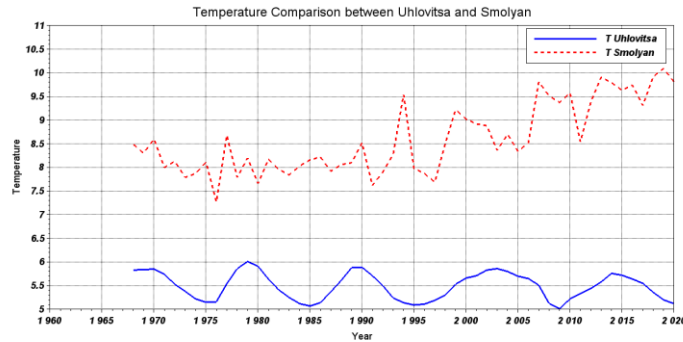


Figure 1. Amplitudes of the maximum and minimum temperatures measured in Uhlovitsa Cave and Smolyan.

Table 1 presents correlation coefficients 0.744 for S_n/T_{Uhl} , 0.692 for TSI/T_{Uhl} , and 0.719 for $F10.7/T_{Uhl}$, indicating a strong positive correlation between these astrophysical and temperature parameters.

The standard error of the correlation coefficient

$$S_r = \sqrt{\frac{1-r^2}{n-2}},$$

where r is the Pearson correlation coefficient, and n is the number of observations. For the three analyzed relationships, the standard errors were calculated to be approximately 0.092, 0.099, and 0.095, respectively, indicating moderate accuracy of the correlation coefficients.

The t-statistic values

$$t = \frac{r}{S_r}$$

for each correlation are sufficiently high (8.11 for S_n/T_{Uhl} , 6.98 for TSI/T_{Uhl} , and 7.53 for $F10.7/T_{Uhl}$), suggesting that the correlations are statistically significant and the likelihood of the correlation being a random occurrence is low. This supports the hypothesis of a strong relationship between the cave temperatures and the parameters

$$S_r \times 2.01 (T_{crit} = 2.01).$$

We can expect the true value of r to fall with a 95% confidence in the interval $r \pm S_r * t_{crit}$, with $t_{crit} = t(\alpha_{crit}, df)$, where t is the value of the Student's distribution, for the two side test the critical significance level $\alpha = 1 - p = 0.05$ and the degree of freedom $df = n - 2$, in our case that means $df = 53$. The critical t-value is obtained to be about 2.01.

For S_n/T_{Uhl} , the interval is 0.744 ± 0.184 , or TSI/T_{Uhl} it is 0.692 ± 0.199 , and for $F10.7/T_{Uhl}$ it is 0.719 ± 0.190 , allowing for the estimation of r values with a higher degree of confidence (Table 1).

Spectral Analysis of F10.7, Sunspot Number (S_n), and TSI

The analysis of S_n (Fig. 2a) reveals a distinct peak at periods around 10-12 years, corresponding to the characteristic period of the solar cycle. Similarly, the graph for F10.7 (Fig. 2b) also shows a pronounced peak in the same range,

with F10.7 (radio emission at a 10.7 cm wavelength) serving as a proxy for solar activity. Sunspots are direct indicators of solar activity, further confirming the synchronization of these measurements with the solar cycle. Additionally, the TSI graph (Fig. 2c) shows increased amplitude within the same period range, suggesting that variations in TSI may also be influenced by the solar cycle.

Table1. Pearson's correlation coefficient r .

	Person's correlation coefficient r	Sr	t	$r \pm Sr * 2.01$ ($T_{crit} = 2.01$)
Person's correlation coefficient r S_n/T_{Uhl}	0.744	0.092	8.11	0.744 ± 0.184
Person's correlation coefficient r TSI/T_{Uhl}	0.692	0.099	6.98	0.692 ± 0.199
Person's correlation coefficient r $F10.7/T_{Uhl}$	0.719	0.095	7.53	0.719 ± 0.190

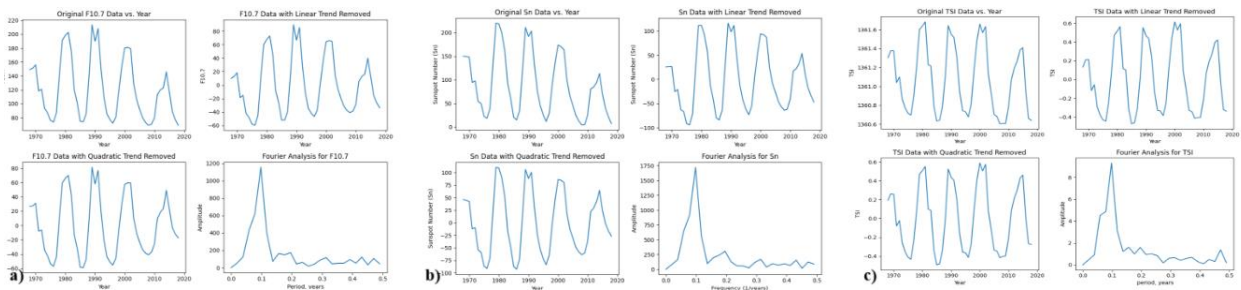


Figure 2. Original Data vs. Year, Data with Linear Trend Removed, Data with Quadratic Trend Removed, Amplitude spectrum.

In the spectral analysis of the temperature data for Smolyan (Fig. 3), we observe a pronounced peak with a magnitude around 7.5 years. There is no clear peak within the 11-year range, but there is an indication of increased amplitude over longer periods. This might suggest that although temperature variations are related to the solar cycle, they could also be influenced by other factors and interactions that are more complex and not directly synchronized with the 11-year solar cycle.

The spectral analysis of the temperature data for Uhlovitsa (Fig. 4) shows a clearly pronounced significant peak associated with the 11-year solar cycle.

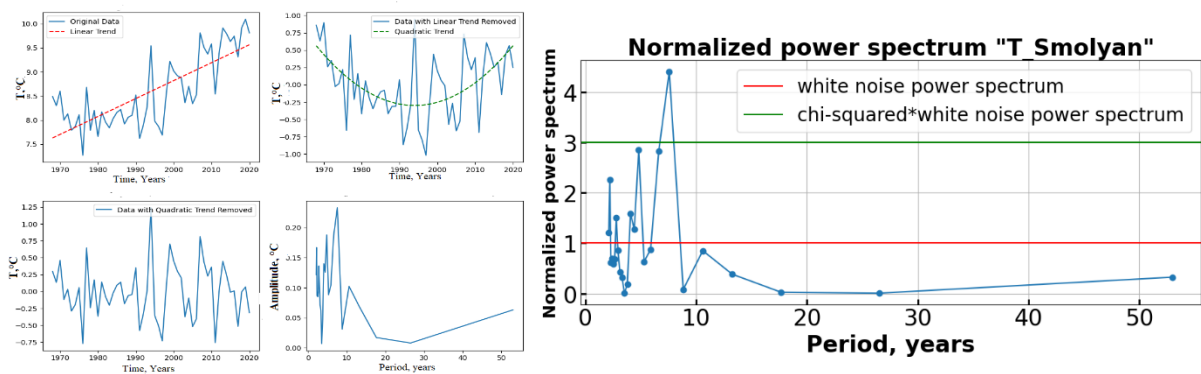


Figure 3. Original Data vs. Year, Data with Linear Trend Removed, Amplitude spectrum, Normalized power spectrum.

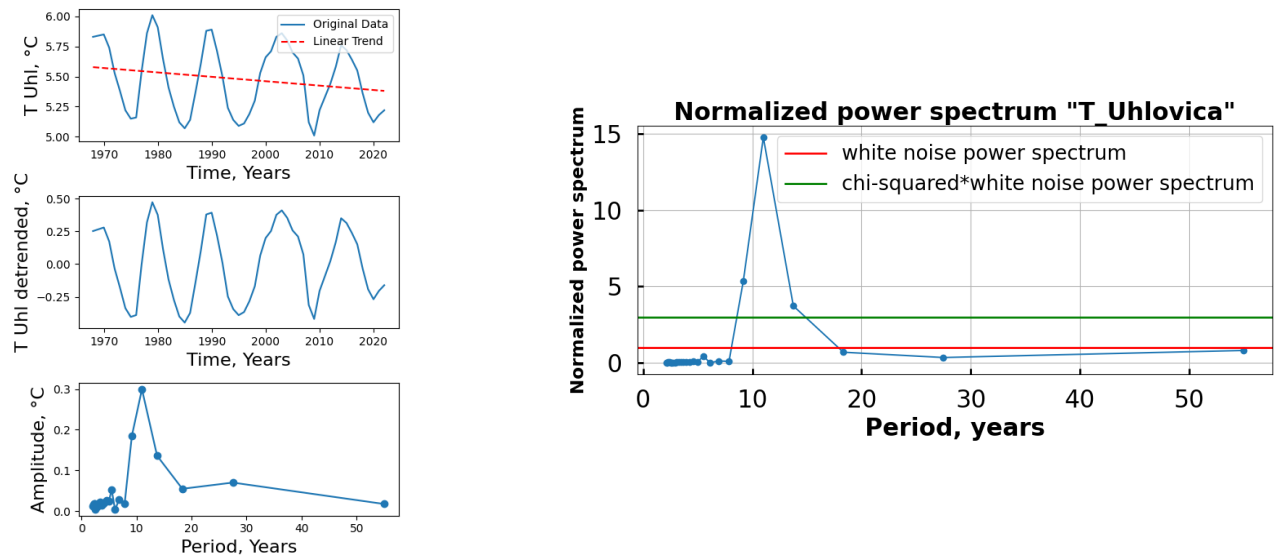


Figure 4. Original Data vs. Year, Data with Linear Trend Removed, Amplitude spectrum, Normalized power spectrum.

Conclusions

The present study of temperatures in the constant temperature zone of Uhlovitsa Cave and their associated solar parameters reveals significant correlation coefficients, highlighting the close relationship between solar activity and climatic conditions in the cave environment. The spectral analysis of surface air temperature in the Smolyan region shows a clearly pronounced and statistically significant peak around 7.5 years, likely reflecting the influence of the North Atlantic Oscillation on surface temperature. On the other hand, the temperature records from Uhlovitsa Cave show a distinct and significant peak around 11 years, corresponding to the 11-year solar cycle, emphasizing the potential impact of solar activity on cave temperatures.

The discovery of a pronounced 11-year cycle in the temperatures of Uhlovitsa Cave lays the groundwork for further research that could clarify the reasons behind this apparent correlation. Long-term meteorological observations at various locations within the cave are necessary to provide additional evidence and help deepen our understanding of the interactions between solar activity and climatic conditions in the subterranean world. This research lays the foundation for future scientific developments in paleoclimatology and geology, promising intriguing discoveries for the future.

References

- Badino, G. (2004). Cave temperatures and global climatic change. *International Journal of Speleology*, 33(1), 10. <http://dx.doi.org/10.5038/1827-806X.33.1.10>
- De Freitas, C.R., & Littlejohn, R.N. (1987). Cave climate: assessment of heat and moisture exchange. *Journal of Climatology*, 7(6), 553-569. <https://doi.org/10.1002/joc.3370070604>
- Domínguez-Villar, D., Fairchild, I.J., Baker, A., Carrasco, R.M., & Pedraza, J. (2013). Reconstruction of cave air temperature based on surface atmosphere temperature and vegetation changes: Implications for speleothem palaeoclimate records. *Earth and Planetary Science Letters*, 369, 158-168. <https://doi.org/10.1016/j.epsl.2013.03.017>
- Domínguez-Villar, D., Lojen, S., Krklec, K. et al. (2015). Is global warming affecting cave temperatures? Experimental and model data from a paradigmatic case study. *Climate Dynamics*, 45, 569-581. <https://doi.org/10.1007/s00382-014-2226-1>
- Drăgușin, V., Mirea, I., Nae, A., Tirlă, M.L. (2019). Caves of the Făgăras Mountains. In: Ponta, G., Onac, B. (eds) *Cave and Karst Systems of Romania. Cave and Karst Systems of the World*. Springer, pp. 79-82 Cham. https://doi.org/10.1007/978-3-319-90747-5_11
- Liu, W., Zhou, C., Liu, Z., Yang, C., & Brancelj, A. (2017). The temperature variation in an epikarstic cave and its impact factors: a case from Velika Pasica Cave, Central Slovenia. *Arabian Journal of Geosciences*, 10, 1-9. <https://doi.org/10.1007/s12517-016-2761-7>
- Sanderson, K.J., & Bourne, S. (2002). Cave temperatures at Naracoorte caves. Australian Speleological Foundation.
- Stoeva, P., Stoev, A., & Kiskinova, N. (2006). Long-term changes in the cave atmosphere air temperature as a result of periodic heliophysical processes. *Physics and Chemistry of The Earth*, 31, 123-128. <https://doi.org/10.1016/J.PCE.2005.05.001>

DOI: 10.51981/2588-0039.2024.47.022

PREDICTION OF CHARACTERISTIC FEATURES OF THE 25TH SOLAR ACTIVITY CYCLE

D.B. Rozhdestvensky, V.I. Rozhdestvenskaya, V.A. Telegin

*N.V. Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism and Ionosphere and Radio Wave Propagation
of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Troitsk*

Abstract

Forecasting by extrapolation of Wolf numbers (W) in the 25th solar activity (SA) cycle from a series of measurements up to and including 2023 was carried out. The forecasting technique is based on the method of approximate transformation of the finite-time forecasted process into an infinite function, or a finite function on the spectrum. Such an operation was performed by ordering the spectrum of the finite-time function using digital Chebyshev filters in the time domain and filters based on frequency discretisation using Chebyshev window functions. Approximating the initial conditions to the desired prediction region yields a more accurate prediction and shape of the 25th cycle curve. The calculations show that if we use the numerical series starting from 2009, the maximum of about 100 is expected in 2025, and the cycle itself turns out to be rather short, ending in 2027. Forecasting a numerical series starting in 2015 or 2017 results in a more gentle start to the cycle, i.e., a longer minimum, which was observed at the beginning of cycle 25, an increase in cycle length to 2030, and a double-humped maximum similar to cycle 24. Extrapolation of the eleven-year component showed an average maximum value of 150 for Wolf numbers in cycle 25. The use of data on Wolf numbers for 2020-23 allowed us to refine the forecast. A comparison of the obtained forecast with data from the Royal Observatory of Belgium and Boulder is presented.

Keywords: solar activity cycle, forecasting method- extrapolation, Fourier series, spectral analysis, Chebyshev filtration, Wolf numbers.

Introduction

Due to the stochastic nature of processes taking place on the Sun, each solar cycle is unique and has its own characteristics. Forecasting solar cycles is a difficult task, and scientists have been studying the Sun for more than 200 years. The paper [1] describes the characteristics of solar cycles, including the variety of forms, duration, slope of the ascending and descending branches, and maximum and minimum values. The first reliable forecasts for the 25th solar cycle were made in 2016 [2-5] with a three-year lead, but the start of the cycle was unexpectedly delayed by another year. The generally accepted start date for the 25th cycle is defined as the beginning of 2020. In 2019, we obtained a forecast for the start of the 25th solar cycle using the spectral analysis method [6, 7]. The forecast was in good agreement with that of the Royal Society of Belgium [8]. The forecast was preceded by a study of long-term sunspot data, from 1818 to the present day. We extracted individual components from these data using digital filtering, and identified the longest-period, or secular, component. This was the most interesting for predicting future solar activity, as it showed that the minimum level was ending and a slow increase was imminent at the end of the cycle. However, we also identified other harmonic components, including an 11-year cycle. The long-term trend showed that the average maximum number of Wolf number was not expected to exceed 100 for the 24th and 25th cycles SA.

The peculiarities of the 25th solar cycle

Refinement of the forecast based on Wolf number data for the last two years suggests a relatively quiet development of the 25th solar cycle, with an average maximum up to 120 in a period of 10.5 years. The maximum is expected to occur in 2025, and the cycle is expected to end in 2030. Figure 1 shows 11-year solar cycles, starting with cycle 19 and ending with cycle 25. Cycle 25 was obtained by extending filtered Wolf number data up to 2019. The red line also shows a narrower 11-year spectral range projected over a longer time horizon. Note that non-zero minimum values were observed in cycles 19, 20, 21 and 22; zero minimum values were observed in 23, 24 and 25. It has already been noted that during cycle 24 a zero value was observed for one year, typical of the current cycle.

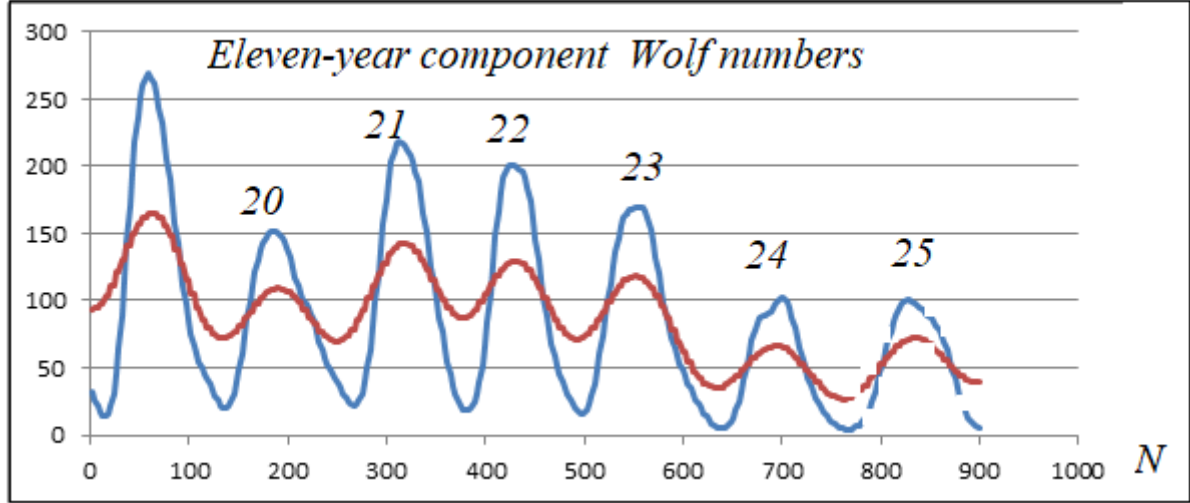


Figure 1. Eleven-year cycles for solar cycles 19-25 with various filter parameters [6,7].

Figure 2 shows a comparison between our forecast using data up to and including 2023 and the Cycle 25 forecast provided by the Royal Observatory of Belgium. The green, orange, and red color's represent extrapolation results for curves with different filtering parameters, which are similar to the blue and red curves in Figure 1.

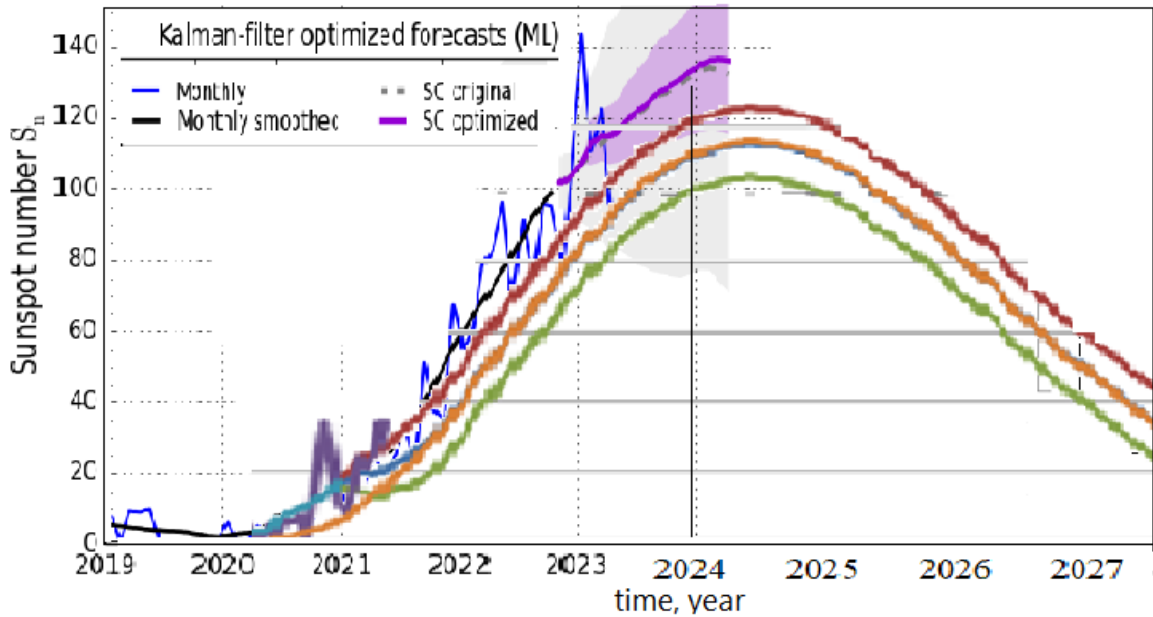


Figure 2. Comparison forecasts of cycle 25 for the 11-year component by extrapolation (red, orange and green curves) obtained by authors, and the improved 12-month ahead forecast of Royal Observatory of Belgium, obtained by method (ML).

Figure 2 shows the forecast for the beginning of 2024 obtained by the McNish and Lincoln method from WDC-SILCO [9], improved by applying the adaptive Kalman filter. The solid coloured areas marked in Fig. 2 characterize the magnitude of possible uncertainties of this forecast. The results obtained by the authors are in satisfactory agreement with the forecasts of the Royal Observatory of Belgium. Note that the authors' forecasts presented in Fig. 2 refer only to the 11-year spectral component of the solar cycle.

In Figure 3, the purple curve shows the smoothed curve of eleven-year cycles from the end of cycle 23 and the forecast for cycle 25, refined by Wolf numbers, including February 2024.

A smoothly varying broad cycle is obtained, which is shown in Fig.4. It compares the authors' refined forecast based on data from 2023 with the Belgian Observatory forecast for data as of March 1, 2024.

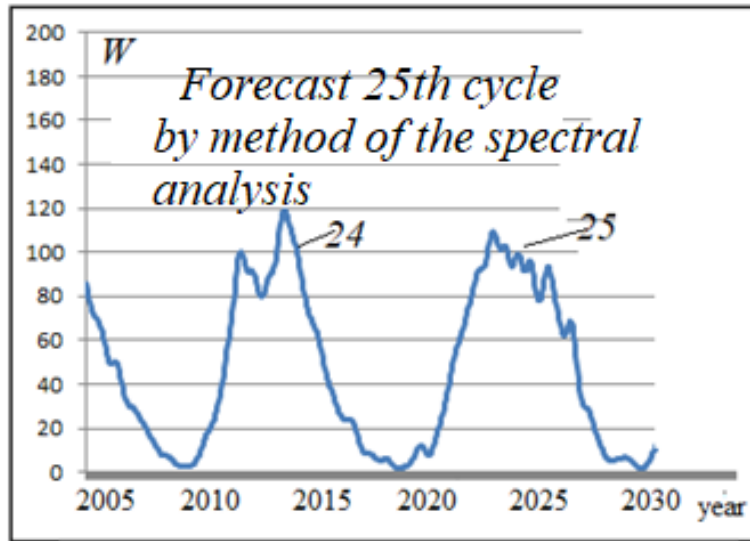
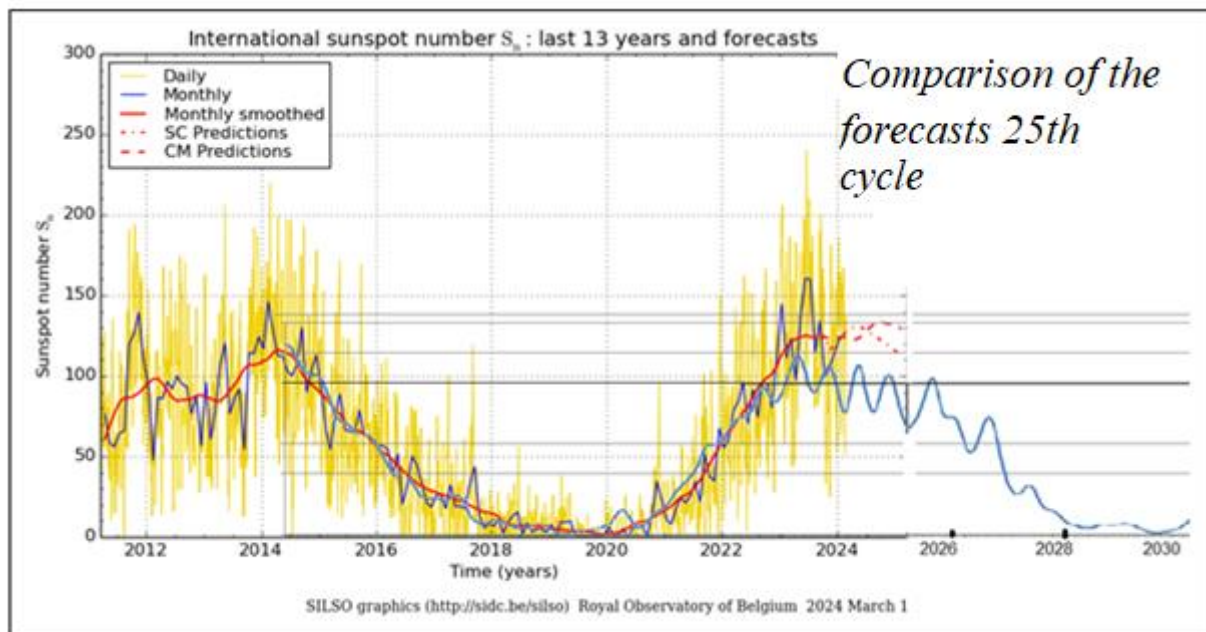


Figure 3. Refined Forecast of the 25th cycle of Solar activity.



"Source: WDC-SILSO, Royal Observatory of Belgium, Brussels".

Figure 4. Comparison of the forecast for the 25th solar cycle obtained by the authors (blue curve) with data from the Belgian observatory as of March 1, 2024.

Another comparison, the resulting forecast of cycle 25 is shown in Figure 5. Here is a comparison of forecasts with monthly average data from Boulder. There is satisfactory agreement of the data presented.

The satisfactory comparison of forecasts for the 25th solar cycle indicates the potential of spectral analysis and extrapolation methods in studying complex processes in natural environments. Using only experimental data, it is possible to identify and study individual components of complex processes and to obtain forecasts for both rapidly changing and long-term components responsible for slowly changing global variations. The slightly underestimated values for the Wolf numbers in our forecast compared to more recently measured values are due to the fact that an eleven-year component was forecast. In a full forecast, taking into account higher-frequency components, the values of Wolf numbers may increase by 20-40%, and the curve will be more indented.

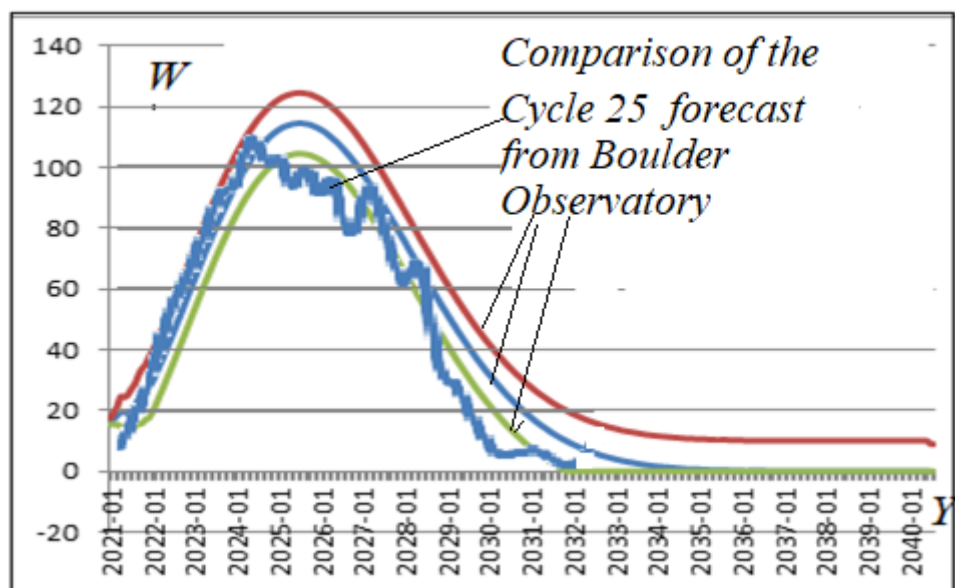


Figure 5. Comparison of the predictions of monthly average data Wolf numbers according to Boulder [10] and the author's predictions (bold curve).

Conclusion

The refinement of the forecast for the 25th solar cycle, based on spectral analyses of data from 2022 to early 2024, is mainly concerned with the mean value of the maximum. The originally proposed Wolf number value of around 100 was underestimated, and we can now confidently say that this value will exceed 150. As noted back in 2020, the peak of the 25th solar cycle is expected in 2025, and the cycle itself will last until 2030. A key characteristic of the observed cycle is the long period of zero values at the beginning of the cycle, but after 2023 there is a sharp rise in Wolf number values that will correct the late start, resulting in the average maximum of the 25th cycle exceeding that of the 24th cycle. Thus, the 24th solar cycle will remain the lowest in the last 100 years.

Literature

1. Svalgaard L. and Hansen W.W. Solar activity - past, present, future // J. Space Weather Space Clim., V.3, Art.A24, 2013. <https://doi.org/10.1051/swsc/2013046>
2. Deminov M.G., Nepomnyashaya E.V., Obridko V.N. Solar and ionospheric properties for cycle 25 // Geomagnetism and aeronomy, V.56, No.6, P.781-788, 2016.
3. Kitiashvili I.N. Data assimilation approach for forecasting of solar activity cycles // The Astrophysical Journal, V.831, No.1, Art.15, 2016. <https://doi.org/10.3847/0004-637X/831/1/15>
4. Petrovay K. Solar cycle prediction // Living Reviews in Solar Physics, V.17, Art.2, 2020. <https://doi.org/10.1007/s41116-020-0022-z>
5. Hathaway D.H. The Solar Cycle // Living Reviews in Solar Physics, V.12, Art.4, 2015. <https://doi.org/10.1007/lrsp-2015-4>
6. Rozhdestvensky D.B, Rozhdestvenskaya V.I., Telegin V.A. Methods of digital filtration for processing ionospheric data // "Physics of Auroral Phenomena", Proc. XXXVIII Annual Seminar, Apatity, pp. 149-152, 2015.
7. Rozhdestvensky D.B, Rozhdestvenskaya V.I., Telegin V.A. Spectral analysis and forecasting of the 25th solar cycles // "Physics of Auroral Phenomena", Proc. XLIV Annual Seminar, Apatity, pp. 96-99, 2021.
8. WDC-SILSO, Royal Observatory of Belgium, Brussels.
9. McNish A.G. and Lincoln J.V. Prediction of sunspot numbers // Transactions. American Geophysical Union, V.30, No.5, P.673-685, 1949. <https://doi.org/10.1029/tr030i005p00673>
10. NOAA/SWPC, Solar Cycle Progression.

DOI: 10.51981/2588-0039.2024.47.023

GEOMAGNETIC EFFECTS OF A METEOR EXPLOSION OVER THE VERKHNETULOMSKY RESERVOIR ON DECEMBER 19, 2014

S.M. Cherniakov

Polar Geophysical Institute, Murmansk, Russia; e-mail: smcherniakov@gmail.com

Abstract. The geomagnetic effects of a meteor explosion on December 19, 2014 at high latitudes over the Kola Peninsula, Russia are considered. The response of the geomagnetic field was considered based on data from the magnetometer (Loparskaya Geophysical Observatory of the Polar Geophysical Institute) and stations of the International Monitor for Auroral Geomagnetic Effects (IMAGE). It was shown that the meteor explosion caused changes in the values of the geomagnetic field components. It is assumed that the sharp changes are caused by the impact of the shock wave from the explosion on the auroral electrojets, and the subsequent wave-like variations of the components are caused by the modulation of ionospheric currents in the dynamo region of the ionosphere by acoustic-gravity waves. For the first time, it was suggested that sudden changes in the geomagnetic field are caused by the impact of the shock wave from the meteor explosion on auroral electrojets.

Introduction. The processes that occur in the Earth's atmosphere during the passage of meteoroids, as well as the generation and propagation of waves recorded after the invasion of celestial bodies into the atmosphere, are of interest and are constantly being studied [Edwards *et al.*, 2006; Glazachev *et al.*, 2021; Spivak and Riabova, 2019]. The invasion of meteoroids of various scales occurs constantly, however, the response of the geomagnetic field is still not fully understood.

The flights of meteoroids are accompanied by various processes: heating, combustion and destruction of the meteoroid, the generation of various types of waves, including shock, acoustic-gravity and slow magnetohydrodynamic waves, as well as the ionosphere and the geomagnetic field disturbances. The study of the reaction of the geomagnetic field to the intrusion of meteoroids makes it possible to classify their response to this phenomenon and assess the degree of their changes in various cases.

Observation methods and explosion location. On December 19, 2014 a trace of a meteor fall was recorded using optical monitoring of the state of the environment (all-sky cameras of the Polar Geophysical Institute in the Verkhnetulomsky Observatory, 68.60° N, 31.75° E, and the city of Apatity, 67.6° N, 33.41° E). The destruction of this meteor over the Kola Peninsula at 19:03:07 UT was followed by the bright flash (68.6° N, 31.1° E).

The response of the geomagnetic field was considered using the geomagnetic field components H, D and Z of the magnetometer of the Loparskaya Geophysical Observatory of the Polar Geophysical Institute (68.25° N, 33.08° E). Relative to the location of the meteor explosion, the Observatory was at a distance of about 90 km to the east. A description of the magnetometer and the obtained data can be found on the Polar Geophysical Institute website. According to data from the Observatory, planetary indices Kp and data from the GOES satellite, the geomagnetic situation on December 19 during the meteor explosion was quiet.

Data processing was performed using the MATLAB programming language application package. To define periodic components, a digital Cauer elliptic bandpass filter was used. Its feature is a steep decline in the amplitude response, which allows for more effective frequency separation than when using other linear filters. The cutting periods were specified in each considered case. For wavelet analysis of the spectral components of the data, the Morlet wavelet of the MATLAB application package was used.

Geomagnetic effects of the meteor explosion. The geomagnetic field is an indicator of many processes occurring on the Earth, in the surrounding space and on the Sun. Changes in the geomagnetic field are caused by natural causes: solar flares, processes in the ionosphere and the magnetosphere of the Earth, as well as various artificial phenomena: powerful explosions of chemical and nuclear weapons, missile launches and flights, modification of the ionosphere by powerful radio waves, etc. An extensive network of magnetic stations, located throughout the globe, allows continuous and high-precision measurements of variations in the geomagnetic field. Thus, this makes it possible to monitor simply and effectively processes in the near-Earth plasma caused by the influence of various sources on it, including the fall of celestial bodies.

Geomagnetic field variations are the superposition of various geomagnetic field disturbances. Their identification is sometimes quite a difficult task. The task is easier if the parameters of the phenomenon that caused the disturbance are known (place, time, characteristics, etc.) However, the response of the geomagnetic field to various natural and

artificial processes has not been fully studied. All this also applies to those flying into the Earth's atmosphere of meteoroids, the flight of which is accompanied by various processes: heating, combustion and destruction of the meteoroid, the generation of various types of waves, including shock, slow magnetohydrodynamic and acoustic-gravity waves, as well as disturbances of the geomagnetic field [Bronshten, 1981; Catastrophic, 2005].

The first works devoted to the influence of flights and explosions of cosmic bodies in the Earth's atmosphere on the geomagnetic field examined its reaction to the explosion of the Tunguska meteorite on June 30, 1908. For many years and to this day, the Tunguska catastrophe has attracted the attention of researchers, including the impact of the explosion on the Earth's magnetic field [Bronshten, 2002; Ivanov, 1961; Rakhmatulin et al., 2013; Shaidurov, 2015].

Since the flights of meteoroids are recorded by environmental monitoring tools, they can be described quantitatively and, thus, get an idea about the characteristics of the source of possible variations in the geomagnetic field (time, place, energy, light and acoustic manifestations, etc.). Despite the fact that observation and analysis of changes in the parameters of the geomagnetic field is a simple and effective method for studying the physical processes accompanying the fall of celestial bodies, nevertheless, the effect on the geomagnetic field of flights and the destruction of meteoroids has not been sufficiently studied. There are still various mechanisms for generating geomagnetic disturbances. Each of the proposed mechanisms may be responsible for the manifestation of certain disturbances in the geomagnetic field. Some of them can be distinguished: modulation of the system of ionospheric currents in the dynamo region of the ionosphere by disturbances coming from a meteor explosion [Chernogor, 2014; Ivanov, 1964, 2002], the formation of a dipole moment in the plasma trace [Bronshten, 2002], magnetic disturbance caused by a shock wave [Bronshten, 2002; Ivanov, 1964; Siber et al., 2018], the appearance of a ballistic shock wave when a meteoroid enters more dense layers of the atmosphere [Savchenko, 1975], magnetohydrodynamic plume effect [Catastrophic..., 2005; Chernogor, 2018; Kovalev et al., 2006], the appearance in the atmosphere of an additional magnetic moment formed by particles of a destroyed meteoroid [Shaidurov, 2015], the occurrence of various oscillations [Chernogor, 2011]. Another mechanism for the appearance of geomagnetic disturbances from the passage of a meteoroid may be its interaction with the Earth's plasmasphere [Rakhmatulin et al., 2013]. Each of these mechanisms can make one or another contribution to the magnetic disturbance with its own spatio-temporal scales.

Let us consider the features of the behavior of geomagnetic field components and the possible reasons for their appearance. Figure 1 shows variations in the H, D and Z components of the geomagnetic field during a meteor explosion. The abscissa shows the time in UT, the vertical line shows the time of the meteor explosion. According to the all-sky camera data, the meteor flash was recorded at 19:03:07 UT. After approximately 110 s, a sharp change was noted in all components. At the same time, the nature of these measurements was different: in the H-component there is a sharp peak, in the D-component there is an N-shaped change, which in ionospheric studies is associated with the passage of a shock wave through the ionosphere, in the Z-component a W-shaped change is visible. The total change in the H-component was about 40 nT, in Z-component was about 60 nT, and in the D-component - about 80 nT.

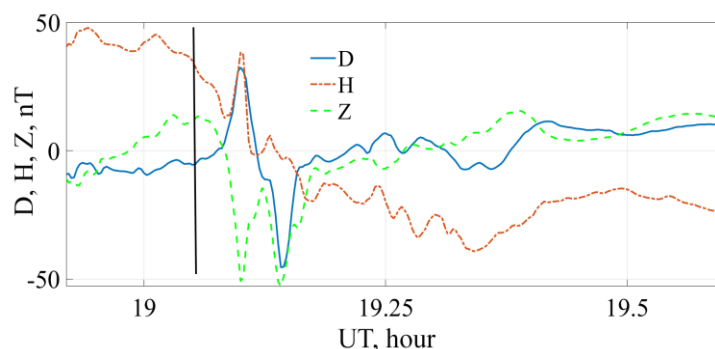


Figure 1. Variations of the geomagnetic field during a meteor explosion.

At the site of the explosion, an increased gas pressure is created by an order of magnitude and more superior to the pressure in the environment. Due to this, a shock wave appears with a significant initial amplitude, which propagates at a speed exceeding the speed of sound at ionospheric altitudes. As a rule, the shock wave weakens during propagation, generating acoustic, acoustic-gravity and slow magnetohydrodynamic waves.

Unlike middle and low latitudes, where meteoroid destruction processes are mainly considered, in high latitudes, meteor destruction occurs near a system of auroral electrojets. Let's consider the impact of the meteor explosion on this system. According to the MIRACLE monitoring system of the Finnish Meteorological Institute (The Magnetometers - Ionospheric Radars - Allsky Cameras Large Experiment) on the quicklook-plot of electrojets [Miracle, 2024; Tanskanen, 2009], during the meteor explosion, auroral electrojets were in the area of the Loparskaya Geophysical Observatory (Fig. 2). Therefore, as a first approximation for calculating the speed of propagation of the modulating effect from a meteor explosion on the current stream, you can choose the distance from the place of the meteor explosion to the height at which currents flow, creating variations in the geomagnetic field. According to estimates [Zaitsev et al., 2022], it can be taken equal to 115 km. If we assume the height of the explosion to be 20 km,

then the total distance from the explosion site to the current jet can be estimated at 95 km. In this case, the speed of propagation of the impact from the meteor explosion on the current jet with a reaction time of 110 s is approximately 860 m/s. Such velocities correspond to the propagation velocities of shock waves in the ionosphere. Note that after the meteor explosion, the quicklook graph clearly shows a sharp narrow change in the two eastern and western electrojets.

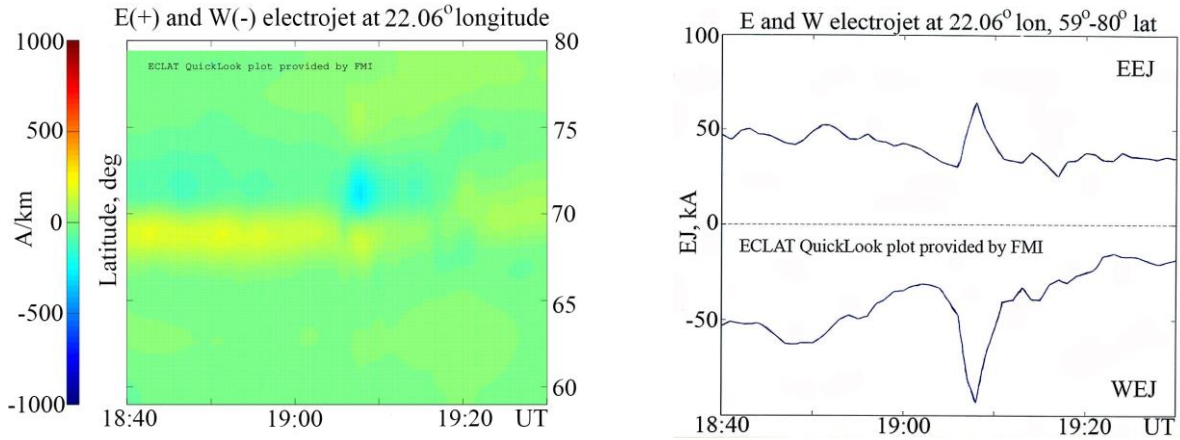


Figure 2. Behavior of equivalent eastern (E) and western (W) auroral electrojets at longitude 20.06°E (left) and the integral ionospheric equivalent current calculated separately for the eastern (EEJ) and western (WEJ) components (right) during the meteor explosion.

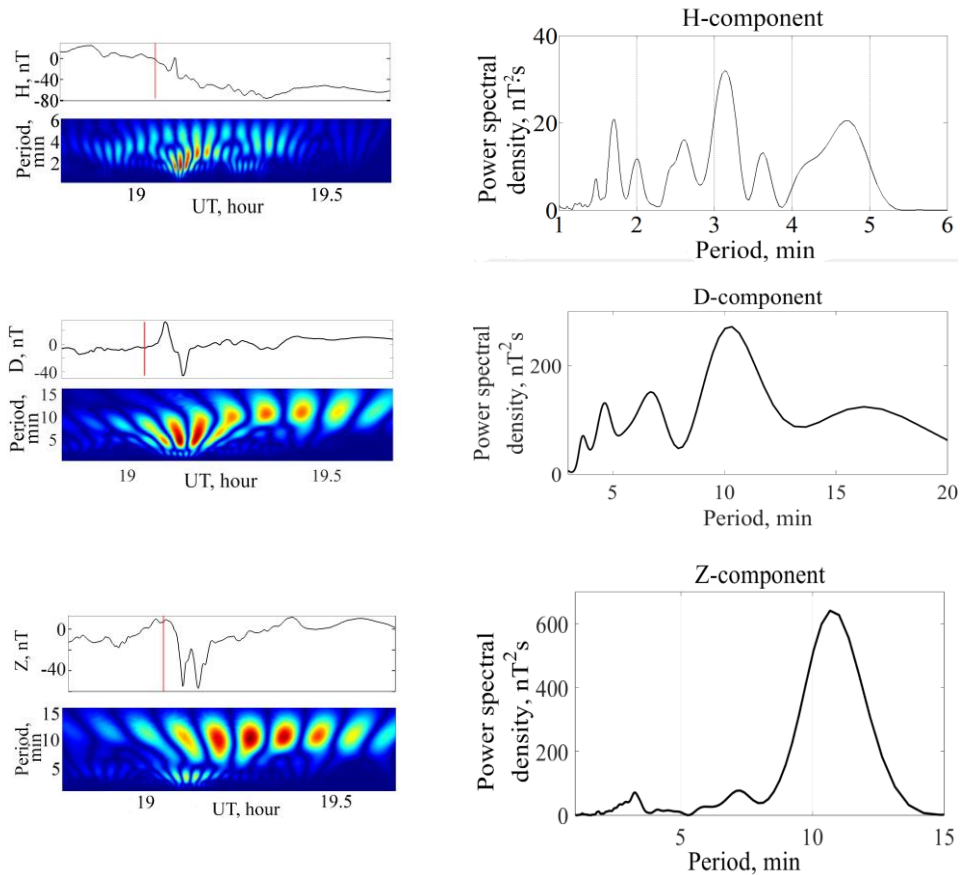


Figure 3. Variations in the geomagnetic field during the meteor explosion recorded at the Loparskaya Geophysical Observatory.

The clearly pronounced pulsed nature of the reaction of the geomagnetic field components at the Loparskaya Geophysical Observatory (Fig. 1) can be explained by the fact that this is a reaction to the impact of the shock wave from the meteor explosion on auroral electrojets. Thus, it can be argued that for the first time the impact of a shock wave from a meteor explosion on auroral electrojets has been discovered.

Let us consider variations in the components of the geomagnetic field recorded at the Loparskaya Geophysical Observatory during the meteor fall. Figure 3 shows the variations of components H (top picture), D (middle picture) and Z (bottom picture). The components are indicated along the ordinate axes. The abscissa shows the time in UT. In the figures, the vertical line shows the time of the meteor explosion.

The presence in the spectra of variations of period components that correspond to periods of acoustic-gravity waves in the E-region of the ionosphere speaks in favor of the hypothesis expressed in [Chernogor, 2014; Ivanov, 1964, 2002]. According to their assumptions, the wave-like change in the components of the geomagnetic field is explained by the fact that this is a reaction to the impact of acoustic-gravity waves on the system of ionospheric currents in the dynamo region of the ionosphere.

Conclusions. The behavior of the geomagnetic field after the meteor explosion over the Kola Peninsula is considered. The explosion is shown to have caused abrupt changes in the environment. The most likely mechanism for the manifestation of the changes in the geomagnetic field is the passage in the atmosphere of shock and acoustic-gravity waves generated during the explosion of the meteor. It was shown for the first time that a shock wave in the geomagnetic field had an impact on the auroral electrojets and caused sudden changes in their state. This in turn caused sharp changes in the components of the geomagnetic field. Subsequent wave-like changes are caused by the influence of acoustic-gravity waves on the system of ionospheric currents in the dynamo region of the ionosphere.

Acknowledgements. We thank the institutes who maintain the IMAGE Magnetometer Array: Tromsø Geophysical Observatory of UiT the Arctic University of Norway (Norway), Finnish Meteorological Institute (Finland), Institute of Geophysics Polish Academy of Sciences (Poland), GFZ German Research Centre for Geosciences (Germany), Geological Survey of Sweden (Sweden), Swedish Institute of Space Physics (Sweden), Sodankylä Geophysical Observatory of the University of Oulu (Finland), DTU Technical University of Denmark (Denmark), and Science Institute of the University of Iceland (Iceland). The provisioning of data from AAL, GOT, HAS, NRA, VXJ, FKP, SIN, BOR, SCO and KUL is supported by the ESA contracts number 4000128139/19/D/CT as well as 4000138064/22/D/KS.

References

- Bronshten V.A.: Physics of Meteoric Phenomena, M.: Nauka, 1981 (in Russ.).
- Bronshten V.A.: Magnetic effect of the Tungus meteorite, *Geomagnetism and Aeronomy*, 42(6), 816–818, 2002.
- Catastrophic Events Caused by Cosmic Objects, Adushkin V.V., Nemchinov I.V. (eds), Springer Dordrecht, 2008.
- Chernogor L.F.: Oscillations of the geomagnetic field caused by the flight of Vitim bolide on September 24, 2002, *Geomagnetism and Aeronomy*, 51, 116–130, 2011.
- Chernogor L.F.: Geomagnetic field effects of the Chelyabinsk meteoroid, *Geomagnetism and Aeronomy*, 54, 613–624, 2014.
- Chernogor L.F.: Magnetic and Ionospheric Effects of a Meteoroid Plume, *Geomagnetism and Aeronomy*, 58(1), 119–126, 2018.
- Edwards W.N., Brown P.G., and ReVelle D.O.: Estimates of meteoroid kinetic energies from observations of infrasonic airwaves, *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.*, 68, 1136–1160, 2006.
- Glazachev D.O., Popova O.P., Podobnaya E.D., Artemieva N.A., Shuvalov V.V., and Svetsov V.V.: Shock Wave Effects from the Impacts of Cosmic Objects with Diameters from 20 m to 3 km, *Izv-Phys. Solid Earth*, 57(5), 698–709, 2021.
- Ivanov K.G.: On the causes of the subsequent field changes in the geomagnetic effect of the Tunguska meteorite, *Geomagnetism and Aeronomy*, 1(4), 616–618, 1961.
- Ivanov K.G.: Geomagnetic Effect of the Tunguska Fall, *Meteoritika*, 24, 141–151, 1964 (in Russ.).
- Ivanov K.G.: Once Again on the Problem of Modeling the Geomagnetic Effect of the Tungus Impact, *Geomagnetism and Aeronomy*, 42(6), 857–858, 2002.
- Kovalev A.T., Nemchinov I.V., and Shuvalov V.V.: Ionospheric and magnetospheric disturbances caused by impacts of small comets and asteroids, *Sol. Syst. Res.*, 40, 57–67, 2006 (in Russ.).
- MIRACLE, https://space.fmi.fi/MIRACLE/iono_1D.php#plot/, last accessed 2024/06/11.
- Rakhmatulin R.A., Pashinin A.Yu., Lipko Yu.V., Khomutov S.Yu., and Babakhov I.Yu.: About possible geoeffectiveness the pass of the Chelyabinsk meteoroid in the magnetic field of the Earth, *Solar-Terrestrial Physics*, 24, 64–69, 2013.
- Savchenko Yu.N.: Geomagnetic disturbances caused by shock waves of large meteoric bodies, *I. Geomagn. Aeron.*, 6, 1047–1053, 1975.
- Shaidurov V.V.: Magnetic effects of the 1908 Tungus events, *Herald of SibSAU*, 16 (3), 624–631, 2015 (in Russ.).
- Silber E.A., Boslough M., Hocking W.K., Gritsevich M., and Whitaker R.W.: Physics of meteor generated shock waves in the Earth's atmosphere – A review, *Adv. Space Res.*, 62(3), 489–532, 2018.
- Spivak A.A., and Riabova S.A.: Geomagnetic Variations during the Fall of Meteorites, *Geomagnetism and Aeronomy*, 59(5), 612–622, 2019.
- Tanskanen E.I.: A comprehensive high-throughput analysis of substorms observed by IMAGE magnetometer network: Years 1993–2003 examined, *J. Geophys. Res.*, 114, A05204, 2009.
- Zaitsev A.N., Kanonidi K.K., and Petrov V.G.: The Superposition of Auroral Currents in the Region of the Harang Discontinuity, *Geomagnetism and Aeronomy*, 62, 563–572, 2022.

DOI: 10.51981/2588-0039.2024.47.024

ДИАГНОСТИКА ПАРАМЕТРОВ ПОТОКА АВРОРАЛЬНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ ПО ДАННЫМ ФОТОМЕТРИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ

Ж.В. Дашкевич*, В.Е. Иванов

Полярный геофизический институт, Апатиты, Мурманская область, Россия

*E-mail: zhanna@pgia.ru

Аннотация

Предложены методики диагностики параметров потока высыпающихся во время полярных сияний электронов по данным фотометрических измерений интенсивностей излучения ЛВН полос молекулярного азота N_2 , полос первой отрицательной системы иона молекулярного азота N_2^+ и эмиссии 630.0 нм атомарного кислорода, а также методика восстановления спектра энергичных электронов по высотному профилю энерговыведения с использованием данных по интенсивности излучения полярного сияния в широком диапазоне длин волн. Показаны результаты оценок параметров авроральных электронов по фотометрическим данным, полученным в ходе экспериментов, проведенных в ПГИ.

Восстановление энергетического спектра потока высыпающихся электронов по вертикальным профилям энерговыведения

Энергетический спектр высыпающихся электронов определяет характер полярного сияния, и в первую очередь высотный профиль выделившейся при прохождении электронов энергии. Высотное распределение выделившейся в атмосфере энергии при инжекции электронного потока можно представить в виде функционала [Иванов и Козелов, 2001]:

$$W(h) = \rho(h) \int_E \frac{E}{R(E)} \lambda(h, E) f(E) dE, \quad (1)$$

где $W(h)$ -энергия, выделившаяся на высоте h , эВ·см³·с; $\rho(h)$ -плотность атмосферы на высоте h , г·см⁻³; E - энергия электрона в источнике, эВ; $R(E)$ - интегральная длина пробега, г·см⁻²; $\lambda(h, E)$ – безразмерная функция диссипации энергии, $f(E)$ -энергетический спектр высыпающихся электронов, эВ⁻¹·см⁻²·с⁻¹.

Решая интегральное уравнение (1) относительно функции $f(E)$, получаем зависимость величины потока электронов от энергии электронов – дифференциальный энергетический спектр. Таким образом, знание высотного профиля энерговыведения в полярных сияниях, возникающих вследствие электронных высыпаний, позволяет восстановить параметры энергетического спектра высыпающихся электронов.

Представим интеграл в формуле (1) в виде суммы через формулу трапеций:

$$W(h) = \rho(h) \sum_{k=2}^n \frac{[K(h, E_k)F_k + K(h, E_{k-1})F_{k-1}][E_k - E_{k-1}]}{2}, \quad (2)$$

где $K(h, E) = \frac{E}{R(E)} \lambda(h, E)$, n – количество точек на высотном профиле энерговыведения.

После принятия дополнительных ограничений в том, что F_k должны быть положительными, а искомая $f(E)$ – достаточно плавной функцией в зависимости от энергии, приходим к задаче о минимизации следующего функционала:

$$G = \sum_j^m \left\{ \sum_i^n (W(h_i) - W_i^{\text{эк}}(h_i))^2 + \gamma \sum_{k=2}^n (F_k - F_{k-1})^2 \right\}, \quad (3)$$

где $W(h_i)$ - интеграл (3), представленный в виде суммы, $W_i^{\text{эк}}(h_i)$ - экспериментально измеренная величина выделившейся энергии, γ - регуляризирующий параметр, m – количество экспериментальных точек на высотном профиле объемной интенсивности излучения.

Обычно в реальных экспериментах измеряется не профиль энерговыведения, а высотные профили интенсивностей авроральных эмиссий. Так, в триангуляционном эксперименте, проведенном в Полярном геофизическом институте в 2011-2021 гг. с помощью камер MAIN, регистрирующих излучение полярного

сияния в широком диапазоне длин волн, были получены высотные профили интенсивности в диапазоне 380–580 нм для 11 случаев лучистых форм полярных сияний [Козелов и др., 2021].

При известном составе линий и полос свечений в регистрируемом спектре можно определить связь между суммарной объемной интенсивностью свечения в диапазоне 380–580 нм $\eta_{380-580}(h)$ и величиной суммарного энерговыделения:

$$W(h) = k(h) \cdot \eta_{380-580} \quad (4)$$

где $W(h)$ – энергия, выделившаяся на высоте h в единицах $\text{эрг} \cdot \text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$, $\eta_{380-580}$ – объемная интенсивность излучения в единицах $\text{фотон} \cdot \text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$, $k(h)$ – коэффициент взаимосвязи в единицах $\text{эрг} \cdot \text{фотон}^{-1}$.

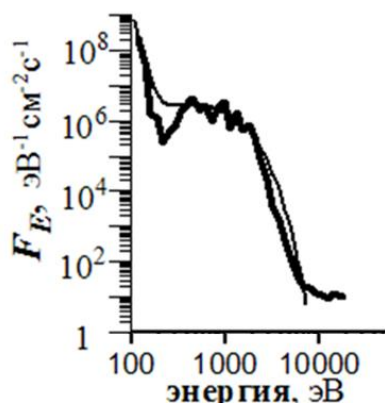


Рисунок 1. Пример восстановленного спектра высыпавшихся электронов для лучистых форм полярного сияния.

Для расчетов коэффициента взаимосвязи моделировались высотные профили интенсивностей эмиссий и полос, лежащих в диапазоне регистрации камер. Расчеты проводились в рамках модели авроральной ионосферы, описанной в работе [Дашкевич и др., 2017] с учетом чувствительности регистрирующей матрицы [Kozelov et al., 2013]. Далее, используя соотношение (4) и значения коэффициента $k(h)$, высотные профили объемной интенсивности излучения $\eta_{380-580}$, полученные из экспериментальных данных, были преобразованы в высотные профили энергии, выделившейся при прохождении авроральных электронов $W(h)$. Используя алгоритм восстановления энергетических спектров потоков высыпавшихся электронов по высотному профилю выделившейся энергии, были получены спектры высыпавшихся электронов для 11 случаев лучистых структур полярного сияния. Пример восстановленного энергетического спектра $f_{\text{эк}}(E)$ для лучистых полярных сияний приведен на рис. 1. Подробно об процедуре восстановления спектров и их характеристиках можно прочитать в работе [Дашкевич и др., 2021].

Оценка характеристик потока высыпавшихся электронов по отношению интенсивности эмиссии 630.0 нм и 427.8 нм

Фотометрические измерения излучений полярных сияний используются в основном для оценки характеристической энергии высыпавшихся частиц на основе алгоритма, предложенного в работе [Rees and Lukey, 1974], где был предложен использовать интенсивности эмиссий 427.8 нм 1NG N_2^+ и 630.0 нм.

Отношение интенсивностей $I_{630.0}/I_{427.8}$ имеет однозначную зависимость от средней энергии высыпавшегося потока электронов. Это отношение слабо зависит от параметров потока высыпавшихся электронов и состава атмосферы, в частности, от количества в атмосфере окиси азота и атомарного кислорода, что продемонстрирован на рис. 2.

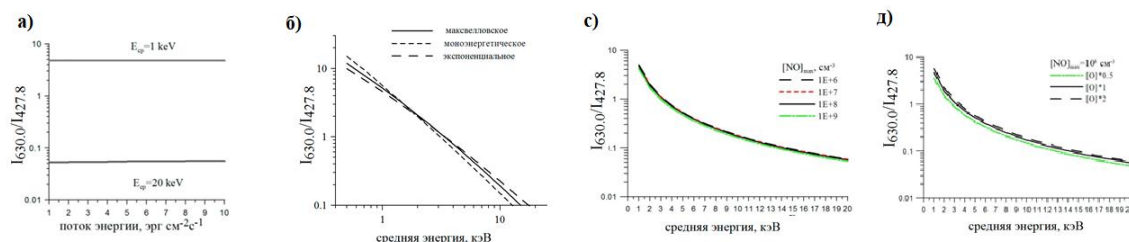


Рисунок 2. Влияние на отношение $I_{630.0}/I_{427.8}$ различных параметров: а) потока энергии высыпавшихся электронов; б) формы спектра высыпавшихся электронов; в) концентрации окиси азота; г) концентрации атомарного кислорода.

Определенный характер зависимости отношения $I_{630.0}/I_{427.8}$ от средней энергии подтверждается и экспериментальными данными [Christensen et al., 1987; Дашкевич и др., 2006]. Такое поведение отношения интенсивностей красной и синей авроральных линий дает возможность восстановления характеристик потоков авроральных электронов.

Как видно из рисунка 2б на отношение $I_{630.0}/I_{427.8}$ форма энергетического спектра электронов не влияет существенным образом. Максимальные отклонения от средней кривой зависимости составляют меньше 10%. Таким образом, при определении параметров электронного потока является корректным делать

предположение о максвелловском распределении высыпавшихся электронов $f(E) = \frac{F_E}{2E_M^3} \exp\left(-\frac{E}{E_M}\right)$. Тогда средняя энергия высыпавшихся частиц будет определяться как $E_{\text{ср}} = 2E_M$, где E_M – характеристическая энергия высыпавшихся электронов, определяемая по экспериментально измеренной величине отношения интенсивностей $I_{630.0}/I_{427.8}$ из теоретической кривой, полученной для конкретных авроральных условий. Зависимость характеристической энергии E_M от величины отношения $I_{630.0}/I_{427.8}$ показан на рис. 3.

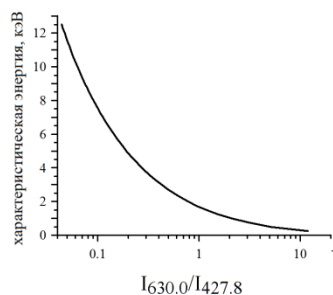


Рисунок 3. Зависимость характеристической энергии E_M от величины отношения $I_{630.0}/I_{427.8}$.

Абсолютная величина потока энергии $|F_E|$ определяется из условия нормировки интенсивности, полученной в эксперименте $I_{427.8}^{\text{эк}}$, к рассчитанной для единичного потока энергии максвелловского распределения высыпавшихся электронов теоретической интенсивности в столбе полярного сияния $I_{427.8}^{\text{теор}}$:

$$I_{427.8}^{\text{эк}} = |F_E| \cdot I_{427.8}^{\text{теор}}. \quad (5)$$

Учитывая формулу (1), получаем:

$$|F_E| = \frac{I_{427.8}^{\text{эк}}}{B \int_h \int_E \bar{K}(h,E) \frac{E \exp(-E/E_M)}{E_M^3} dE dh}. \quad (6)$$

Величина потока энергии F_E связана с величиной потоков высыпавшихся электронов N_0 соотношением

$$F_E = N_0 E_{\text{ср}}. \quad (7)$$

Таким образом, имея экспериментально измеренные интенсивности эмиссии 427.8 нм первой отрицательной системы иона молекулярного азота 1NG N_2^+ и эмиссии 630.0 нм атомарного кислорода OI , можно определять:

- 1) среднюю энергию высыпавшихся частиц $E_{\text{ср}}$, используя рис. 3;
- 2) поток энергии высыпавшихся электронов, используя формулу (6);
- 3) поток частиц высыпавшихся электронов, используя формулу (7).

Процедура оценки параметров спектра высыпавшихся электронов была применена в ходе томографического эксперимента, проводимого в Полярном геофизическом институте в зимний период 1999 г. Интенсивности эмиссий 427.8 нм, 557.7 нм и 630.0 нм внутри дуги полярного сияния были восстановлены томографическими методами для полярного сияния 10-11 февраля 1999 г. Подробности эксперимента и томографических реконструкций описаны в работе [Dashkevich et al., 2007]. Были получены отношения интенсивностей в столбе полярного сияния эмиссий 630.0 нм и 427.8 нм. Используя описанную выше процедуру, найдены изменения параметров потока высыпавшихся электронов вдоль дуги полярного сияния. На рис. 4 представлены изменения вдоль меридиана средней энергии и величины потока энергии высыпавшихся электронов.

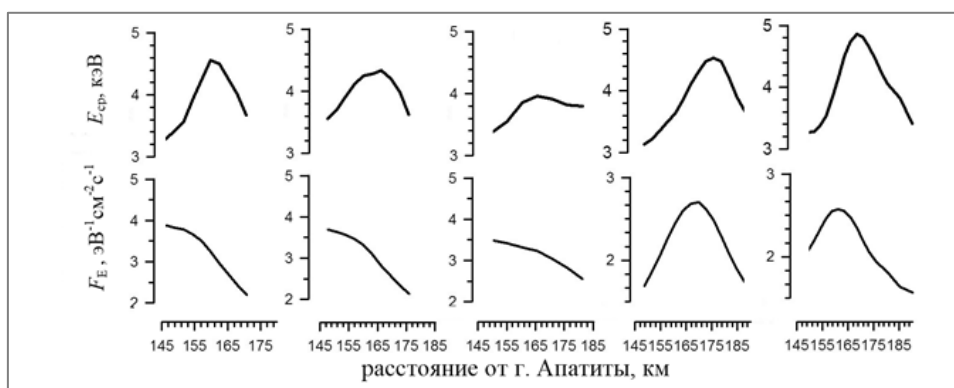


Рисунок 4. Меридиональное поведение параметров потока высыпавшихся электронов внутри отдельных дуг.

Оценка средней энергии потока высыпавшихся электронов по отношению интенсивностей излучения полос системы LBH, имеющих различную степень поглощения в континууме Шумана-Рунге

Излучение полос системы Лаймана-Берджа-Хопфилда (LBH) молекулярного азота наблюдается в ультрафиолетовой области спектра 125-180 нм. В этой области спектра излучение поглощается континуумом

Шумана-Рунге молекулярного кислорода. Величина сечения поглощения в O_2 континууме изменяется примерно в сто раз в интервале 125.0-150.0 нм. С увеличением энергии вторгающихся в атмосферу частиц, увеличивается глубина их проникновения в атмосферу, поэтому высота максимума объемной интенсивности излучения ЛВН тем меньше, чем больше средняя энергия частиц. Но с уменьшением высоты максимума увеличивается толщина O_2 поглотителя для ЛВН излучения. Чем больше поглощение, тем сильнее выражена зависимость интенсивности от энергии. Такое поведение интенсивности полос дает возможность для диагностики параметров высыпающихся электронов. Хорошим индикатором средней энергии служит отношение интенсивностей излучения двух полос ЛВН, имеющих разную степень поглощения в O_2 . В работе [Dashkevich et al., 1993] было показано, что такое отношение слабо зависит от состава атмосферы.

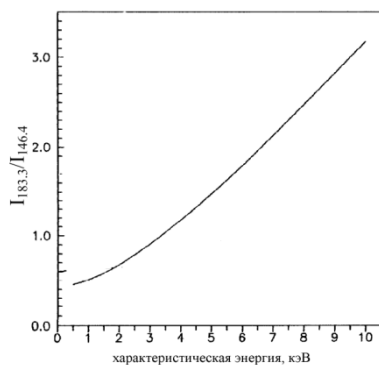


Рисунок 5. Отношение интенсивности двух ЛВН полос от энергии электронов.

Поскольку форма спектра высыпающихся электронов очевидно не будет изменять существенным образом отношение интенсивностей двух полос ЛВН [Дашкевич и Иванов, 2022], можно использовать максвелловское распределение электронов по энергиям. На рис. 5 показано отношение интенсивностей коротковолновой полосы ЛВН, для которой сечение поглощения O_2 велико, и длинноволновой полосы, где поглощения нет, в зависимости от характеристической энергии. Как можно видеть, отношение интенсивностей полос ЛВН, испытывающих различную степень поглощения молекулярным кислородом, очень чувствительно к изменению характеристической энергии. Принимая во внимание соотношение $E_{cp}=2E_m$, по его величине можно однозначно судить о средней энергии высыпающихся электронов.

Литература

- Дашкевич Ж.В., Зверев В.Л., Иванов В.Е. Отношение интенсивностей эмиссий $I_{630.0}/I_{427.8}$ и $I_{557.7}/I_{427.8}$ в полярных сияниях // Геомагнетизм и аэронавигация. 2006. Т. 46. № 3. С. 385–389.
- Дашкевич Ж.В., Иванов В.Е. Диагностика интенсивностей излучения и электронной концентрации в полярных сияниях по данным эмпирических моделей высыпаний // Солнечно-земная физика. 2022. Т. 8. № 2. С. 61–66. doi: 10.12737/szf-82202208
- Дашкевич Ж.В., Иванов В.Е., Козелов Б.В. Исследование лучистых структур в полярных сияниях триангуляционными методами: 2. Энергетические спектры высыпающихся электронов // Космические исслед. 2021. Т. 59. № 5. С. 355–360. doi: 10.31857/S0023420621050034
- Дашкевич Ж.В., Иванов В.Е., Сергиенко Т.И., Козелов Б.В. Физико-химическая модель авроральной ионосферы // Космические исслед. 2017. Т. 55. № 2. С. 94–106.
- Иванов В.Е., Козелов Б.В. Прохождение электронных и протонно-водородных пучков в атмосфере Земли // Апатиты: изд. Кольского научного центра РАН. 260 с. 2001.
- Козелов Б.В., Дашкевич Ж.В., Иванов В.Е. Исследование лучистых структур в полярных сияниях триангуляционными методами: 1. Высотный профиль объемной интенсивности свечения // Космические исслед. 2021. Т. 59. № 4. С. 267–274. doi: 10.31857/S0023420621040038
- Christensen A.B., Lyons L.R., Hecht J.H., Sivjee G., Meer R.R., Strickland D.J. Magnetic field-aligned electric field acceleration and characteristics of the optical aurora // J. Geophys. Res. 1987. V. 92. № 6. P. 6163–6167. doi: 10.1029/JA092iA06p06163
- Dashkevich Z.V., Sergienko T.I., Ivanov V.I. The Lyman-Birge-Hopfield bands in aurora // Planet. Space Sci. 1993. V. 41. № 1. P. 81–87.
- Dashkevich Zh.V., Ivanov V.E., Khudukon B.Z. Features of stable diffuse arcs observed by means of auroral tomography // Annales Geophysicae. 2007. V. 25. № 5. P. 1131–1139.
- Kozelov B.V., Brändström B.U.E., Sigernes F., Roldugin A.V., Chernouss S.A. Practice of CCD cameras' calibration by LED low-light source // "Physics of Auroral Phenomena". Proc. XXXVI Annual Seminar. Apatity. 2013. P. 151–154.
- Rees M.H., Luckey D. Auroral electron energy derived from ratio of spectroscopic emission. 1. Model computations // J. Geophys. Res. 1974. V. 79. № 34. P. 5181–5186.

РЕЗУЛЬТАТЫ ТРЕХПОЗИЦИОННЫХ ИЗМЕРЕНИЙ ИСКУССТВЕННОГО ОПТИЧЕСКОГО СВЕЧЕНИЯ В КРАСНОЙ ЛИНИИ АТОМАРНОГО КИСЛОРОДА НА НАГРЕВНОМ СТЕНДЕ СУРА

Ю.К. Легостаева, А.В. Шиндин, С.М. Грач, В.Р. Хашев

Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,
Россия; e-mails: julilegostaeva@gmail.com, shindin@rf.unn.ru, sgrach@rf.unn.ru, xashev2013@gmail.com

Аннотация. Представлены результаты анализа данных экспериментов по исследованию воздействия мощного радиоизлучения стенда СУРА на свойства оптического свечения ночного неба (ионосферы) в красной линии атомарного кислорода ($\lambda=630$ нм), выполненных в 2022 г. Регистрация искусственного свечения в линии $\lambda = 630$ нм при воздействии мощным КВ радиоизлучением стенда СУРА проводилась в трех разнесённых пунктах наблюдения – стенд СУРА (географические координаты 56.15° с.ш., 46.10° в.д.), Магнитная обсерватория Казанского университета (55.56° с.ш., 48.45° в.д.) и деревня Заключная (Перевозский район Нижегородской обл., 55.54° с.ш., 44.53° в.д.), на расстояниях ~ 120 - 170 км друг от друга. Регистрация свечения и первичная обработка данных проводилась сотрудниками ННГУ, КП(Ф)У и ИСЗФ СО РАН. При трехпозиционных наблюдениях полученные снимки ночного неба позволяют определять высоту и размер области генерации свечения, а также восстанавливать крупномасштабную структуру области генерации свечения.

Введение

В F-области ионосферы наблюдается искусственное свечение под воздействием мощного радиоизлучения, которое возникает в результате ряда последовательных процессов. Первоначально волна накачки (ВН) обыкновенной поляризации на частоте f_0 взаимодействует с ионосферной плазмой, обеспечивая генерацию плазменных волн. Электроны, приобретающие в результате ускорения необходимую энергию, при столкновениях возбуждают определённые энергетические уровни нейтральных атомов ионосферного газа (кислорода); в процессе релаксации возбуждённого атома до основного состояния происходит высвечивание фотона.

Кроме этого, существует конкурирующий эффект, который связан с подавлением фонового свечения ионосферы. Он возникает вследствие уменьшения коэффициента диссоциативной рекомбинации с ростом температуры электронов при нагреве плазменными волнами, что приводит к уменьшению концентрации возбуждённых атомов, следовательно, уменьшению яркости фонового свечения. Наиболее низким порогом возбуждения (1.96 эВ) обладает красная линия атомарного кислорода $O(^1D)$ ($\lambda = 630$ нм, радиативное время жизни $\tau = 107$ с).

В 2021-2024 гг. эксперименты по регистрации искусственного свечения при воздействии мощным КВ радиоизлучением стенда СУРА в линии $\lambda = 630$ нм проводились в трех разнесённых пунктах наблюдения – стенд СУРА (географические координаты 56.15° с.ш., 46.10° в.д.), Магнитная обсерватория Казанского университета (55.56° с.ш., 48.45° в.д.) и деревня Заключная (Перевозский район Нижегородской обл., 55.54° с.ш., 44.53° в.д.). Расстояние между пунктами составляло: СУРА – Магнитка 167 км, СУРА – д. Заключная – 119 км, д. Заключная – Магнитка 270 км. Воздействие на ионосферу осуществлялось с помощью КВ радиоизлучения обыкновенной поляризации при вертикальной ориентации диаграммы направленности стенда, либо при наклоне диаграммы на юг на 12° в плоскости магнитного меридиана на частотах $f_0 = 5380$ кГц, 5200 кГц, 4785 кГц, 4300 кГц, эффективная излучаемая мощность составляла $P_{эф} \sim 80 - 100$ МВт. Частота f_0 выбиралась в зависимости от критической частоты ионосферы. Воздействие осуществлялось в режиме 3 минуты – непрерывное излучение, 3 минуты – пауза. Методика регистрации и анализа портретов ночного неба в линии $O(^1D)$ описана в [1, 2].

С помощью регистрации искусственного свечения в нескольких разнесённых пунктах можно оценить

структуру и пространственные характеристики возмущенной области ионосферы. Из-за большого расстояния между регистрационными пунктами (>100 км) возможность зафиксировать свечение в разных местах (из-за облачного покрова) была далеко не всегда. В течение двух кампаний 2021 года не было ни одного сеанса, когда свечение или подавление фона наблюдались одновременно в трех пунктах. В 2022 году благоприятные погодные условия позволили зарегистрировать свечение во всех трех пунктах, хотя яркость изображений могла быть различной из-за прозрачности атмосферы.

Результаты измерений

В большинстве случаев, когда свечение интенсивное, возникает одно пятно, занимающее всю область нагрева. Но бывает, что возникают полосы (страты), по предположениям вытянутые вдоль магнитного поля. Примеры кадров ночного неба со стратами приведены на рис. 1 и 2.

На рисунке 1 показаны снимки ночного неба, сделанные в разных приемных пунктах, в линии $\lambda = 630$ нм, сделанные 1 августа 2022 года в 19:39:30 UT с экспозицией 25 секунд, через 2.5 минуты после включения стенда СУРА. Время начала съемки и местоположение пункта регистрации указаны сверху панели. Для построения трехмерной модели области свечения на видимые снимке пятна свечения накладывались модельные контура области в форме эллипсов. Эти эллипсы обозначены красными и синими контурами, представленными на рис.1. Координаты центра эллипсов и размеры его полуосей подбирались так, чтобы обеспечить возможно близкое совпадение эллипсов с областью пятна, зарегистрированной в трех разных пунктах в одно и то же время, и одновременно представляли собой проекции трехмерной модели области свечения (см. рис.2) на плоскость кадров каждой из регистрирующих камер, расположенных в приемных пунктах. Полученные параметры контуров для различных областей свечения (красный/синий) на рис. 1 составляют: $56.10^\circ/56.14^\circ$ с.ш., $46.36^\circ/45.93^\circ$ в.д., высота 250 км/255 км, большая полуось эллипса 9 км/11 км, малая полуось 7 км/8 км. Оранжевые линии соответствуют проекциям силовых линий геомагнитного поля на плоскость изображения. На снимках также отмечены направления сторон света (белые линии), радиальные линии и азимутальные круги (пунктирные белые линии), и схематичное изображение диаграммы направленности стенда СУРА (белый эллипс). При этом большое южное «пятно» на панели а) соответствует облаку во время регистрации снимка пролетавшему над регистрирующей камерой.

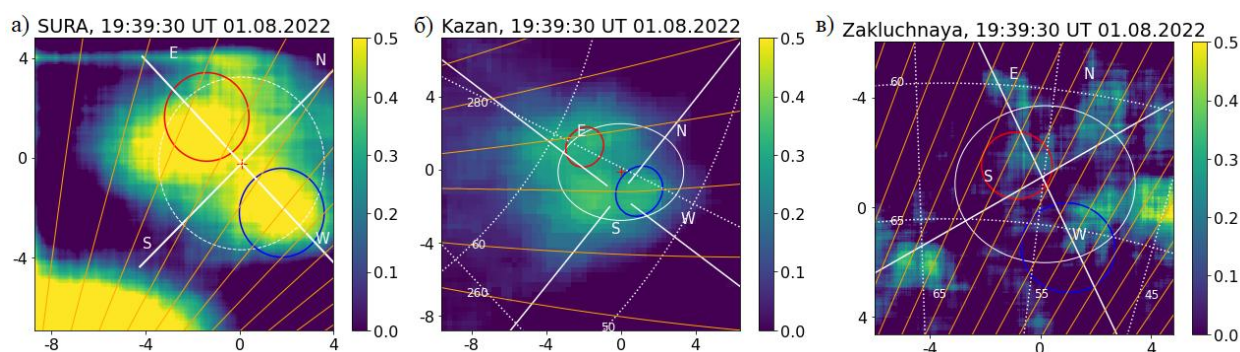


Рисунок 1. Обработанные оптические изображения, зарегистрированные 01.08.2022 в 19:39:30 UT. Панель а) стенд СУРА, панель б) Магнитная обсерватория Казанского университета, панель в) пункт в д. Заключная.

На рисунке 2 представлен результат 3D-моделирования области свечения. Панели а), б), в) на рис.2 соответствуют виду на область свечения со стороны Магнитной обсерватории КФУ (приблизительно с востока), снизу со стенда СУРА и с юго-западной стороны д. Заключной. Моделирование проводилось с использованием специально разработанного программного обеспечения. На основе наиболее подходящих параметров контуров с рисунка 1 были построены объемные сфероиды, вытянутые вдоль магнитного поля. Стрелки указывают направление магнитных силовых линий и стороны света. По модели IGRF 2022 г. над стендом Сура на высоте 250 км магнитное склонение составляет 12.119° , а магнитное наклонение -72.19° . Параметры моделирования выбирались, опять же, для достижения наилучшего совпадения проекций трехмерных сфероидов на плоскости кадров различных камер. Пунктирный круг на рис. 2 обозначает круг компаса, где красная линия соответствует северу, синяя — югу, зеленая — востоку, а розовая — западу. Бирюзовая линия представляет собой проекцию магнитных силовых линий на горизонтальную плоскость, соответствующую магнитному меридиану. Серый конус отображает диаграмму направленности стенда Сура. На основе полученных данных и дальнейшего анализа планируется определить реальное расположение пятен

свечения в пространстве и исследовать пространственную структуру области возмущения.

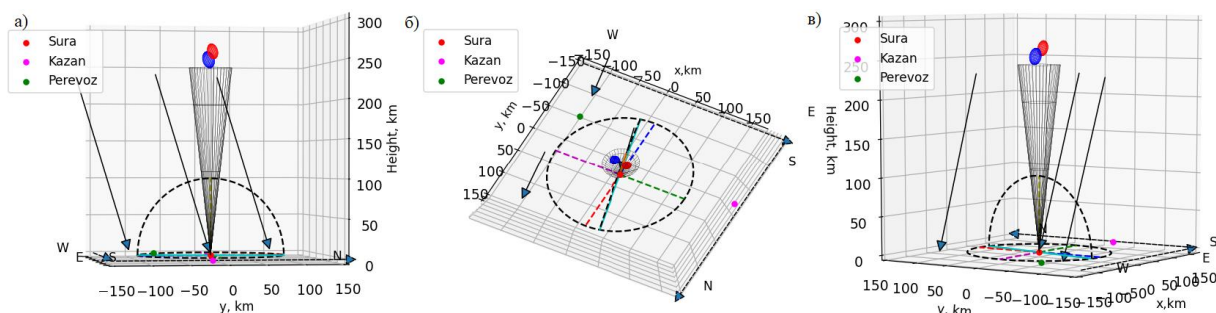


Рисунок 2. Панель а) вид с востока (со стороны Казани); панель б) вид снизу на стенд СУРА; панель в) вид с юго-запада (деревня Заклuchная).

Заключение

В 2021-2024 гг. был накоплен значительный объем экспериментальных данных по трехпозиционному исследованию области искусственного свечения ионосферы над стендом СУРА. На основе выработанного алгоритма построения модели трехмерной области свечения и проведенных трёхпозиционных измерений был проведен анализ четырех 6-ти минутных сеансов воздействия, причем общее число сеансов, требующих анализа, составляет несколько сотен. В представленном сообщении продемонстрирован результат анализа одного из сеансов, где наблюдалось искусственное свечение ионосферы. Из четырех проанализированных сеансов, в трех наблюдалось искусственное свечение ионосферы, и в одном наблюдалось одновременное подавление фонового свечения ионосферы и генерация искусственного свечения ионосферы одновременно в разных областях снимка. В дальнейшем предполагается провести анализ всего имеющегося объема накопленных данных и исследования зависимости структуры областей свечения ионосферы от условия эксперимента.

Авторы выражают благодарность сотрудникам КФУ И.А. Насырову, Д.А. Когогину и В.В. Емельянову, сотрудникам ИСЗФ СО РАН А.Б. Белецкому и И.Д. Ткачёву, сотруднице ННГУ К.К. Грехневой и техническому персоналу стенда СУРА за участие в проведении эксперимента.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 20-12-00197П.

Литература

1. Шиндин А.В., Клименко В.В., Когогин Д.А., Белецкий А.Б., Грач С.М., Насыров И.А., Сергеев Е.Н. // Изв. вузов. 2017. Том LX, № 11, С. 949.
2. Грач С.М., Клименко В.В., Шиндин А.В., Насыров И.А., Сергеев Е.Н., Яшнов В.А., Погорелко Н.А. // Изв. вузов. 2012. Т. 55(1–2). С. 36.
3. Grach S.M., Nasyrov I.A., Kogogin D.A., Shindin A.V., Sergeev E.N., Razi Mousavi S.A. // Geophysical Research Letters. 2018. V. 45. P. 12,749–12,756. <https://doi.org/10.1029/2018GL080571>

DOI: 10.51981/2588-0039.2024.47.026

ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАКОНОМЕРНОСТЕЙ ПОЯВЛЕНИЯ F-РАССЕЯНИЯ ПО ДАННЫМ ИОНОЗОНДА DPS-4 (МОСКВА) В 24-ОМ ЦИКЛЕ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

В.А. Телегин¹, Г.А. Жбанков², В.А. Панченко¹

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

²*Научно-исследовательский институт физики Южного федерального университета
(НИИ физики ЮФУ), г. Ростов-на-Дону*

Аннотация

Ионосферная плазма представляет собой неравновесную среду, содержащую неоднородности различных масштабов от нескольких метров до сотен километров. Неоднородности, обусловленные различными процессами, протекающими в ионосфере, вызывают появление на ионограммах дополнительных следов, т.н. «серпов» и «крючков», уширения следов по высоте и частоте. Последнее получило название F-рассеяния. В работе проведен анализ характерных особенностей появления F-рассеяния в 24-ом цикле солнечной активности (СА) на ионограммах ионозонда DPS-4 при регулярном вертикальном зондировании ионосферы.

Введение

Наличие в ионосфере неоднородностей приводит к рассеянию электромагнитных волн. На ионограммах вертикального зондирования наличие т.н. среднемасштабных неоднородностей проявляется в виде уширения отраженных сигналов, которое оценивается нами по общепринятой 4-х бальной шкале (типы 0, 1, 2, 3) [1]. Тип 0 соответствует уширению следа менее 0.25 МГц, т.е. случаю, когда рассеяние практически отсутствует, далее типы 1, 2 и 3 с шагом 0.25 МГц. Было проведено осреднение суточного хода вероятности появления типов F-рассеяния по годам в 24-м цикле солнечной активности. Расчеты вероятности появления F-рассеяния проводились по программе, алгоритм которой подробно описан в работе [2], с контролем ручной обработкой в тех случаях, когда не срабатывало штатное программное обеспечение ионозонда DPS-4.

Аппаратурное и программное обеспечение исследования

Ионозонд DPS-4 – это прибор с высокой степенью автоматизации определения ионосферных параметров, создающий *базы данных* в различных форматах, имеющий малый уровень создаваемых помех. Выделение одной поляризации и измерение углов прихода отражённых радиоволн позволяет легче интерпретировать результаты зондирования. Возможность выставления ионограмм, параметров ионосферы и МПЧ трасс в интернете с задержкой всего 2-4 минуты очень удобно для прикладных целей. Энергопотенциал зонда DPS-4, благодаря применению доплеровской фильтрации и свёртки сигналов, выше, чем у предыдущих поколений ионозондов, на которых были получены основные данные по F-рассеянию. Это необходимо учитывать, при сравнении современных и более ранних результатов. Сопоставление данных в двух максимумах солнечной активности 1979-1980 и 2012-2013 гг. показало, что качественно кривые очень похожи и имеет место уверенная корреляция появления F-рассеяния, несмотря на использование различной аппаратуры [3]. Тем не менее, отмечено, что на ионограммах DPS-4 вероятность появления F-рассеяния иногда существенно выше, чем было получено ранее на АИС. Причин, видимо, две. Первая – различие в солнечной активности в 1979-1980 гг. и в 2012-2013 гг. Вторая – различие аппаратурных характеристик АИС и DPS-4. Большая вероятность увидеть F-рассеяние на ионограммах DPS-4 отчасти определяются тем, что у DPS-4 относительный порог отображения рассеянных сигналов ниже, чем у предыдущих поколений ионозондов, поэтому даже относительно слабые неоднородности у DPS-4 вызывают уширение следа, трактуемое как появление F-рассеяния. Кроме того, свой вклад в кажущуюся ширину следа по частоте у DPS-4 даёт дискретный шаг перестройки станции по частоте – обычно это 50 кГц.

Статистический анализ

На рис. 1(а) приведен график изменения чисел Вольфа с первого января 2009 года по 31 декабря 2019 года. На рис. 1(б) приведены усредненные по годам значения чисел Вольфа. На рис. 1(в) 24-й цикл СА разбит на 4 интервала по 3 года каждый. Первый интервал – это рост от минимума к началу максимума. Второй – начало максимума и сам максимум. Третий – сам максимум и начало спада. Четвертый – спад к минимуму и сам минимум. В каждом из этих интервалов выделены три года, в которых усредненные значения СА отмечены

тремя цветами: красным, желтым и зеленым. Это сделано для удобства рассмотрения данных по F-рассеянию на рис. 2, так как используется принцип «светофора», который хорошо всем известен: цвета красный, желтый и зеленый располагаются сверху вниз. Такой подход облегчает восприятие рисунков на каждом интервале, где приводится зависимость в суточном ходе усредненных за год значений вероятности рассеяния отраженного от ионосферы сигнала.

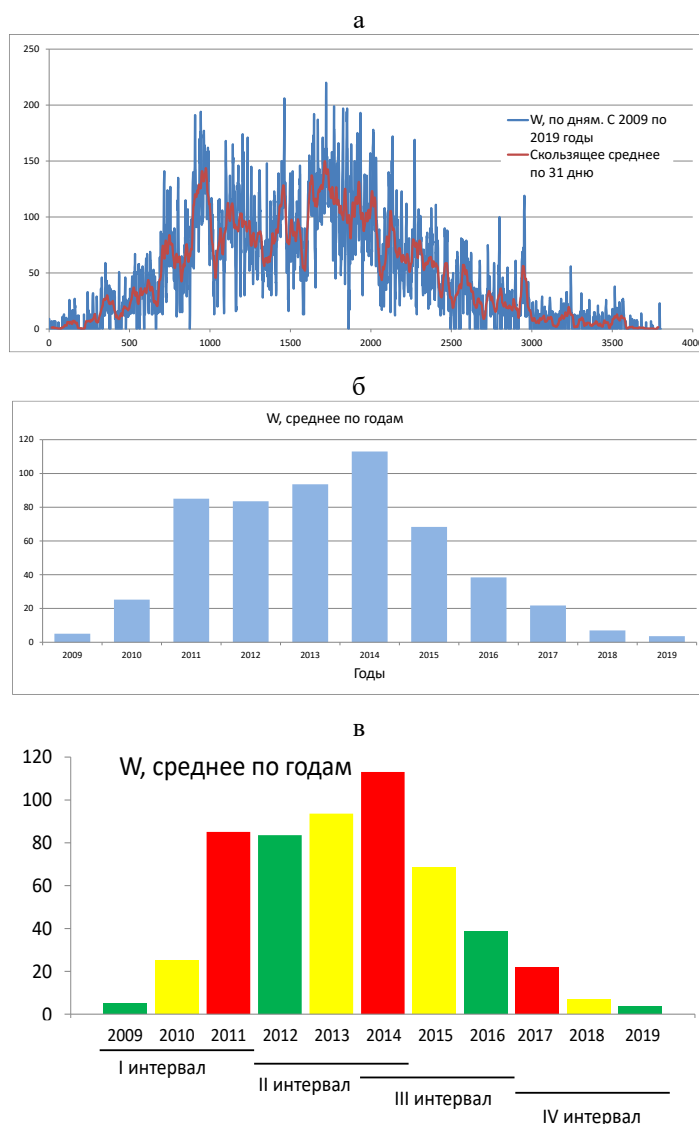


Рисунок 1. (а, б, в) Числа Вольфа в 24-м цикле солнечной активности.

Для выявления статистических закономерностей и исследования вариаций критической частоты слоя F2 за период 24-го солнечного цикла (2009-2019 гг.) проведен тщательный анализ пятнадцатиминутных ионограмм. Для упорядочения величин уширения по частоте Δf_{oF2} применена четырехбальная шкала (от 0 до 3) для определения уширения ионограммы от 0.25 до 1 МГц.

На рис. 2 по горизонтали отложены время суток для 4-х выбранных интервалов, по вертикали отложены, соответственно, вероятности поведения типов F-рассеяния (0, 1, 2, 3). Видно, что графики поведения для всех типов рассеяния сильно отличаются в интервале I. Это связано с тем, что в 2009 году (зеленый цвет) было много технических остановок в работе ионозонда DPS-4. Общая продолжительность работы ионозонда в течение 2009 года не превышало двух месяцев (ионозонд работал только в январе и феврале). В 2010 году ионозонд работал более стабильно (на графике показано желтым цветом), но начал работу только во втором полугодии. В 2011 году (красный цвет) перебои в работе ионозонда были на уровне среднего для всего 24-го цикла СА. Тем не менее, мы решили сохранить данную последовательность представления данных, чтобы сохранить преемственность для анализа поведения суточного хода F-рассеяния в 24-м цикле СА.

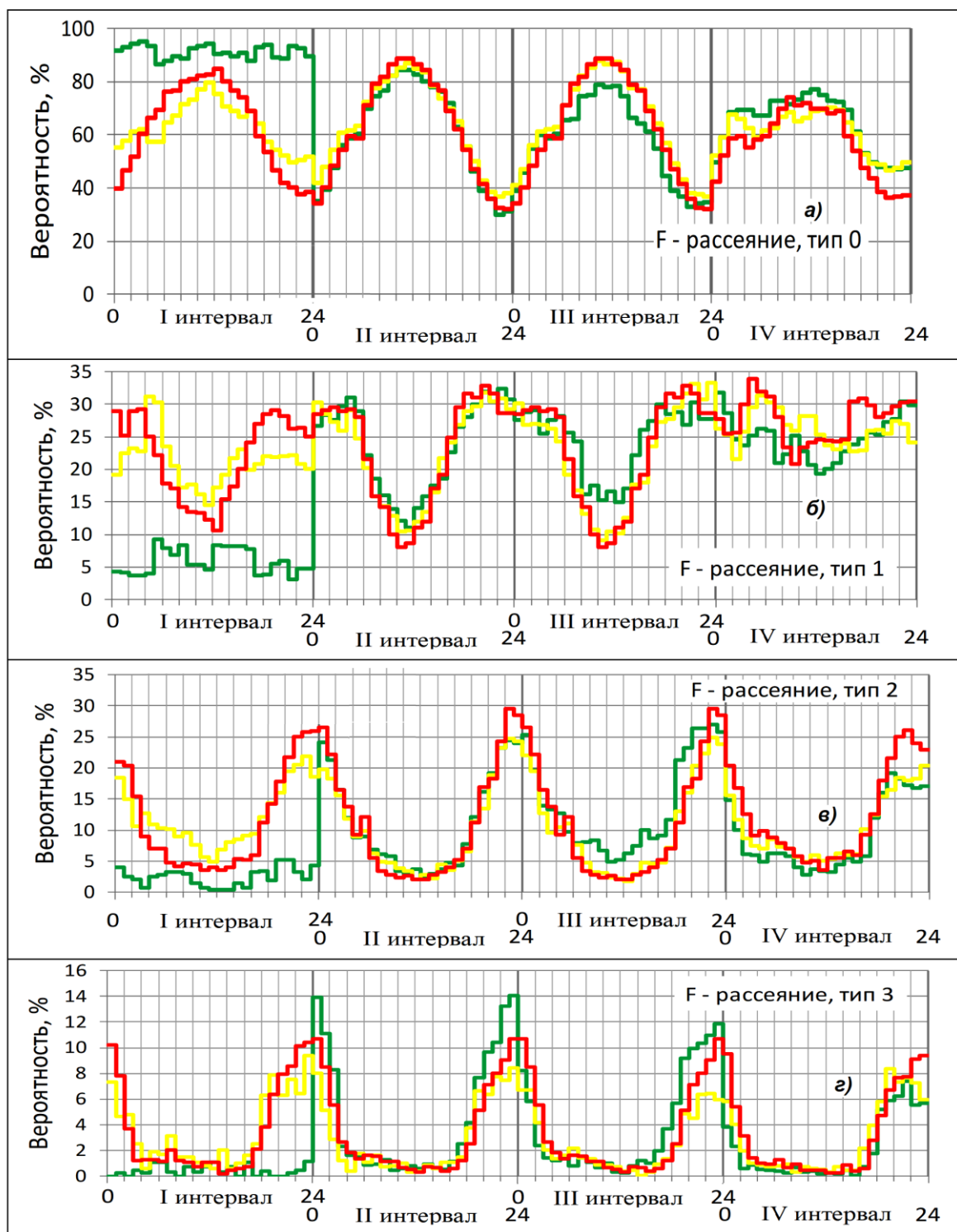


Рисунок 2. Суточный ход вероятности появления типов F-рассеяния, усредненной по годам.

Рассмотрим подробнее рис. 2. Начнём с верхней панели **а)**. В I и IV интервалах (малая СА) чем меньше СА, тем выше вероятность отсутствия рассеяния (тип 0) в дневное время. В ночное время в I и IV интервалах картина обратная. Во II и III интервалах (вокруг максимума СА) ночные вероятности появления типа 0 не зависят от СА, а днем чем выше СА, тем вероятнее тип 0.

Панель **б)**, тип 1, относительно слабое рассеяние. В интервалы I и IV (относительно слабой СА) чем ниже СА, тем ниже в целом вероятность появления рассеяния типа 1. Во II и III интервалах, т.е. вокруг максимума СА, вероятность типа 1 ночью практически не зависит от СА, а днем чем выше солнечная активность, тем

меньше вероятность рассеяния типа 1. Обращает внимание повышенная вероятность наличия типа 1 сразу после заката и вплоть до восхода Солнца, в отличие от панелей **в)** и **г)**.

Панель **в)**, тип 2, умеренное рассеяние. В интервалы 1 и 4 (относительно слабой СА) наименьшая вероятность появления типа 2 в годы минимальной активности (зеленая линия). В интервалы III и IV в ночное время, чем выше СА, тем вероятнее появления типа 2. В дневное время в интервале II, (т.е. перед максимумом СА) практически отсутствует зависимость вероятности типа 2 от СА. А на этапе спада СА после максимума (период III), в дневное время, чем выше СА, тем меньше вероятность рассеяния типа 2.

Панель **г)**, тип 3, сильное рассеяние. В дневное время во все интервалы I-IV вероятность сильного рассеяния мала и зависимости от СА практически нет. А в ночное время есть различия. Так при малой СА, (интервалы I и IV) чем выше СА, тем выше вероятность сильного рассеяния (тип 3). В противоположность этому во II и III интервалах, максимум вероятности типа 3 наблюдается в годы с меньшей СА (зеленая линия), а минимум вероятности появления рассеяния типа 3 наблюдается в годы, когда была средняя активность Солнца (желтая линия).

Заключение

Анализ полученных данных показал, что в год минимума солнечной активности все типы F-рассеяния не имеют явно выраженного суточного хода. Вероятность появления рассеяния типа 0 приближается к единице или близка к 100%. Можно сказать, что в год минимума солнечной активности ионосфера является практически спокойной. С ростом солнечной активности для F-рассеяния типа 0 наблюдается суточный ход, подобный ходу f_oF_2 для зимних месяцев среднеширотного слоя F2.

Типы F-рассеяния от 1 до 3 с ростом солнечной активности имеют суточный ход обратный по отношению к общепринятому суточному ходу f_oF_2 . Появления F-рассеяния типа 1 и 2 равновероятны, а рассеяние 3-его типа появляется на порядок реже. С ростом солнечной активности до максимального значения все три типа F-рассеяния сохраняют суточный ход, причем суточный ход типа 0 повторяет суточный ход критической частоты f_oF_2 , а рассеяние типов 1-3 имеет суточный ход противоположный. Вероятность рассеяния типов 1-3, в целом, сохраняет свои значения.

На ниспадающей ветви солнечной активности все четыре типа F-рассеяния сохраняют суточный ход, характерный для фазы роста солнечной активности. Вероятностные значения всех типов рассеяния различаются незначительно при солнечной активности более 40.

При падении солнечной активности от 20 до 0 рассеяние типа 0 теряет суточный ход, становясь независимым от времени суток. Вероятность появления других типов рассеяния уменьшается от 32 до 20% для типов 1 и 2, и до 0% для типа 3, особенно в дневные часы.

Выявленные закономерности появления F-рассеяния могут представлять интерес на этапе проектирования сложных радиотехнических систем.

Работа выполнена в рамках государственного задания ГР № 01201356396 (ИЗМИРАН) и ГЗ0110/23-10-ИФ (ЮФУ).

Авторы выражают благодарность Константиновой Т.М., Дятко Н.А. и Кочетову И.В. за участие в обработке экспериментальных данных и плодотворное обсуждение полученных результатов.

Литература

1. Гершман Б.Н., Казимировский Э.С., Кокоуров В.Д., Чернобровкина Н.А. Явление F-рассеяния в ионосфере. М.: Наука, 1984, 140 с.
2. Телегин В.А., Панченко В.А., Жбанков Г.А., Рождественская В.И. Автоматизированная обработка данных F-рассеяния // "Physics of Auroral Phenomena", Proc. XXXIX Annual Seminar, Apatity, 2016, с.130-133.
3. Панченко В.А., Телегин В.А., Воробьев В.Г., Жбанков Г.А., Ягодкина О.И., Рождественская В.И. F-рассеяние в среднеширотной ионосфере по данным ионозонда DPS-4 // Геомагнетизм и аэрономия, 2018, том 58, № 2, с. 241–249.

СПОСОБ ЗОНДИРОВАНИЯ ГРАНИЦ АВРОРАЛЬНОГО ОВАЛА И СОСТОЯНИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ЗЕМЛИ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ КОСМИЧЕСКИХ МАСС-СПЕКТРОМЕТРОВ

А.В. Тертышников

Институт прикладной геофизики имени академика Е.К. Федорова, Москва, Россия;
e-mail: atert@mail.ru

Аннотация. Приведён обзор разработанных в ФГБУ «ИПГ» (Росгидромет) технических решений для зондирования авроральных овалов и сопутствующих им решений. Последнее техническое решение для диагностики характеристики авроральных овалов построено на основе зондирования ионного состава верхней атмосферы космическими радиочастотными анализаторами масс-спектра газового состава верхней атмосферы на орбите КА. В анализе использовано распределение основного иона кислорода O^+ на высотах орбиты КА «Метеор», а также результаты моделирования аврорального овала по моделям SIMP-2 и Г.В. Старкова.

Введение

В космических исследованиях Росгидромета много внимания уделяется разработке технических решений мониторинга аврорального овала, висящего над Северным морским путём. Полученные результаты исследований закреплены в ряде патентов на изобретение, которые определяют возможность их реализации и используются в формировании научно-технической политики Росгидромета.

Последним техническим решением Росгидромета по мониторингу аврорального овала стал «Способ зондирования границ аврорального овала и состояния магнитного поля Земли» [1] на основе данных зондирования плотности ионов бортовым масс-спектрометром КА «Метеор». Для разработки [1] использовалось несколько технических решений, полученных ранее.

Предшествующие технические решения

Для разработки технологий зондирования аврорального овала в ФГБУ «ИПГ» использовались результаты морских экспедиций в Северном ледовитом океане, где проводились эксперименты по радиопросвечиванию Северного аврорального овала сигналами Глобальных навигационных спутниковых систем (ГНСС) [2]. В схеме экспериментов проводился прием и расшифровка сигналов КА ГНСС ГЛОНАСС/GPS с помощью профессионального геодезического приемника сигналов ГНСС («Trimble 5700»). Искажение сигналов ГНСС в зоне овала было подтверждено при радиопросвечивании Южного аврорального овала при санно-гусеничном переходе по Антарктиде к станции «Восток» 8-19.01.2015 г. по программе 60-й Российской Антарктической экспедиции [3]. При этом были получены подобные арктическим следы зоны аврорального овала над Антарктидой в широтном распределении ионосферных задержек сигналов КА ГНСС. При оценке полученных результатов использовались модели SIMP-2 [4] и Г.В. Старкова [5]. Все способы зондирования ионосферы сигналами КА ГНСС были закреплены в техническом решении [6]. Была показана необходимость создания модели аврорального овала по полному электронному содержанию ионосферы (ПЭС).

В практике расшифровки сигналов ГНСС, пересекающих полярный круг в область высоких широт, было отмечено: сигнал на более длинной рабочей волне приходил раньше, чем сигнал на короткой рабочей волне. Объяснение этого явления увязывалось с тороидальным (не сферически симметричным) представлением ионосферы Земли и увеличением ионосферных неоднородностей в высоких широтах и в зоне аврорального овала.

Во втором техническом решении использовались данные по высыпаниям низкоэнергичных частиц, фиксируемых с КА [7], а также результаты исследований В.Г. Воробьева и О.И. Ягодкиной по статистике данных о потоках энергичных частиц с американских КА DMSP (<http://sd-www.jhuapl.edu>). Хорошая интерактивная компьютерная модель для прогноза и анализа полярных сияний, которая превышает возможности модели «OVATION Prime» [8, 9], разработана А.В. Воробьевым и Г.Р. Воробьевой [10].

Пересечение аврорального овала проявляется в экстремумах интенсивности потоков электронов, фиксируемых спектрометром бортового гелиогеофизического комплекса КА «Метеор» [7]. Границы аврорального овала связаны с различной энергией высыпаний частиц из внешнего и внутреннего

радиационных поясов Земли (хвоста магнитосферы). Центральная зона аврорального овала проявляется в повышенной плотности ионосферы [11]. Экваториальная граница ночного аврорального овала обычно связана с экваториальной дугой полярных сияний, в районе которой происходят вспышки брейкпа. Высыпания электронов и вторжение потоков плазмы приводят к неоднородностям ионосферной плазмы.

Спектрометры энергичных частиц регулярно пересекают авроральный овал по полярной или близкой к ней орбите в ОКП. Географическое положение экстремумов в регистрируемых потоках электронов в диапазонах больших энергий до 10 кэВ и малых энергий до 300 эВ соответствует границам зоны экваториальной границы аврорального овала.

В числе сопутствующих решений для оценки положения магнитного полюса Земли (для модели Г.В. Старкова [6]) был разработан Способ определения положения магнитного полюса Земли [12] по данным измерений магнитных склонений в Южном океане. Эффективность способа была подтверждена в навигацию 2021 г. в трех морских экспедициях в Северном ледовитом океане, в результате которых подтвердилось, что Северный магнитный полюс находится в Российском секторе Арктики.

Зондирование аврорального овала бортовым масс-спектрометром КА

С 2005 г. на КА «DMSP-6» был установлен масс-спектрометр для исследования газового состава атмосферы. КА «DMSP-6» является аналогом КА серии «Метеор». Их орбита регулярно пересекает авроральный овал.

Накопленный архив данных зондирования концентраций ионов радиочастотными масс-спектрометрами (РИМС) на КА типа «Метеор» [13] и проект усовершенствованного РИМС в [14] позволили разработать техническое решение для зондирования аврорального овала по данным зондирования основного иона ионосферы на высотах орбиты КА «Метеор-2М». Для высоких и средних широт – это ион O^+ .

Пример типовой записи измерений $[O^+]$ в условных единицах тока представлен на рис. 1.

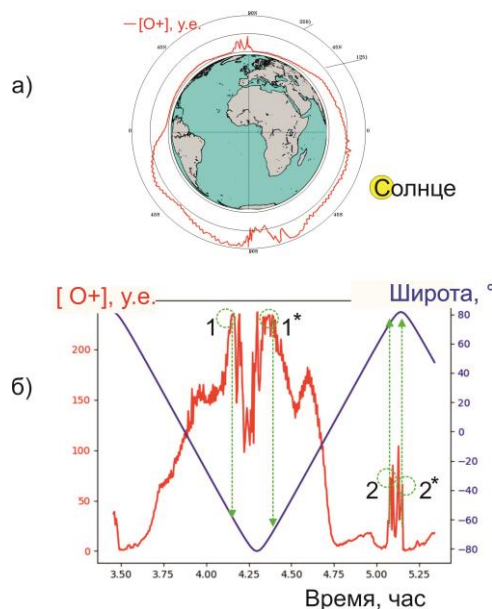


Рисунок 1. Результаты измерений концентрации иона кислорода в условных единицах за утренний виток на солнечно-синхронной орбите КА «МЕТЕОР-2М» 05.01.2022 г.

Анализаторы ионов РИМСа ориентированы навстречу ионному потоку вдоль траектории КА. Дискретность измерений 20 секунд. На ширину зоны аврорального овала при сильных магнитных бурях приходится до 5-6 измерений.

На верхнем фрагменте рис. 1 показано распределение $[O^+]$ на витке орбиты вокруг упрощенного изображения земного шара. Окружности вокруг земного шара соответствуют установленным уровням $[O^+]$ в условных единицах тока детектора. Относительная единица тока $[O^+]$ соответствует примерно 80 ионам кислорода в $см^3$. На нижнем фрагменте представлены те же данные, но в другой проекции с привязкой по широте орбиты и времени. Геомагнитная возмущенность 05.01.2022 г. была низкой, (K-индекс=1-- [15]), как и солнечная активность (по уровню излучения F10,7 см [15]).

В обширной Южной полярной шапке границы аврорального овала (1-1*) и локальный минимум в его центре проявились лучше. Это обусловлено прогревом Южного полушария. Положение Солнца показано на верхнем фрагменте. Пики $[O^+]$ внутри полярной шапки связаны также с внутренней зоной полярных сияний, которая создается суточным вращением дневной части аврорального овала [11]. Сложность морфологии Южной полярной шапки и ее большая площадь обусловлена также тем, что Южный магнитный полюс вышел с

материка в прибрежные моря и затормозился в своем движении, что соответствует концепции «геомагнитных джерков».

В зимней Северной полярной шапке концентрация иона O^+ меньше, чем в освещенной Солнцем Южной полярной шапке. Полярная шапка меньше. Поэтому и граница диффузных сияний выше полярного круга на утреннем витке выражены хуже. Но в приполюсной точке также проявился локальный минимум, обусловленный полярным ионосферным провалом.

Аномальное распределение концентрации иона кислорода над полярными шапками на рис. 1 соответствует результатам магнитоэлектродинамического и химического моделирования морфологии полярной шапки в [16] и проявлению аврорального овала в $[O^+]$. При моделировании в [16, 17] было установлено, что морфология полярной шапки зависит от магнитной активности, солнечной активности (по уровню излучения $F_{10,7}$ см), характеристик солнечного ветра, сезона. Но зона аврорального овала всегда проявляется в $[O^+]$. Поэтому, пересечение аврорального овала РИМСом проявляется в локальном экстремуме $[O^+]$. Границы авроральных овалов проявляются и в вариациях иона N^+ . Но его мало.

Интенсивность аврорального овала характеризует относительная, по сравнению с сезонными значениями, амплитуда экстремумов (1, 1*, 2, 2*). Положение середины куполообразного всплеска интенсивности $[O^+]$ на участке орбиты с повышенным уровнем повторяемости появления полярных сияний (по статистической модели и по типам сияний) будет соответствовать экваториальной границе аврорального овала. Подошва всплеска (в сторону низких широт) – границе диффузных сияний, а удаление от экваториальной границы внутрь овала в сторону локального минимума $[O^+]$ на 2-4 градуса географической широты между локальным минимумом в полярной шапке и экваториальной границей овала – приполюсной границе аврорального овала (в сторону полюса). Указанные 2-4 градуса географической широты достаточны для фиксации приполюсной границы, учитывая сложную морфологию овала по [6], особенно вблизи границ терминатора, где внутри внешнего аврорального овала проявляется слабовыраженный внутренний ночной овал.

Постоянное зондирование границ авроральных овалов позволяет использовать предыдущие данные измерений и расчетов в качестве начального приближения. Для восстановления границ вне пересечения зоны овала орбитой КА может использоваться модель (статистическая или аналитическая) аврорального овала и доступные данные зондирования.

Тенденции

Измерения плотности нейтрального состава верхней атмосферы проводились масс-спектрометрами на ряде спутников (AE-B, Ogo 6, San Marco 3, Eros A и AE-C и др.), а с 2005 г. на КА DMSP-6 и КА серии «Метеор». Для верификации измерений использовались ракетные эксперименты и радары некогерентного рассеяния (Аресибо, Хикамарка, Миллстоун и др.). Спутниковые и наземные измерения предоставляют дополнительную информацию о структуре термосферы и для зондирования аврорального овала.

Общая тенденция развития технологий зондирования аврорального овала связана с космосом. Поэтому было актуализировано восстановление и развитие научной школы космической масс-спектроскопии под руководством А.Ю.Репина (ФГБУ «ИПП»): усовершенствованный проект РИМСа [14] функционирует на КА «Метеор-2-3» и «Метеор-2-4». При этом зондируется ионная компонента верхней атмосферы, что соответствует тенденции масс-спектрометра КА DEMETER (IAP) [18], его аналога China Seismo-Electromagnetic Satellite (CSES) с прибором PAP [19]. Принципы масс-спектрометрии одинаковы и использованы, например, и для прибора PITMS в [20]. Анализаторы (IAP и PAP) ионов пригодны для регулярной диагностики аврорального овала, но их, обычно, выключают в зонах полярных шапок. IAP и PAP – это ионозонды, так как диагностируется концентрация ионов по орбите КА.

Потенциальные перспективы зондирования аврорального овала по проекту РАН связаны с дорогостоящими проектами авровизора. Возможны технические решения на основе зондирования других характеристик в ОКП. Например, в [21] представлена статистика границ аврорального овала, полученная на основе измерений токов и данных о магнитном поле с КА CHAMP (CHALLENGING Minisatellite Payload) за 2000–2010 г.г. Отмечено, что границы полярных сияний практически не зависят от уровня солнечного потока ультрафиолета и от времени года. Есть ограничения на зондирование в освещенных Солнцем участках орбиты из-за ложных срабатываний приборов.

Выводы

Приведён обзор технических решений Росгидромета по зондированию авроральных овалов. Подробно рассмотрено техническое решение на основе зондирования ионного состава верхней атмосферы космическими радиочастотными анализаторами масс-спектра ионов. В анализе использовано распределение основного иона кислорода O^+ на высотах орбиты КА «Метеор», а также результаты моделирования аврорального овала по модели SIMP-2 и Г.В. Старкова.

Литература

1. Тертышников А.В. Способ зондирования границ аврорального овала и состояния магнитного поля Земли. Заявка № 2023111370/28(024305) от 02.05.2023 г.
2. Тертышников А.В. Способ определения положения аврорального овала и состояния магнитного поля Земли. Заявка № 2015126532/28(041268) от 02.07.2015 г.
3. Тертышников А.В. Результаты радиопросвечивания аврорального овала над Антарктидой сигналами ГНСС с санно-гусеничного поезда к российской антарктической станции «Восток» // Гелиогеофизические исследования, 2021. <http://vestnik.geospace.ru/index.php?id=606>
4. Модель SIMP-2 // <http://space-weather.ru/index.php?page=raschet-sostoyaniya-ionosfery-po-modeli-simp>
5. Старков Г.В. Математическое описание границ аврорального свечения // Геомагнетизм и аэрономия, 1994, Т. 34, № 3, С. 80-86.
6. Тертышников А.В. Способ определения характеристик аврорального овала и состояния магнитного поля Земли. № 2683113, Заявка 2018110604, 26.03.2018
7. Тертышников А.В., Пулинец С.А. Способ зондирования ионосферы, тропосферы, геодвижений и комплекс для его реализации. Заявл. 07.07.2011 г. № 2011128236/(07041842))
8. http://sd-www.jhuapl.edu/Aurora/ovation_live/ovationdisplay.cgi
9. <https://www.swpc.noaa.gov/products/aurora-30-minute-forecast>
10. Воробьев А.В., Воробьева Г.Р., Соловьев А.А., Пилипенко В.А. Интерактивная компьютерная модель для прогноза и анализа полярных сияний // Солнечно-земная физика, 2022, Т. 8, № 2, С. 93– 100. DOI: 10.12737/szf-82202213
11. Лазутин Л.Л. Овал полярных сияний – прекрасная, но устаревшая парадигма // Солнечно-земная физика, 2014, Т. 1, № 1, С. 23-35. DOI: 10.12737/5673
12. Тертышников А.В. Способ определения положения магнитного полюса Земли. Заявка 2020134228/28(062757) от 19.10.2020
13. Пополняемая база спутниковых данных ионного состава верхней атмосферы на высотах 808–835 км от поверхности Земли на 2010–2014 года (часть 1, 2). / Саморуков В.В., Кирюшов Б.М., Репин А.Ю. и др. Свидетельство о государственной регистрации базы данных № 2022620207 (часть 1), № 2022621368 (часть 2). ФГБУ ИПГ.
14. Тертышников А.В. Масс-спектрометр космический. № 2726186. Заявка № 2019121111/20(041262) от 05.07.2019 г.
15. Space weather data // <https://celestrak.org/SpaceData/SW-Last5Years.txt>
16. Уваров В.М., Самокиш Б.А. Электрические поля в ионосфере Земли. Численные модели. – СПб: ПГУПС. 2009. 62 с.
17. Уваров В.М., Лукьянова Р.Ю. Моделирование высокоширотной ионосферы с учетом влияния параметров межпланетной среды // Гелиогеофизические исследования, 2014, Вып. 7, С. 108–118.
18. Berthelier J.J., Godefroy M., Leblanc F., Seran E., Peschard D., Gilbert P., Artru J. IAP, the thermal plasma analyzer on DEMETER // Planetary and Space Science, V. 54, Is. 5, 2006, P. 487-501. <https://doi.org/10.1016/j.pss.2005.10.018>
19. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0032063305002096>
20. Shen X., Zong Q.-G., Zhang X., Introduction to special section on the China SeismoElectromagnetic Satellite and initial results // Earth and Planetary Physics, 2: 439–443, 2018. Doi: 10.26464/epp2018041
21. PITMS: a mini mass spectrometer for the Moon / https://www.esa.int/Science_Exploration/Human_and_Robotic_Exploration/PITMS_a_mini_mass_spectrometer_for_the_Moon
22. Xiong C., Lühr H., Wang H., Johnsen M.G. Determining the boundaries of the auroral oval from CHAMP field-aligned current signatures – Part 1 // Ann. Geophys., 32, 609–622, 2014. www.ann-geophys.net/32/609/2014/ Doi: 10.5194/angeo-32-609-2014

DOI: 10.51981/2588-0039.2024.47.028

ЭВОЛЮЦИЯ СТРОЕНИЯ ПОЛЯРНОЙ ИОНОСФЕРЫ В ХОДЕ ДРЕЙФА МАГНИТНЫХ ПОЛЮСОВ ЗЕМЛИ

В.М. Уваров

Петербургский государственный университет путей сообщения

Аннотация. С целью выяснить изменения в строении полярной ионосферы в ходе дрейфа магнитных полюсов Земли проведены расчеты электронной концентрации N_e для 1955 и 2024 годов. Результаты расчетов проиллюстрированы двумерными распределениями значений N_e в максимуме слоя F_2 . Графики изолиний $N_{e \max F_2}$, приведенные попарно для 1955 и 2024 годов для четырех моментов мирового времени, наглядно свидетельствуют о том, что впечатляющий дрейф магнитных полюсов не вызвал ожидаемых очень больших изменений в строении полярной ионосферы. Дано объяснение такой относительной устойчивости ионосферы к изменению положения магнитных полюсов Земли.

Впечатляющий дрейф магнитных полюсов Земли за несколько последних десятилетий стимулирует поиск соответствующих изменений в строении ионосферы Земли. С этой целью были проведены расчеты на основе численной модели полярной ионосферы [1]. Указанная модель ранее была верифицирована как путем сопоставления с опубликованными двумерными распределениями электронной концентрации в максимуме слоя F_2 , в частности, полученными с использованием данных ионозондов в северном полушарии, так и путем сопоставления рассчитанных высотных профилей N_e с данными некогерентного рассеяния.

С целью проиллюстрировать эволюцию структуры полярной ионосферы были проведены расчеты для 1955 и 2024 годов при одинаковых гелиогеофизических условиях.

Сопоставление полученных картин изолиний электронной концентрации в максимуме слоя F_2 не выявило ожидаемых значительных качественных и количественных расхождений несмотря на значительное перемещение магнитного полюса за этот период времени (его географическая коширота изменилась от 14.7 до 4.0 градуса, а географическая долгота от 101.1 до 142.0 градусов).

Полученный результат объясняется тем, что при численном моделировании используется дипольная аппроксимация магнитного поля. В данном случае следует принять во внимание дрейф не магнитных полюсов, а дрейф так называемых геомагнитных полюсов, характеризующих положение магнитного диполя, который выражен куда менее значительно (его географическая коширота изменилась от 11.5 до 9.2 градуса, а географическая долгота от -69.5 до -72.6 градусов). Ход дрейфа магнитного и геомагнитного полюсов проиллюстрирован на рис. 1, который опубликован на сайте японской обсерватории в Киото.

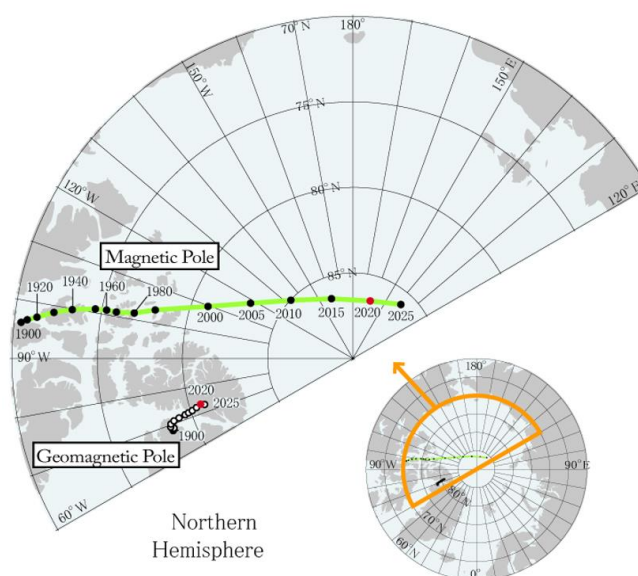


Рисунок 1. Траектории дрейфа магнитного и геомагнитного полюсов согласно [2].

В модели полярной ионосферы [1] использовались результаты методической работы [3]. В последней указывалось, в частности, на целесообразность введения, наряду с использованием географических и геомагнитных координат, еще одной системы координат, с целью более точного описания конвекции ионосферной плазмы, а также дано описание поля коротации с учетом зависимости от мирового времени.

Расчет траекторий конвекции плазмы в рамках модели полярной ионосферы [1] производится на основе численного решения системы двух динамических уравнений [4] при использовании непрерывной аналитической модели распределения электрических полей [5]. (На основе последней были не только воспроизведены все известные на то время типы распределения электрических полей вдоль утренне-вечернего меридиана, но и предсказано несколько новых типов, которые позднее были выявлены по спутниковым данным).

Ниже, на рисунке 2, приведены двумерные картины распределения электронной концентрации в максимуме слоя F2 для 1955 года (слева) и 2024 года (справа) для следующих гелиогеомагнитных условий: день года – 355, UT = 18, $F_{10.7} = 220$, $K_p = 0,3$. (Эти условия использовались ранее [6] при сопоставлении результатов расчетов с экспериментом).

Видно, что за период с 1955 по 2024 гг. качественных изменений в структуре изолиний не произошло, а количественные изменения незначительны. В распределении электронной концентрации с высотой также изменения незначительны.

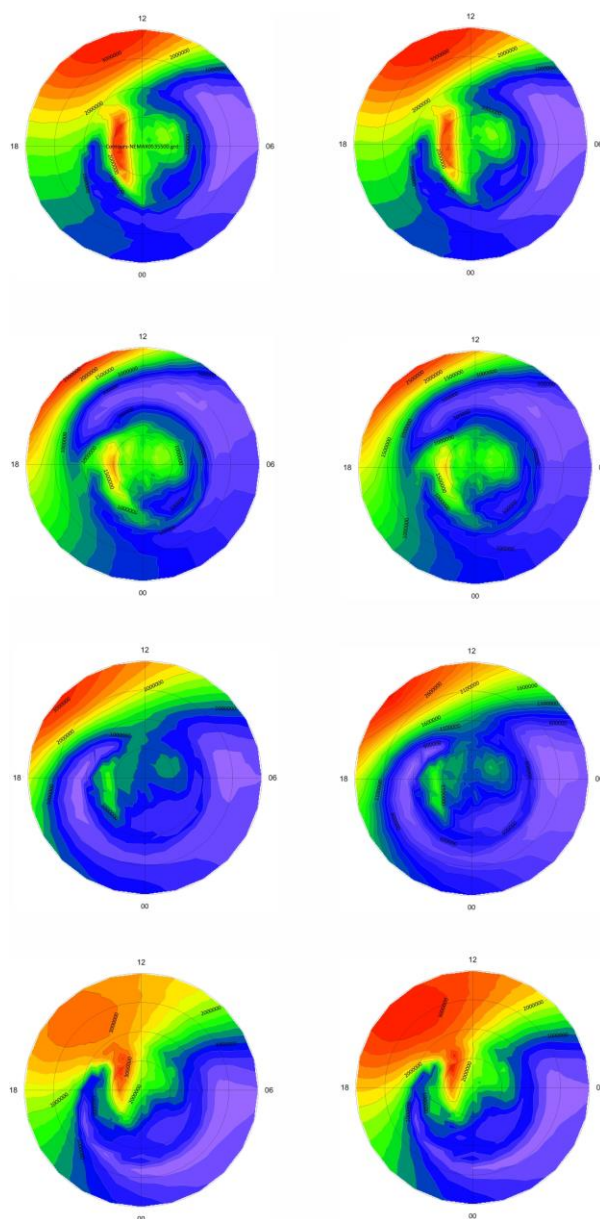


Рисунок 2. Изолинии $N_{\text{max}} F_2$ для 1955 (слева) и 2024 гг. для значений мирового времени UT = 00 (верхняя пара изолиний) и 06, 12 и 18 для ниже лежащих пар изолиний.

Данные исследования следует продолжить при учете более детальной модели геомагнитного поля Земли. Однако, это потребует и соответствующей разработки метода учета поля коротации, очевидно более сложного по сравнению с предложенным в [3], где использовалась дипольная аппроксимация.

Литература

1. Уваров В.М., Барашков П.Д., Захарова А.П. Модель полярной ионосферы с учетом влияния межпланетной среды. 1. Эффект азимутальной компоненты ММП // Геомагнетизм и аэрономия. 1992, Т. 32, № 3, с. 70 – 77.
2. wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp
3. Quegan S., Bailey G.J., Moffett R.J., Wilkinson L.C. Universal time effect on plasma convection in the geomagnetic frame // Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics. 1986, V. 48, №1, p. 25 – 40.
4. Крупицкая Т.М., Уваров В.М., Чернин К.Е. Пространственно-временная структура траекторий конвекции ионосферной плазмы // Геомагнетизм и аэрономия. 1981, Т. 21, № 1, с. 187 – 189.
5. Уваров В.М., Барашков П.Д. Типы распределения электрических полей и соответствующие им типы конвекции в полярной ионосфере. Модель // Геомагнетизм и аэрономия. 1989, Т. 25, № 4, с. 621 – 628.
6. Уваров В.М. Особенности структуры дневной полярной ионосферы // Геомагнетизм и аэрономия. 2000, Т. 40, №5, с. 45 – 51.

DOI: 10.51981/2588-0039.2024.47.029

СРЕДНЕШИРОТНЫЕ И СУБАВРОРАЛЬНЫЕ КРАСНЫЕ ДУГИ СВЕЧЕНИЯ АТМОСФЕРЫ

В.Л. Халипов¹, А.Е. Степанов²

¹Институт космических исследований РАН, Москва; e-mail: khalipovvictor@mail.ru

²Институт космифизических исследований и аэронауки им. Ю.Г. Шафера ЯНЦ СО РАН, Якутск;
e-mail: a_e_stepanov@ikfia.ysn.ru

Аннотация

В работе рассмотрены экспериментальные данные, характеризующие красные дуги в области субавроральных широт. Установлено, что они имеют другую физическую природу по сравнению с хорошо известными «классическими» красными дугами, которые наблюдаются на средних широтах и вызваны ионно-циклотронной неустойчивостью энергичных ионов кислорода и водорода кольцевого тока. «Классические» красные дуги наблюдаются на восстановительной фазе больших магнитных бурь.

Субавроральные красные дуги возникают при суббуревой активности и могут наблюдаться на любой фазе магнитной бури. Эти дуги развиваются в полосе поляризованного джета. В них, в отличие от «классических» красных дуг существует сильное электрическое поле, направленное на север в среднем 20-40 мВ/м, которое разогревает среду и порождает быстрый продольный и поперечный дрейф плазмы со скоростями до 1.5 - 2.0 км/с, согласно измерениям спутников DMSP на высоте 850 км.

По параллактическим сканерным измерениям высота максимума свечения субавроральной красной дуги составляет 180-200 км. Интерферометрические измерения показывают, что в полосе красной дуги температура нейтральной атмосферы [T_n] повышена до 1200-1450 К относительно среднего уровня, определенного по невозмущенным дням месяца [около 1000 К].

Введение

Красные дуги свечения верхней атмосферы были открыты французским астрономом в период МГГ 1957 - 1959 гг. [Barbier, 1958]. Свечение атмосферы, обнаруженное им в линии 630 нм, было бесструктурным и стабильным в течение многих часов и охватывало долготы от горизонта до горизонта. При этом обычные формы полярных сияний наблюдались далеко к северу относительно красных дуг. Были выполнены многочисленные измерения, которые показали, что интенсивность свечения составляла 300 – 3000 Рл, но могла достигать десятков кРл. Свечение зеленой линии атомарного кислорода регистрировалось, но было на два порядка менее интенсивным.

В следующем цикле солнечной активности последовали параллактические и интерферометрические измерения красных дуг, которые показали, что максимум свечения расположен на высоте 450 км. [Roach and Roach, 1963], и температура нейтральной атмосферы [T_n] под дугой не изменяется [Roble et al., 1970]. Измерения на спутнике OGO-4 [Reed and Blamont, 1968] не обнаружили электрического поля в полосе красной дуги. Все эти измерения были выполнены на средних широтах и соотнесены с фазой восстановления магнитных бурь большой интенсивности. В ИКФИА свечение ночного неба на субавроральных широтах исследуется с начала 70-х годов. В работе [Алексеев и др., 1975] проанализированы параллактические измерения с трех и четырех пунктов сканерных наблюдений и установлено, что высоты максимума в диффузной полосе свечения в линии 630.0 нм составляют 180-200 км. В обсерватории Маймага (L = 3.2) проводились интерферометрические измерения T_n, комплексные оптические и ионозондовые измерения.

В детальном исследовании субвизуального фонового свечения атмосферы на субавроральных широтах [Фельдштейн и др., 2012] обоснована точка зрения, что источником свечения субавроральных красных дуг являются остаточные высыпания электронов из силовых трубок на экваториальной границе электронного плазменного слоя. Механизм образования классической красной дуги был разработан в статье [Cornwall et al., 1971]. Энергичные ионы кольцевого тока в приэкваториальной области магнитосферы возбуждают ионно-циклотронные волны, которые ускоряют электроны среды вследствие действия механизма затухания Ландау. Возникшая популяция сверхтепловых электронов передает энергию в атмосферу, порождая красную дугу. Выяснилось, что этот механизм действительно работает, наблюдаемая интенсивность ионно-циклотронных гармоник способна создать свечение красной линии интенсивностью 0.5 - 3.0 кРл [Kozyra et al., 1987].

Экспериментальные результаты

Интерферометрические измерения T_p в области красной дуги были проведены во время большой магнитной бури 30 октября - 1 ноября 1968 года на средних широтах. Максимальное значение индекса $Dst = -224$ нТл. Интенсивность свечения линии 630.0 нм изменялась на протяжении времени измерения в пределах 100-600 R [Roble et al., 1970]. Сканерные спектрометрические наблюдения не регистрируют подъема интенсивности зеленой линии кислорода 557.7 нм в красной дуге. На Рис. 1 показаны вариации температуры нейтральной атмосферы в пределах красной дуги (заполненные кружки) и вне области дуги (незаполненные квадраты). Крестиками обозначены измерения T_p за другой период 31 октября - 1 ноября, когда также наблюдалась красная дуга. Как можно видеть температура нейтральной атмосферы в полосе дуги не изменяется. Авторы делают вывод, что в случае разогрева среды сильным электрическим полем и селективным тепловым возбуждением свечения, как это было предложено в работе [Megill et al., 1963], должно было наблюдаться и повышение температуры нейтральной атмосферы. В другом событии красной дуги на средних широтах по измерениям спутника OGO-4 не было обнаружено электрического поля в полосе красной дуги [Reed and Blamont, 1968].

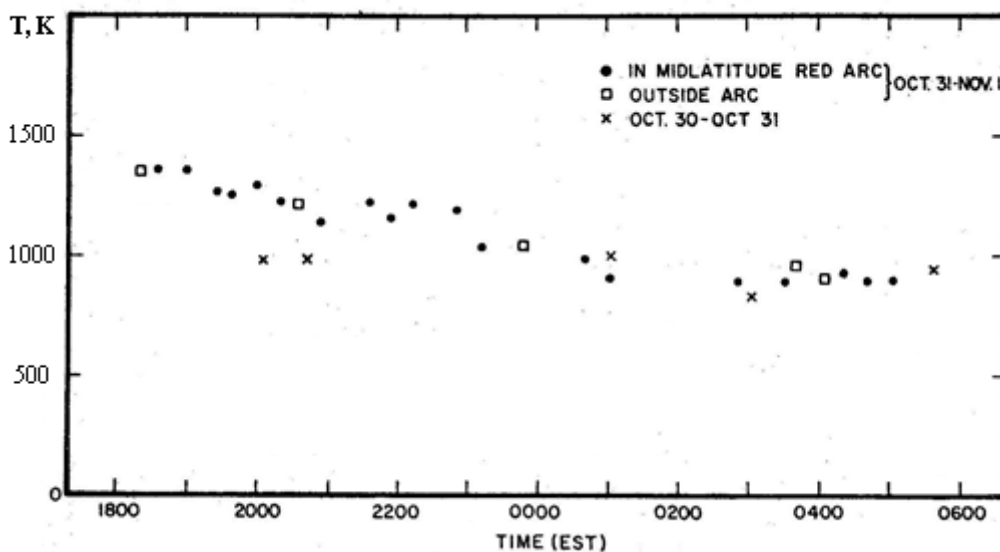


Рисунок 1. Интерферометрические измерения температуры нейтральной атмосферы в красной дуге 30 - 31 октября 1968 г. [Roble et al., 1970].

Рассмотрим результаты комплексных измерений в субавроральной ионосфере во время суббурового возмущения 25 февраля 1990 г. (Рис. 2). Наблюдения были выполнены на геофизическом полигоне Якутск ($L = 3.0$) и Маймага ($L = 3.2$).

В верхней панели рисунка показана широтная динамика красной дуги по данным сканирующего спектрометра. Ломаной линией обозначены вариации интенсивности свечения в дуге, которая возникла в 11.30 UT. На второй панели отображены измерения с помощью интерферометра Фабри-Перо температуры нейтральной атмосферы относительно среднего уровня 1000 K, определенного по невозмущенным дням месяца. Нижняя панель иллюстрирует изменения ионосферных параметров. Кружками помечены критические частоты регулярного слоя F2. Треугольники показывают частоты спорадической структуры F3s, которая возникает в полосе поляризационного джета. Время начала роста T_p и время возникновения поляризационного джета 10.30 UT опережают на один час появление красной дуги. На протяжении всего времени измерений температура нейтральной атмосферы повышена на 100-200 K относительно значений, наблюдаемых в невозмущенных условиях.

На Рис. 3 показан один из примеров оптических и ионосферных измерений 5 марта 1989 года. В верхней части рисунка представлены фотометрические измерения положения и интенсивности красной дуги. В нижней части рисунка показаны значения критических частот спорадической структуры F3s и регулярного слоя F2 и приведены отрезки времени регистрации F3s отражений и F2s наклонных отражений от полярной стенки провала. Красная дуга была обнаружена в 11.30 UT в зените станции Маймага сразу после начала наблюдений. В 13.00 UT произошло смещение дуги в экваториальном направлении, связанное с возросшим уровнем суббуровой активности. По ионосферным измерениям в 11.15 UT критические частоты в области F2 резко уменьшились с 6.8 до 3.8 МГц. и возникли F3s отражения, характерные для развития структуры поляризационного джета [Galperin et al., 1986]. В течение времени 13.15 UT - 20.00 UT наблюдались наклонные отражения от полярной кромки провала и ст. Якутск находилась в области главного ионосферного

провала вблизи его полярной стенки. Такие детальные сопоставления красных дуг с ионосферными структурами были рассмотрены для 23 событий. Во время 18 случаев развития красной дуги им сопутствовало развитие F3s отражений. При очень низких значениях критической частоты F2 слоя, F3s структура не развивалась, а наблюдалась сильная диффузность F2 слоя.

Параллактические измерения высот классической красной дуги приведены в работе [Roach and Roach, 1963]. Нижняя граница дуги располагается на высоте 350 км, а максимум свечения дуги приходится на высоту 400 км. На цепочке четырех измерительных пунктов в Якутии проводились параллактические измерения высоты максимума полосы красного свечения. Был выполнен анализ данных по 59 случаям наблюдения и установлено, что максимум располагается в диапазоне высот 180-200 км [Алексеев, 1975].

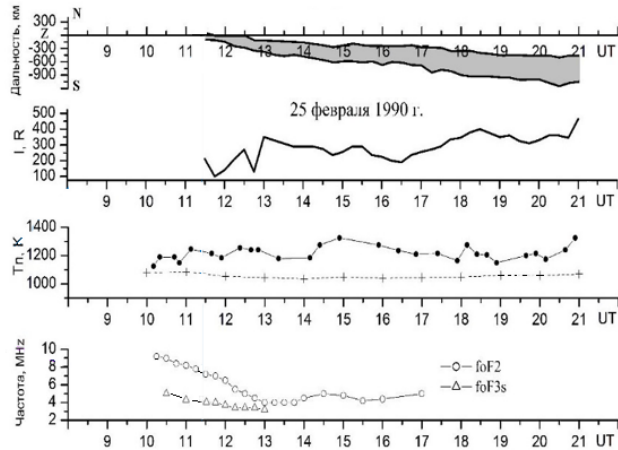


Рисунок 2. Оптические и ионосферные измерения 25 февраля 1990 г. на ст. Маймага и Якутск.

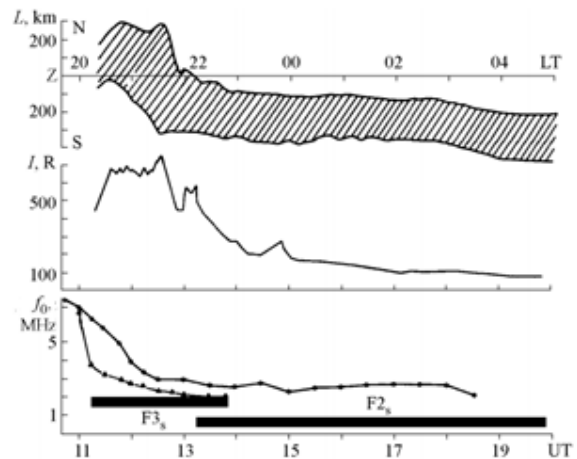


Рисунок 3. Оптические и ионосферные измерения 3 марта 1989 г. на ст. Маймага и Якутск.

Обсуждение результатов

Измерения с помощью интерферометра Фабри-Перо в полосе красной дуги на субавроральных широтах показывают возрастание температуры нейтральной атмосферы на 200 К относительно среднего уровня, определенного по невозмущенным дням месяца (Рис. 2). В случае более длительных и интенсивных возмущений Tn может повышаться на 400 К. Всего имеется пять событий при которых имеются измерения Tn в полосе красной дуги и во всех наблюдается значительное возрастание температуры нейтральной атмосферы [Alexeyev et al., 1994]. В работах [Okano et al., 1985; Okano and Kim, 1987] также было установлено повышение Tn в области красной дуги на субавроральных широтах. Плотность нейтральной атмосферы на высотах F-области превышает 10^8 см^{-3} и необходим приток энергии в десятки эрг/см², чтобы вызвать наблюдаемое повышение Tn. Для возбуждения свечения в несколько сот Рэлей достаточно потока энергии в 0.1 эрг/см². Как показано на Рис. 1, температура нейтральной атмосферы в области красной дуги не изменяется. Поток сверх тепловых электронов в области диссипации энергии кольцевого тока способен только возбудить свечение красной линии кислорода интенсивностью до 2.5 - 3.0 кРл.

В работе [Galperin et al., 1986] были проведены сопоставления синхронных измерений поляризационного джета (PJ) со спутников и структуры ионосферы по регистрации ионограмм на станциях Якутской цепочки ионозондов. Было установлено, что развитие PJ приводит к формированию характерных следов отражений F3s на ионограммах, которые имеют критические частоты меньше, чем фоновый слой F2 и большую высоту. На основании этого можно сделать вывод, что приведенные на Рис. 2 и Рис. 3 результаты свидетельствуют о том, что субавроральная красная дуга развивается в полосе поляризационного джета. Дуга расположена в области провала ионизации, к экватору от диффузной авроральной зоны.

Высота максимума свечения «классической» красной дуги составляет 400 км [Roach and Roach, 1963]. Многочисленные параллактические измерения высот полосы красного свечения, проведенные на сети пунктов на субавроральных широтах в Якутии [Алексеев и др., 1975], показали, что высота максимума свечения составляет 180-200 км.

При сильных суббуревых возмущениях субавроральные красные дуги могут существовать много часов и перемещаться в экваториальном направлении в после полуночные часы на тысячу километров, вплоть до границы регистрации ст. Маймага [Иевенко, 1993, 1999]. Используя только спектрометрические сканерные наблюдения и регистрацию камер всего неба субавроральные красные дуги невозможно отличить от

«классических» красных дуг без параллактических измерений высоты свечения дуги или интерферометрических измерений Тп.

По измерениям выпадающих мягко-энергичных электронов со спутников DMSP над субавроральной красной дугой было показано, что остаточные выпадания электронов имеют достаточную интенсивность и могут создавать существенный вклад в свечение субавроральной красной дуги [Зверев и др., 2012]. Такой же вывод был сделан и по сканерным спектроскопическим измерениям со ст. Михнево под Москвой и сопоставлении их с регистрацией выпаданий электронов на спутниках DMSP [Gorely and Karakchiev, 2003]. Содержащиеся в настоящей работе результаты показывают, что субавроральная красная дуга формируется в полосе поляризационного джета, где электронная концентрация понижена на порядок и, соответственно, резко падает дезактивация возбужденных атомов кислорода. Сильное электрическое поле PJ производит разогрев среды и подъем температуры нейтральной атмосферы. Кроме того происходит существенное возбуждение линии 630.0 нм. [Sazykin et al., 2002]. Рассмотренные факторы приводят к формированию субавроральной красной дуги.

Выводы

1. Субавроральная красная дуга формируется в полосе поляризационного джета при развитии аврорального возмущения.
2. По измерениям интерферометра Фабри-Перо температура нейтральной атмосферы в области субавроральной красной дуги повышена на 200 - 400 К относительно среднего уровня, определенного по невозмущенным дням месяца.
3. Высота максимума свечения субавроральной красной дуги составляет 180 - 200 км.

Литература

- Алексеев В.Н., Величко В.А., Надубович Ю.А. Исследование высот свечения и положения южной границы фонового свечения 6300 Å // Физика верхней атмосферы высоких широт. Якутск. Изд. ЯФ СО АН СССР. Вып. 3. С. 124–133. 1975.
- Зверев В.Л., Фельдштейн Я.И., Воробьев В.Г. Авроральное свечение к экватору от овала полярных сияний // Геомагнетизм и Аэронавигация. Т. 52. № 1. С. 64–72. 2012.
- Иевенко И.Б. Динамика диффузного аврорального свечения и SAR-дуги в период суббури // Геомагнетизм и Аэронавигация. Т. 33. № 5. С. 42–57. 1993.
- Иевенко И.Б. Воздействие магнитосферной активности на плазмосферу по наблюдениям диффузного свечения и SAR-дуги // Геомагнетизм и аэронавигация. Т. 39. № 6. С. 26–32. 1999.
- Alexeyev V.N., Ievenko I.B., Yugov V.A., Ignat'ev V.M., Khalipov V.L. Complex photometric, interferometric and ionospheric measurements in the SAR-arc observation region // Geomagnetism and Aeronomy. V. 39. № 5. P. 63–68. 1994.
- Barbier D. The auroral activity at low latitude // Ann. Geoph., V. 14. P. 314–340. 1958.
- Cornwall J.M., Coroniti F.V., Thorne R.M. Unified theory of SAR arc formation at the plasmapause // J. Geophys. Res. V. 76. P. 4428–4445. 1971.
- Galperin Yu. I., Khalipov V.L., Filippov V.M. Signature of rapid subauroral ion drifts in the high-latitude ionosphere structure // Ann. Geophys. V. 4. P. 145–154. 1986.
- Gorely K.I., Karakchiev V.D. Dynamics of SAR-arcs from observations by a scanning photometer on the Mikhnevo observatory // Proceedings of IDG RAS “Geophysical Processes in the Lower and Upper Shells of the Earth”, Book 2, P. 167–178. 2003.
- Kozyra J.U., Nagy A.F., Slater D.W. High-altitude energy source[s] for stable red arcs // Rev. Geophys. V. 35. P. 155–190. 1997.
- Megill L.R., Rees M.H., Droppleman L.K. Electric fields in the ionosphere and the excitation of the red lines of atomic oxygen // Planet. Space Sci. V. 11. P. 45–56. 1963.
- Okano S., Kim J.S., Ichikawa T. Measurements of thermospheric response to auroral activities // Planet. Space Sci. V. 33 [7]. P. 841–845. 1985.
- Okano S., Kim J.S. Observations of a SAR-arc associated with an isolated magnetic substorm // Planet. Space Sci. V. 35 [4]. P. 475–482. 1987.
- Roach F.E., Roach J.R. Stable 6300 Å auroral arcs in mid-latitudes // Planet. Space Sci., V. 11. P. 523–540. 1963.
- Roble R.G., Hays P.B., Nagy A.F. Photometric and interferometric observations of a mid-latitude stable auroral red arc // Planet. Space Sci. V. 18 [3]. P. 431–439. 1970.
- Read E., Blamont J.E. OGO 4 observations of the September 1967 M-arc // Trans. AGU, 1968.
- Sazykin S., Fejer B.G., Galperin Yu. I., Zinin L.V., Grigoriev S.A., Mendillo M. Polarization jet events and excitation of weak SAR arcs // Geoph. Res. Lett. V.29. No. 12. P. 261–264. 2002.

DOI: 10.51981/2588-0039.2024.47.030

THE STUDY OF THE INFLUENCE OF METASTABLE NITROGEN ON THE PRODUCTION OF RADICALS IN THE STRATOSPHERE OF TITAN

A.S. Kirillov¹, R. Werner², V. Guineva²

¹*Polar Geophysical Institute, Apatity, Murmansk region, Russia*

²*Space Research and Technology Institute of Bulgarian Academy of Sciences, Stara Zagora, Bulgaria*

Abstract. The model of electronic kinetics of molecular nitrogen in the stratosphere of Titan is developed. We consider the collisions of electronically excited molecular nitrogen with N₂, CH₄, H₂, CO, C_xH_y gases. It is shown that inelastic intramolecular and intermolecular electron energy transfers during the collisions influence on vibrational populations of excited electronic states of N₂ at the altitudes of the stratosphere. Special attention is paid to the investigation of the role of electronically excited molecular nitrogen in the dissociation processes during collisions with different atmospheric components. We consider the production of CH₃ and C₂H₅ radicals in the collisions with methane CH₄ and ethane C₂H₆ gases. It is shown that metastable molecular nitrogen dominates in the production of radical atmospheric components at the altitudes of Titan's stratosphere.

Introduction

Galactic cosmic rays are the source of ionization and produce fluxes of secondary electrons in the ionization processes in the middle and lower atmosphere of Titan (*Molina-Cuberos et al.*, 1999). *Kirillov et al.* (2023) have considered the excitation of triplet electronically excited states of molecular nitrogen by produced secondary electrons at the altitudes of the Titan's middle atmosphere and the influence of electronically excited N₂ on the production of C₂H and C₂H₃ radicals during inelastic collisions with C₂H₂ and C₂H₄ molecules. *Kirillov et al.* (2017) and *Kirillov* (2020) have considered the processes of energy transfer from metastable molecular nitrogen N₂(A³Σ_u⁺) to carbon monoxide in the atmospheres of Titan, Triton, and Pluto (as a mixture of N₂–CH₄–CO gases). It was shown numerically for the first time that the contribution of N₂(A³Σ_u⁺) to the formation of electronically excited carbon monoxide CO(a³Π) increases significantly with increasing density in the atmospheres of Titan, Triton, and Pluto, and becomes predominant for the lower vibrational levels of CO(a³Π).

Main aim of the paper is the study of electronic kinetics of N₂ triplet states in the Titan's middle atmosphere (the mixture N₂–CH₄–H₂–CO) during the precipitation of cosmic rays taking into account molecular collision processes at these altitudes. Also we will show the influence of the inelastic collisions of electronically excited N₂ molecules with CH₄ and C₂H₆ gases on the production of CH₃ and C₂H₅ radicals.

The production and quenching of N₂ triplet states in the Titan's atmosphere

We consider here the excitation of five triplet electronic states



in the collisions of N₂(X¹Σ_g⁺, v=0) with high-energetic secondary electrons produced in the lower and middle atmosphere of Titan during cosmic ray precipitation. We believe that the rate of the excitation of any vibrational level v' of the states Y=A³Σ_u⁺, B³Π_g, W³Δ_u, B'³Σ_u[−], C³Π_u is proportional to the Franck-Condon factor $q_{0v'}^{XY}$ of the transition X¹Σ_g⁺, v=0→Y, v'. The scheme of vibrational levels of N₂ triplet states of molecular nitrogen is presented in Figure 1.

The electronically excited triplet nitrogen molecules radiate the bands of Vegard-Kaplan (VK), First Positive (1PG), Wu-Benesch (WB), Infrared Afterglow (IRAG), Second Positive (2PG) systems:



Einstein coefficients for the radiational transitions (2a-2e) are taken according to (Gilmore *et al.*, 1992) in this paper.

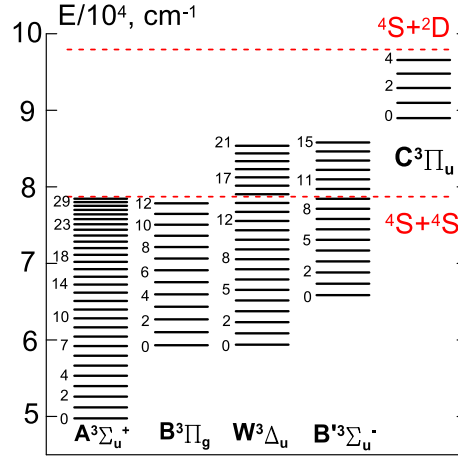
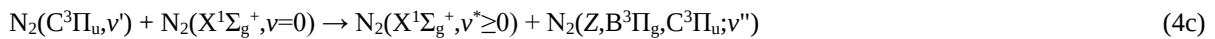
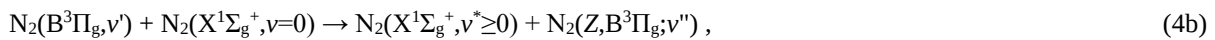
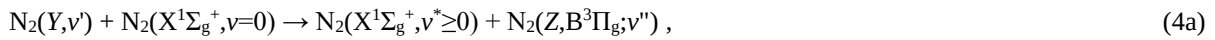


Figure1. The scheme of vibrational levels of N₂ triplet states.

Moreover, for conditions of high pressure at the altitudes of the lower and middle Titan's atmosphere it is necessary to include processes of the electronic quenching of all triplet states in molecular collisions. In the case of the triplet states of molecular nitrogen we consider the following intramolecular processes:



with $Y = \text{A}^3\Sigma_u^+, \text{W}^3\Delta_u, \text{B}^3\Sigma_u^-$ and intermolecular processes:

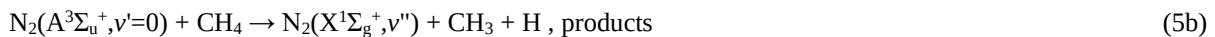


with Y and $Z = \text{A}^3\Sigma_u^+, \text{W}^3\Delta_u, \text{B}^3\Sigma_u^-$ for the inelastic collisions with N₂ molecules (Kirillov *et al.*, 2023). The quenching rate coefficients for the processes (3a, 3b, 4a-4c) have been calculated by Kirillov (2016, 2019). We apply here the calculated constants in those papers.

At the altitudes of the lower and middle Titan's atmosphere it is necessary to take into account molecular collisions with CH₄ molecules. The interaction

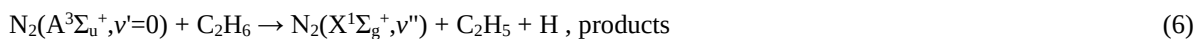


is the dominating mechanism of the inelastic interaction for vibrational levels $v' > 0$ (Kirillov *et al.*, 2023). The electronic quenching by CH₄ with the transfer of the excitation energy on the methane molecule with the dissociation (Sharipov *et al.*, 2016)



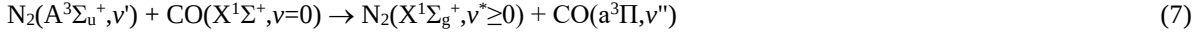
is considered here as the quenching mechanism for vibrational level $v'=0$.

Also we consider the inelastic interaction



according to (Sharipov et al., 2016). Temperature dependence of the rate coefficients for the processes (5b) and (6) calculated according to (Sharipov et al., 2016) is presented in Figure 2. The calculated constants are compared with experimental data available in scientific literature (Herron, 1999).

Kirillov et al. (2017) have shown very important role of inelastic collisions with CO molecules in the upper Titan's atmosphere for lowest vibrational levels of the $A^3\Sigma_u^+$ state. Therefore we take into account the collisions



with the rate coefficient according to (Kirillov, 2016; Kirillov et al., 2017). We neglect collisions with hydrogen molecules because the concentrations $[H_2]$ are much less than $[CH_4]$ (Bezard et al., 2014; Vuitton et al., 2019) and the quenching rate coefficients for most N_2 states are of the order of gas-kinetic values. The collisions of $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ and H_2 have very small values of the quenching rate coefficients (Herron, 1999). Therefore we take into account only the collisions (7) with CO molecules.

Since the concentrations of minor atmospheric components at the altitudes of the lower, middle and upper Titan's atmosphere are significantly less than concentrations of N_2 , CH_4 , H_2 and CO (Bezard et al., 2014; Vuitton et al., 2019), in the first approximation we can consider the collisional part of electronic kinetics of N_2 molecules in the frames of $N_2^*-N_2$, $N_2^*-CH_4$, $N_2^*-H_2$, N_2^*-CO collisions, where N_2^* means electronically excited nitrogen molecules.

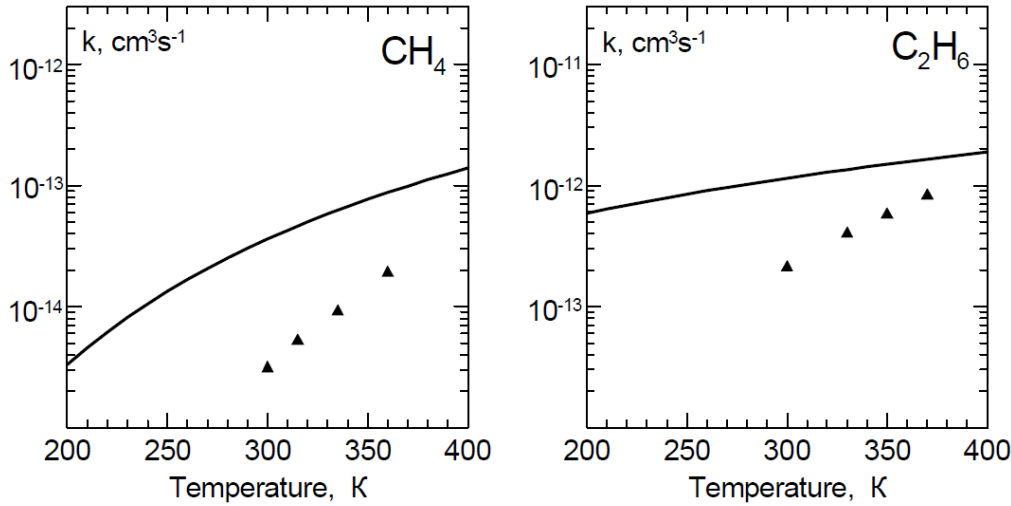


Figure 2. Temperature dependence of the rate coefficients for the processes (5b) and (6) calculated according to (Sharipov et al., 2016) (solid lines) is compared with experimental data (Herron, 1999) (triangles).

Vibrational populations of electronically excited N_2 in the Titan's middle atmosphere

To calculate vibrational populations N of the $A^3\Sigma_u^+$, $B^3\Pi_g$, $W^3\Delta_u$, $B'^3\Sigma_u^-$, $C^3\Pi_u$ triplet states we apply the equations from (Kirillov et al., 2023). We assume in our calculations that methane and carbon monoxide concentrations are related with N_2 concentrations by the ratios $[CH_4]=1.5 \cdot 10^{-2} \cdot [N_2]$ and $[CO]=5 \cdot 10^{-5} \cdot [N_2]$ (Bezard et al., 2014; Vuitton et al., 2019). The altitude profiles of calculated ionization rates in the lower and middle Titan's atmosphere during the interaction of cosmic particles with atmospheric components have been presented by Molina-Cuberos et al. (1999), Vuitton et al. (2019). We choose the altitude profile of N_2 ion production rates according to Fig.18 by Vuitton et al. (2019) in our calculations.

The ionization rate $I(h)$ ($cm^{-3}s^{-1}$) at a given altitude h of the Titan's atmosphere can be expressed as

$$I(h) = \frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial E}{\partial x}(h) \quad (8)$$

where ∂E is the mean energy loss in the atmospheric layer ∂x at depth x ($g \cdot cm^{-2}$), $\varepsilon_{N_2}^{ion} = 37$ eV is the average energy necessary for the production of an ion pair in pure nitrogen (Fox et al., 2008). The method of degradation spectra (Fox and Victor, 1988) was applied in the calculation of average energies ε necessary for the excitation of N_2 triplet states by produced energetic secondary electrons in pure nitrogen in the processes (1a-1e).

The calculated contribution rates of electronically excited N₂ in the production of CH₃ radicals

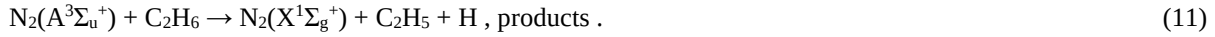
We will consider here the influence of the interaction of electronically excited nitrogen molecules with methane and ethane molecules on the dissociation of the target molecules and the production of the CH₃ and C₂H₅ radicals. To compare the contribution by electronically excited nitrogen molecules with the contribution by the cosmic rays we assume in the calculations that the cosmic ray energy loss on some minor atmospheric component (MAC) $\left(\frac{\partial E}{\partial x}\right)_{MAC}$

at the altitude h is related to the total energy loss $\frac{\partial E}{\partial x}$ by the ratio

$$\left(\frac{\partial E}{\partial x}\right)_{MAC}(h) = \frac{\partial E}{\partial x}(h) \cdot \frac{[MAC](h)}{[N_2](h)}, \quad (9)$$

where $[MAC]$ and $[N_2]$ are concentrations of minor atmospheric component and molecular nitrogen.

The results of the calculation for the profiles of production rates of the CH₃ and C₂H₅ radicals in the inelastic processes



are shown in Figure 3. We have assumed in our calculations that methane and ethane concentrations are related with N₂ concentrations by the ratios $[CH_4]=1.5 \cdot 10^{-2} \cdot [N_2]$ and $[C_2H_6]=2 \cdot 10^{-5} \cdot [N_2]$ (Bezard et al., 2014; Vuitton et al., 2019). Also the profiles of production rates in the inelastic processes



are shown in Figure 3, where $Y=B^3\Pi_g, W^3\Delta_u, B'^3\Sigma_u^-, C^3\Pi_u$.

The results of the influence of electronically excited N₂ on the CH₃ and C₂H₅ production in the processes (10-13) are compared with the production rates in the dissociation by secondary electrons

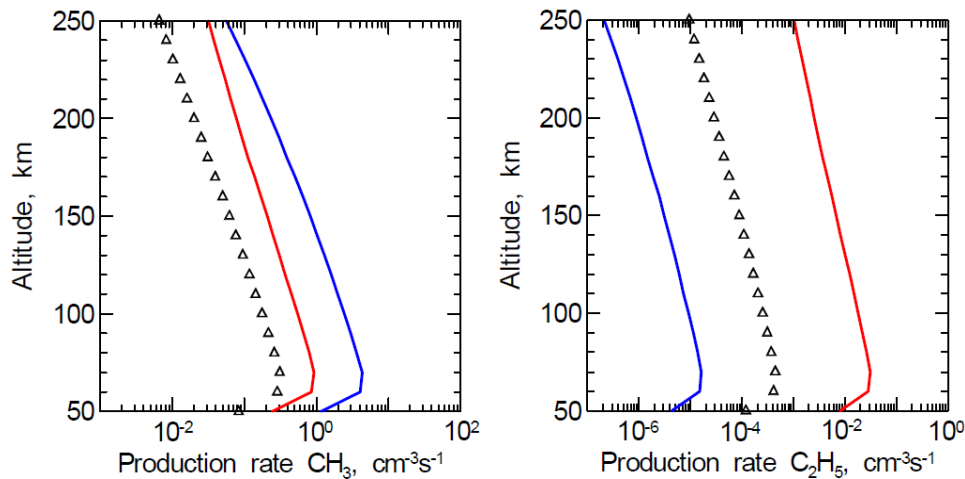


Figure 3. The calculated CH₃ and C₂H₅ production rates at the altitudes 50-250 km: the processes (10), (11) are shown as red lines, the processes (12), (13) as blue lines, the processes (14), (15) as triangles.

The comparison of contribution rates in Figure 3 shows the domination of the reactions (10), (11) and (12) in the productions of the CH₃ and C₂H₅ radicals. It is seen that the contributions of the processes in the productions of the CH₃ and C₂H₅ radicals exceed the contributions of the processes (14) and (15). Therefore the processes (10), (11) and (12) have to be taken into account in a study of chemical kinetics in the Titan's middle atmosphere.

Conclusions

The electronic kinetics of $A^3\Sigma_u^+$, $B^3\Pi_g$, $W^3\Delta_u$, $B'^3\Sigma_u^-$, $C^3\Pi_u$ triplet states of N_2 in the Titan's middle atmosphere during the precipitation of cosmic rays is considered. Intramolecular and intermolecular electron energy transfers in inelastic collisions of electronically excited molecular nitrogen with N_2 , CH_4 , CO molecules are taken into account in the calculations. The interaction of metastable electronically excited N_2 molecules with methane and ethane molecules in the Titan's middle atmosphere at the altitudes of 50-250 km is studied. For the first time it is shown that there is a domination of the reactions (10), (11) and (12) in the productions of the CH_3 and C_2H_5 radicals. The contributions of the processes (10), (11) and (12) in the productions of the CH_3 and C_2H_5 radicals exceed the contributions of processes (14) and (15) at all altitude range.

References

- Bezard B., Yelle R.V., Nixon C.A., 2014. The composition of Titan's atmosphere. In: Müller-Wodarg I., Griffith C., Lellouch E., Cravens T. (Eds.), *Titan: Interior, Surface, Atmosphere and Space Environment*, Cambridge University Press, 158–189, Chapter 5.
- Fox J.L., Victor G.A., 1988. Electron energy deposition in N_2 gas. // *Planet. Space Sci.*, v.36, p.329-352.
- Fox J.L., Galand M.I., Johnson R.E., 2008. Energy deposition in planetary atmospheres by charged particles and solar photons. // *Space Sci. Rev.*, v.139, p.3-62.
- Gilmore F.R., Laher R.R., Espy P.J., 1992. Franck-Condon factors, r-centroids, electronic transition moments, and Einstein coefficients for many nitrogen and oxygen band systems. // *J. Phys. Chem. Ref. Data*, v.21, p.1005-1107.
- Herron J.T., 1999. Evaluated chemical kinetics data for reactions of $N(^2D)$, $N(^2P)$, and $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ in the gas phase. // *J. Phys. Chem. Ref. Data*, v.28, p.1453-1483.
- Kirillov A.S., 2016. Intermolecular electron energy transfer processes in the collisions of $N_2(A^3\Sigma_u^+, v=0-10)$ with CO and N_2 molecules. // *Chem. Phys. Lett.*, v.643, p.131-136.
- Kirillov A.S., 2019. Intermolecular electron energy transfer processes in the quenching of $N_2(C^3\Pi_u, v=0-4)$ by collisions with N_2 molecules. // *Chem. Phys. Lett.*, v.715, p.263-267.
- Kirillov A.S., 2020. Study of the kinetics of metastable molecular nitrogen in the atmospheres of the Earth, Triton, Titan, and Pluto. // *Solar Sys. Res.*, v.54, p.28-33.
- Kirillov A.S., Werner R., Guineva V., 2017. The influence of metastable molecular nitrogen $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ on the electronic kinetics of CO molecules. // *Chem. Phys. Lett.*, v.685, p.95-102.
- Kirillov A.S., Werner R., Guineva V., 2023. Studying the electron kinetics of molecular nitrogen in the middle atmosphere of Titan during the precipitation of cosmic rays. // *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics*, v.87, No.7, p.985-993.
- Molina-Cuberos G.J., López-Moreno J.J., Rodrigo R., et al., 1999. Ionization by cosmic rays of the atmosphere of Titan. // *Planet. Space Sci.*, v.47, p.1347-1354.
- Sharipov A.S., Loukhovitski B.I., Starik A.M., 2016. Theoretical study of the reactions of methane and ethane with electronically excited $N_2(A^3\Sigma_u^+)$. // *J. Phys. Chem. A*, v.120, p.4349-4359.
- Vuitton V., Yelle R.V., Klippenstein S.J. et al., 2019. Simulating the density of organic species in the atmosphere of Titan with a coupled ion-neutral photochemical model. // *Icarus*, v.324, p.120-197.

DOI: 10.51981/2588-0039.2024.47.031

BEHAVIOR OF THE MIDDLE ATMOSPHERE OZONE IN THE WINTER 2023-2024 DURING HEIGHTENED SOLAR ACTIVITY. THE FIRST OBSERVATION OF DAILY CYCLE OF MESOSPHERIC OZONE DURING POLAR DAY (MIDNIGHT SUN)

Y.Y. Kulikov¹, V.G. Ryskin¹, V.M. Demkin², Y.V. Balabin³, V.I. Demin³, A.S. Kirillov³, A.V. Losev³

¹*Institute of Applied Physics, Nizhny Novgorod*

²*High School of Economy, Nizhny Novgorod*

³*Polar Geophysical Institute, Apatity*

Abstract

We present data continuous series of microwave observations of the middle atmosphere ozone in winter 2023-2024 above Apatity (67N, 33E). Measurements were carried out with the help of mobile microwave ozonemeter (observation frequency 110.8 GHz). The instrument allow to measure a spectrum of the emission ozone line for time about 15 min with a precision of ~ 2%. On the measured spectra were appreciated of ozone vertical profiles in the layer of 22 – 60 km which were compared to satellite data MLS/Aura. Besides we have executed continuous observations of ozone content within June, 14-15, 2023. Changes mesospheric ozone (60 km) during a summer solstice represented a quasi – periodic dependence on time with amplitude about 15%. In too time daily cycle of mesospheric ozone (altitude 60 km), connected with photochemical processes, and are not observed.

Microwave ground-based equipment used in the experiment

Method ground-based microwave radiometry is based on measurements of thermal atmospheric radiation in vicinity the ozone line in the range of millimeter and submillimeter waves. Microwave observations are weakly dependent on weather conditions and the presence of atmospheric aerosols, and this is an advantage compared with observations in the optical and infrared wavelength ranges. In addition, the microwave ozone observations can run around the clock. In recent years it is managed to make a significant step forward towards the creation of a new generation of mobile microwave spectrometers. The device consists of an uncooled heterodyne receiver tuned to a fixed frequency 110836.04 MHz corresponding to a rotational transition of ozone molecules $6_{0,6} - 6_{1,5}$, and multichannel spectrum analyzer. In front of receiver is s module that includes an antenna (scalar horn) and a switch to calibrate accepted intensity of atmospheric ozone radiation. Information about the content of the ozone is contained in the measured radio emission spectrum of the middle atmosphere. The error of estimating the vertical distribution of ozone from the measured spectra by above described device does not exceed 10-15%. A detailed description of the spectrometer and the method of measuring ozone of the middle atmosphere in the millimeter wavelength range are given in [1, 2].

The temperature variations in the middle atmosphere during winter 2023 – 2024

For a better understanding of the nature of ozone variations, it is necessary to have a data of temperature changes at altitudes of the middle atmosphere. Temperature changes indicate the influence of the sudden stratospheric warming (SSW) on the structure of the middle atmosphere. For this purpose, a height level of 10 hPa is usually chosen, at which remote airborne and ground-based can be compared with contact measurements. In Figure 1, data for two winter seasons are given for temperature measurements over Apatity by MLS/Aura satellite instrument at a level of 10 hPa, which approximately corresponds to an altitude of 30 km. In each of these seasons, SSWs were recorded. In this figure, the bold solid line shows the temperature changes in the winter of 2023 – 2024. In a winter season 2023 - 2024 it was registered two temperature disturbances - in the first decade of January and last decade March.

Influence of proton events in February 2024 on mesospheric ozone

Solar proton events were marked in middle of February, 2024 according to satellite GOES-18. Duration of events from February, 09 till February, 21. Detectors (10, 50 and 100 MeV) of satellite have registered three burst of proton flux: 09.02. – 14 UT; 12.02. – 07 UT; 16.02. – 11 UT.

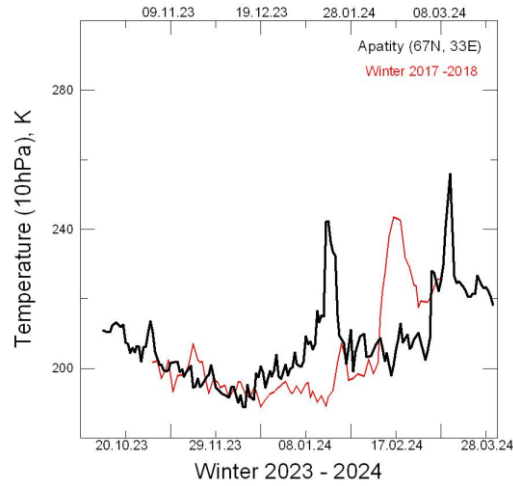


Figure 1. Time course of the temperature at the level 10 hPa above Apatity according to MLS/Aura for winter seasons: black solid thick line, October – March 2023 – 2024; red line, November – March 2017 – 2018.

In **Table** the ozone density are given in mol/cm^3 , averaged over 4 hours near noon and midnight at an altitude of 60 km in February for three time intervals up to in time and after proton events. The last column of Table shows the average amplitude of the daily variations ozone density during proton events in February 2024. These amplitudes did not differ from similar for February in mesosphere over Apatity.

Table. The numerical data of diurnal mesospheric ozone cycle.

Data	10:00 – 14:00	22:00 – 02:00	A
07 – 09.02.2024	$(6.07 \pm 0.04) \cdot 10^9$	$(7.51 \pm 0.12) \cdot 10^9$	24%
12 – 16.02.2024	$(5.53 \pm 0.20) \cdot 10^9$	$(6.41 \pm 0.19) \cdot 10^9$	16%
18 – 21.02.2024	$(5.84 \pm 0.29) \cdot 10^9$	$(6.88 \pm 0.23) \cdot 10^9$	18%

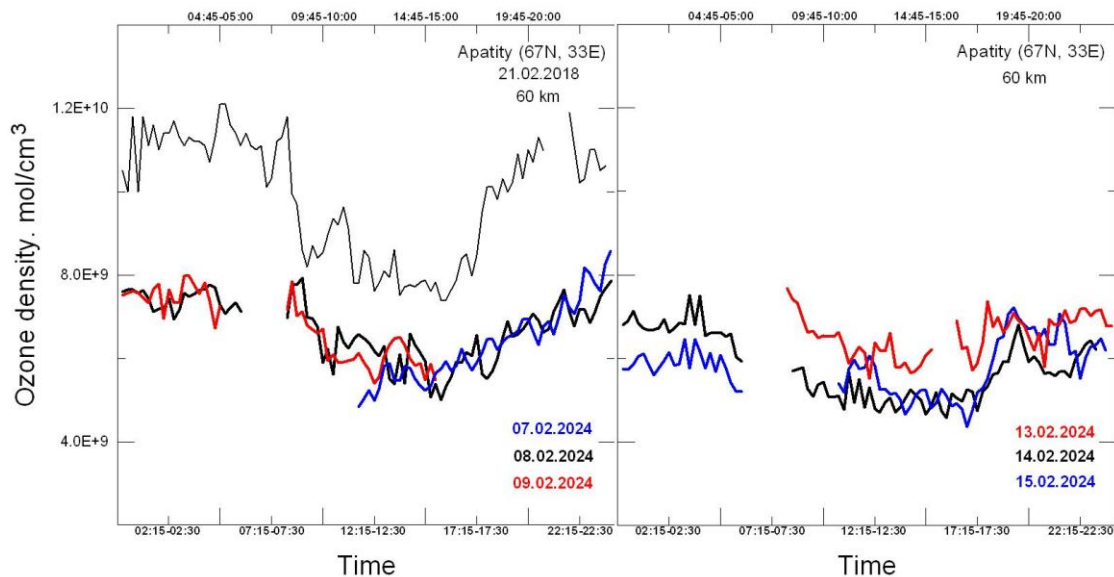


Figure 2. Diurnal variations of mesospheric ozone density (60 km) from MM-measurements during proton events in February 2024. Left panel (before proton events) – daily cycle of ozone density in February 7 (dark blue line), 8 (black line) and 9 (red line). The right panel (during proton events) – daily cycle of ozone density in February 13 (red line), 14 (black) line and 15 (blue line). Also on the left panel the daily cycle O_3 for February, 2018 after major warming is shown.

In Figure 2 the daily variations of ozone density at altitude 60 km which were obtained from continuous microwave observations in February 2024 with temporal resolution 15 min are shown. On the basis of the given data follows, that decreasing of mesospheric ozone (60 km) during proton events has composed $(10 \pm 2)\%$.

Influence of proton events in March 2024 on mesospheric ozone

Solar proton events were marked last decade March, 2024 according to satellite GOES-18. Duration of events from March, 23 till March, 21. Detectors (10, 50 and 100 MeV) of satellite have registered burst of proton flux: 23.03. – 04 UT; March 27 – ending of proton events. Geomagnetic storm accompanied by large Forbush decrease in galactic cosmic ray intensity was recorded in March, 24, 2024. More precisely, on 24 March 2024, a G4 (according to the NOAA Space Weather Scale for Geomagnetic Storms) geomagnetic storm was registered, with the corresponding geomagnetic indices K_p and Dst equal to 8 and -130 nT, respectively. On the same day the majority of ground-based neutron monitor station recorded an unusual Forbush decrease (FD). It is supposed, that FD can cause changes in a structure of a middle atmosphere ozone [3]. In Figure 3 the daily variations of ozone density at altitude 60 km which were obtained from continuous microwave observations in March 2024 with temporal resolution 15 min are shown. It is necessary to note that last decade March there was a significant SSW (see. Figure 1), which could disguise changes of ozone because of the charged particles. As we see, there is no changes mesospheric ozone during proton events.

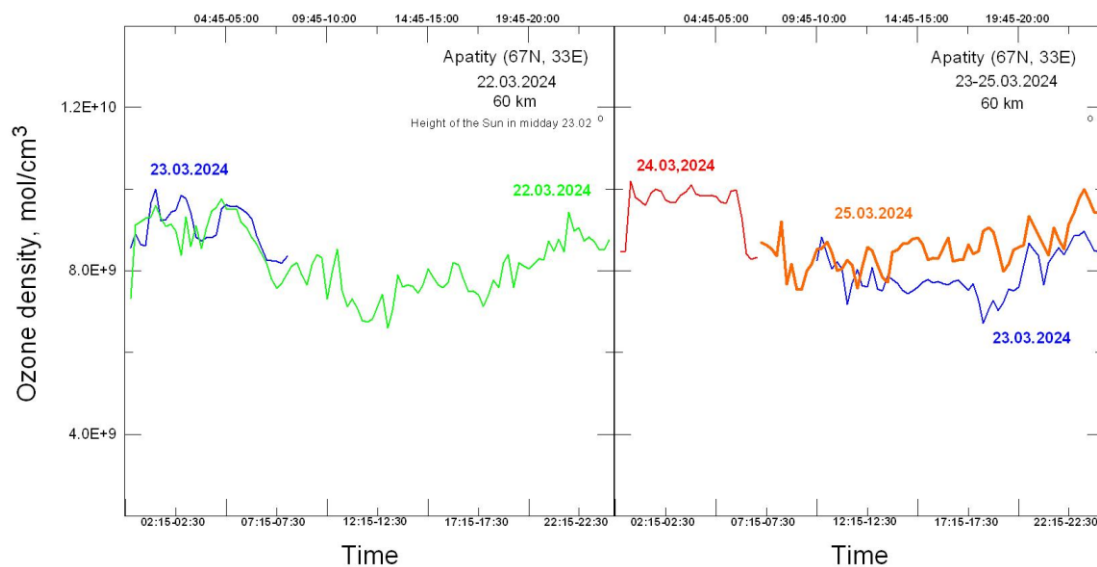


Figure 3. Diurnal variations of mesospheric ozone density (60 km) from MM-measurements during proton events and FD in March 2024. Left panel (before proton events and FD) – daily cycle of ozone density in March 22 (green line) and 23 (short dark blue line). The right panel (during proton events and FD) – daily cycle of ozone density in March 23 (continuation of a dark blue line), 24 (red line) and 25 (orange line).

Daily variations of mesospheric ozone during a summer solstice

June, 14-15 2023 near to a summer solstice continuous microwave measurements with temporal resolution 15 min of diurnal variations of mesospheric ozone (60 km) were executed. The amplitude of the diurnal variation of the O_3 density on June 14 – 15, 2023 was about zero (see Figure 4). The height of the Sun in midnight had size about $+1^\circ$. Almost periodic changes of ozone density with amplitude about 15 %, which, apparently, are caused by planetary waves, are well appreciable. For comparison in the bottom part of figure daily changes of ozone near to a winter solstice are shown (red line for December 25, 2022 and dark blue line for December 25, 2021). In December (polar night) the amplitude of a daily cycle of the mesospheric ozone in different years made from 6 % up to 20 %.

Conclusion

- One of the important results of this paper is the successful use of radiophysical method for diagnosing ozone in the middle atmosphere, that is, ground-based radiometry in the millimeter wavelength range.
- Changes in mesospheric ozone at altitude 60 km are not found out during proton events in February and March 2024 together with Forbush effect.

- For the first time MM-measurements of a daily cycle of the mesospheric ozone are executed during a summer solstice.

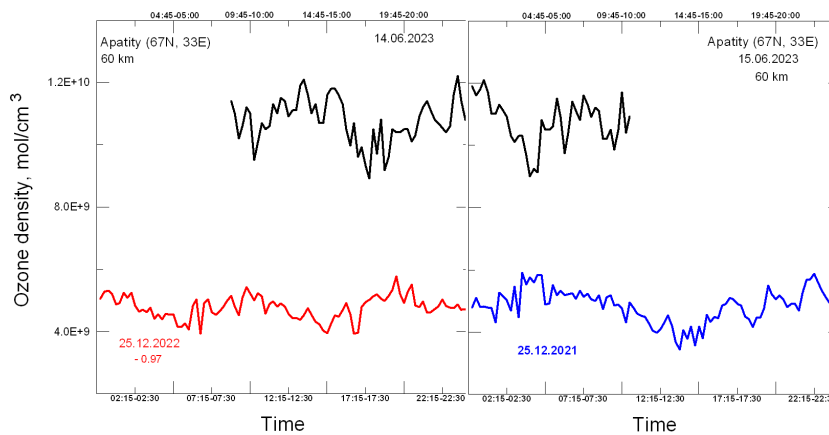


Figure 4. The diurnal variation of mesospheric ozone over Apatity is June 14 – 15, 2023 (black line).

Acknowledgments

The work was carried out within the framework of the state assignment of the Institute of Applied Physics of the Russian Academy of Science (project FFUF-2024-0034).

References

1. Kulikov Y.Y., Krasilnikov A.A., Ryskin V.G., Shanin V.N., Shchitov A.M. Ground-based microwave instrument to research of stratospheric ozone (some results of observations). Proc. XXX Annual Seminar, Apatity, P. 218-221, 2007.
2. Krasilnikov A.A., Kulikov Y.Y., Mazur A.B., Ryskin V.G., Serov N.V., Fedoseev L.I., Shvetsov A.A. Detection of «ozone clouds» in the upper stratosphere of the Earth by means of microwave radiometry technique. Geomag. Aeron. (Eng. Transl.), V. 37, P. 385-391, 1997.
3. Fedulina I., Laštovička J. Effect of Forbush decreases of cosmic ray flux on ozone at higher middle latitudes. Advance in Space Research, V. 27, No. 12, P. 2003 – 2006, 2001.

ОСОБЕННОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ РАЗЛИЧНЫХ ПОЛОС В СПЕКТРЕ НОЧНОГО СВЕЧЕНИЯ АТМОСФЕР ЗЕМЛИ И МАРСА В СПОКОЙНЫХ ГЕОМАГНИТНЫХ УСЛОВИЯХ

О.В. Антоненко, А.С. Кириллов

Полярный геофизический институт (ПГИ), г. Апатиты, Россия

Аннотация

В настоящей работе рассматриваются особенности излучения Атмосферных полос молекулярного кислорода в ночных атмосферах Земли и Марса. Расчитаны значения интегральной светимости Атмосферных полос для средних широт Земли (55.7° с.ш.), для экваториальной зоны, включая северные тропики (23° с.ш.), а также в атмосфере Марса для 67° с.ш. для условий осеннего (Ls~180°) равноденствия. Значения сравниваются с результатами наземных измерений, выполненных спектрографом высокого разрешения (HIRES) на телескопе Кек I в обсерватории Кека. Показано, что наблюдается хорошее согласие теоретических расчётов с экспериментальными данными для рассмотренных широт Земли. Обсуждается, что расхождение результатов теоретических расчетов для атмосферы Марса со значениями по данным наземных измерений может объясняться особенностями гашения состояния $b^1\Sigma_g^+$ молекулами N_2 и CO_2 .

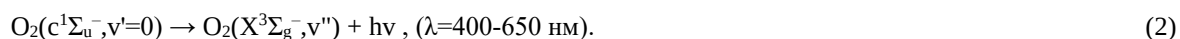
Ключевые слова: экспериментальные данные, эмиссии возбуждённого молекулярного кислорода, Атмосферные полосы, расчёты интегральных интенсивностей полос, спектрографы, обсерватория.

1. Введение

Экспериментальные исследования дневного свечения атмосферы Марса начались в ходе пролетов космических летательных аппаратов (КЛА) «Mariner-6» и «Mariner-7» [1]. Измерения ультрафиолетового спектра свечения показало наличие полос электронно-возбужденной молекулы угарного газа CO и иона молекулы углекислого газа CO_2^+ [1]. В дальнейшем с помощью измерений на КЛА «Mars Express» были открыты ультрафиолетовые авроральные свечения в атмосфере Марса [2], которые аналогично были связаны с полосами CO и CO_2^+ . Регистрация свечения ночного неба атмосферы Марса на КЛА «Mars Express» в основном проходила в инфракрасном диапазоне [3,4]. Измерения проводились для Инфракрасной атмосферной полосы 1.27 мкм, излучаемой при спонтанном переходе



В атмосфере Марса также можно предположить излучение эмиссий O_2^* , включающие системы полос Герцберга II, III и Чемберлена, поскольку они наблюдаются на Венере [5]. Сходство между составом атмосфер Венеры и Марса на высоте максимума свечения O_2^* (показано в таблице 1) позволяет предположить, что излучение этих эмиссий может быть и в марсианской атмосфере, несмотря на то, что долгое время они не были зарегистрированы. В 2024 г. были опубликованы результаты измерений ночного свечения атмосферы Марса, полученные на КЛА «Trace Gas Orbiter» в видимом диапазоне [6]. Как было показано авторами, регистрируемый спектр совпадает с измерениями в ночной атмосфере Венеры, выполненными на КЛА «Венера-9» и «Венера-10» [7] и «Venus Express» [8], и связан он со свечением в видимом диапазоне полос Герцберга II молекулярного кислорода, излучаемых при спонтанных переходах с нулевого колебательного уровня синглетного состояния Герцберга



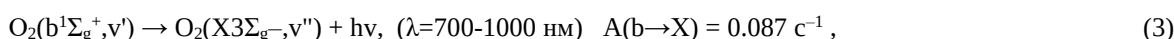
В атмосфере Земли образование атомарного кислорода за счет процесса диссоциации молекулярного кислорода O_2 солнечным ультрафиолетовым излучением происходит на высотах выше 80 км, в атмосфере Марса идет образование атомарного кислорода за счет процесса диссоциации углекислого газа CO_2 на высотах выше 40 км. Образование электронно-возбужденного молекулярного кислорода, излучающего эмиссии в различных спектральных диапазонах, происходит в тройных столкновениях с участием двух атомов

кислорода и третьей частицы. В своем возбужденном состоянии молекула кислорода является метастабильной и, соответственно, гораздо более реакционноспособной, чем в основном.

Таблица 1. Состав атмосфер Венеры ($z = 95$ км) и Марса ($z = 50$ км).

	Венера	Марс
T(K)	150	180
CO ₂	$1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$	$8 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$
O	$2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$	$1,5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$

В настоящей работе представлены результаты теоретических расчетов интенсивностей полос, излучаемых в ночном небе атмосфер Земли и Марса при спонтанных переходах с электронно-возбужденного состояния $b^1\Sigma_g^+$



причем у системы (3) наиболее интенсивные полосы располагаются в ИК области. В уравнении (3) $A(b \rightarrow X)$ – характерные вероятности переходов (коэффициенты Эйнштейна) для системы Атмосферных полос.

Цель данной работы – сравнение теоретически рассчитанных интенсивностей свечения Атмосферных полос (3), выполненных как для атмосферы Земли, так и для атмосферы Марса, с аналогичными результатами наземных измерений (пик Мауна-Кеа, Гавайя, 19° с.ш.) [9].

2. Профили концентраций атомарного кислорода в атмосферах Земли и Марса

Для атмосферы Земли экспериментальные данные о характерных концентрациях [O] на средних широтах (55.7° с.ш.) представлены на рисунке 1а для различных месяцев года (1 - января, 4 - апреля, 7 - июля, 10 - октября) в условиях низкой ($F_{10.7}=75$, 1976 и 1986 г.г.) солнечной активности [10]. Для сравнения на рисунке 1а также приведены концентрации [O], полученные согласно атмосферной модели NRLMSISE-00 для условий, описанных выше. Экспериментальные данные о характерных концентрациях [O] в области экватора и на северных тропиках (23.5° с.ш.) Земли (зимний, весенний, летний и осенний сезоны 1995 г.) [11] представлены на рисунке 1б. Также на рисунке 1б для сравнения приводятся данные, полученные согласно атмосферной модели NRLMSISE-00 для тех же условий.

Как видно из рисунков 1а и 1б, данные согласно модели NRLMSISE-00 расходятся с экспериментальными значениями, и они в расчетах не используются. Для профилей температур использовались данные многолетних (1960–2000 гг.) измерений на высотах 30–110 км [10]. Для профилей концентраций N₂, O₂ использовались данные из модели MSIS-90.

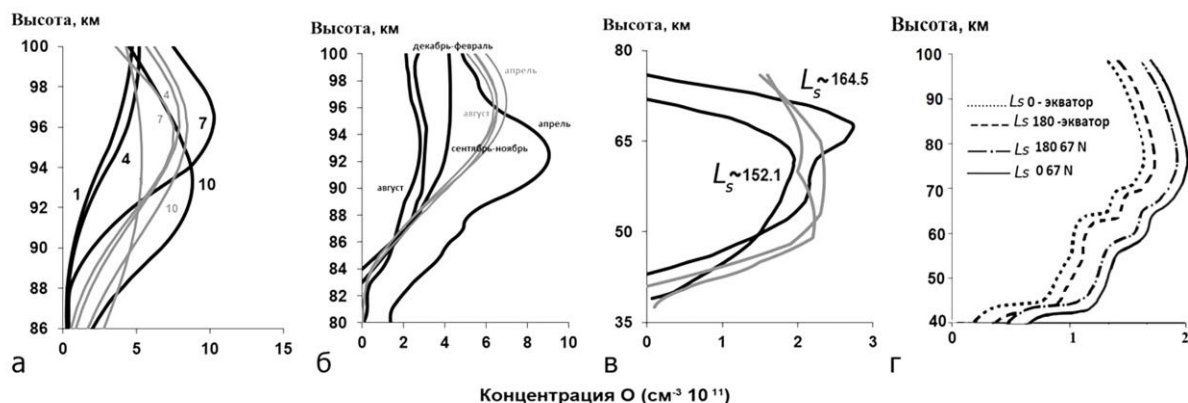


Рисунок 1. Профили концентраций атомарного кислорода для атмосферы Земли (а,б) и атмосферы Марса (в,г). а: темные линии – данные [10], светлые линии – данные NRLMSISE-00. б: темные линии – данные [11], светлые линии – данные NRLMSISE-00. в: темные линии – данные [3], светлые линии – данные LMD-MGCM. г: данные LMD-MGCM.

На рисунке 1в показаны высотные профили $[O]$ для атмосферы Марса, полученные с ИК-спектрометра SPICAM для орбит $L_s=152.1^\circ$, $L_s=164.5^\circ$ (месяц февраль, 82° ю.ш.) [3] и полученные из модели общей циркуляции французской лаборатории LMD-MGCM для тех же условий (светлые линии). Модель довольно хорошо воспроизводит эмиссионный слой $O_2(a^1\Delta_g)$, наблюдаемый SPICAM. Значения концентрации O в 1.3 раза ниже модельных значений на высотах 50–60 км. Наблюдения подтверждают сильные вариации содержания кислорода на этих высотах [3]. Поэтому для атмосферы Марса в расчетах используются профили концентраций атомарного кислорода, полученные из модели LMD-MGCM, представленные на рисунке 1г для широт экватора и для 67° с.ш. Марса, причем для условий весеннего ($L_s \sim 0^\circ$) и осеннего ($L_s \sim 180^\circ$) равноденствий. Для профилей концентраций CO_2 и температур использовались данные согласно модели LMD-MGCM [12].

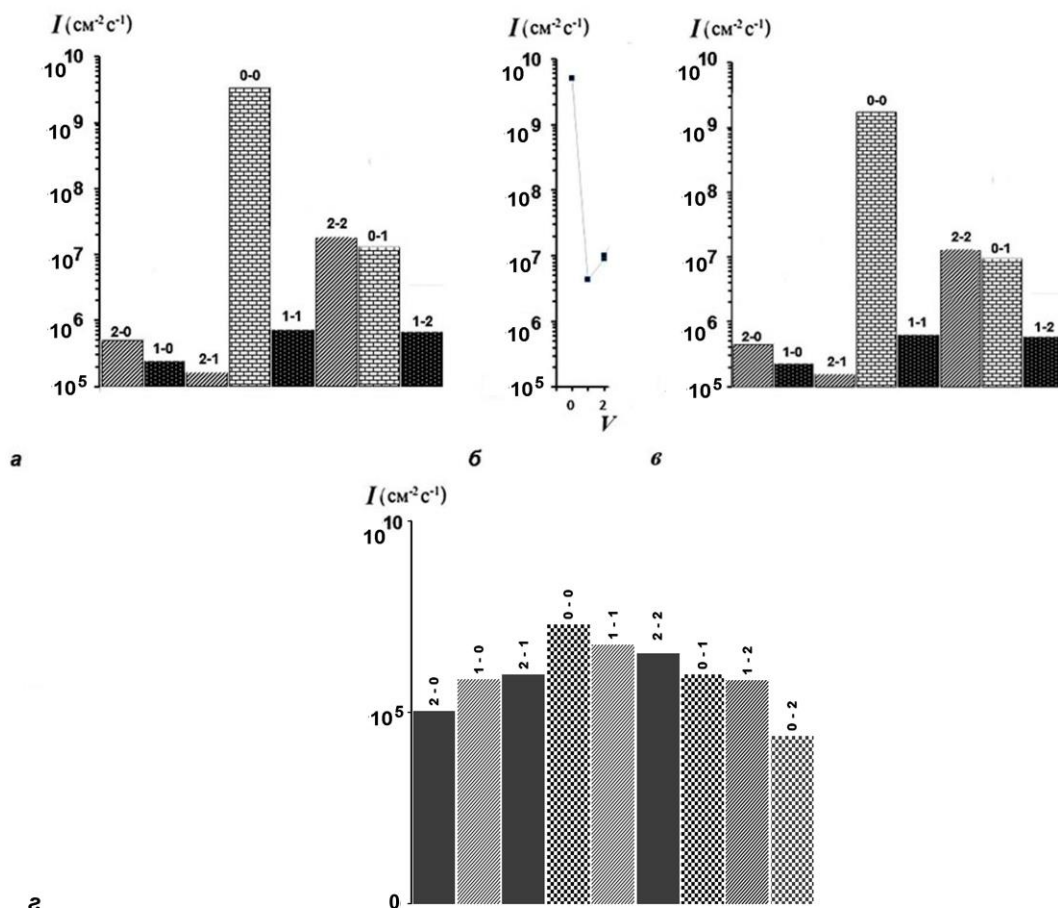


Рисунок 2. Рассчитанные значения интегральной светимости Атмосферных полос. а: для средних широт Земли. б: экспериментальные данные. в: для экваториальных широт Земли. г: для атмосферы Марса.

3. Сравнение рассчитанных интенсивностей свечения Атмосферных полос, выполненных для атмосферы Земли и атмосферы Марса, с аналогичными результатами наземных измерений (пик Мауна-Кеа, Гавайя, 19° с.ш.)

В настоящей работе на рисунке 2 представлены рассчитанные значения интегральной светимости Атмосферных полос с первых трех колебательных уровней $v'=0-2$ состояния $b^1\Sigma_g^+$. Приведены рассчитанные значения для средних широт Земли (55.7° с.ш.) для 1 месяца 1986 г. (рисунок 2а). Общие интенсивности свечения полос с колебательных уровней $v'=0-2$ состояния $b^1\Sigma_g^+$, полученные спектрографом высокого разрешения (HIRES) на телескопе Keck I (обсерватория Кека, пик Мауна-Кеа, 4145 м, Гавайи, США, 19° с.ш.) [9,13] представлены на рисунке 2б. Автор [13] отмечает, что с того времени, как вышеуказанный крупнейший оптический телескоп впервые увидел свет в 1993 г., началась новая эра в исследованиях системы Атмосферных полос молекулярного кислорода O_2 . Измерения с помощью этого телескопа ведутся с 1993 г.,

более точного периода представленных на рисунке измерений не указано, однако, автор описывает наблюдения, ссылаясь на труды 1994 г., 1996 г. [13]. Результаты расчетов для экваториальной зоны, включая северные тропики (23° с.ш.), для зимнего периода 1995 г. показаны на рисунке 2в. Для атмосферы Марса гистограммы для Атмосферных полос были рассчитаны для широты 67° с.ш. при $L_s \sim 180^\circ$ т.е. для осеннего равноденствия (рисунок 2г).

Как видно из сравнения рисунков 2а, 2в и 2г, что для атмосферы Марса происходит изменение относительных населенностей колебательных уровней состояния $b^1\Sigma_g^+$ и их вклада в свечение Атмосферных полос по сравнению с атмосферой Земли. Так населенность колебательного уровня $v'=1$ и $v'=2$ относительно уровня $v'=0$ значительно увеличивается по сравнению с атмосферой Земли. Объясняется это различным характером гашения этого состояния на молекулах N_2 , O_2 и CO_2 [14]. Основное гашение молекулы $O_2(b^1\Sigma_g^+, v'=0)$ в атмосфере Земли происходит на молекулах N_2 , причем константа более чем на два порядка меньше, чем аналогичная константа для столкновений с CO_2 [14].

4. Заключение

Проведены расчеты объемных интенсивностей свечения Атмосферных полос на основании экспериментальных данных по профилям концентрации атомарного кислорода и температуры в атмосфере Земли на средних широтах (55.7° с.ш.) и в экваториальной зоне, включая северные тропики, в атмосфере Марса для широты 67° с.ш. в точке осеннего равноденствия ($L_s=180^\circ$). Рассчитанные значения сравниваются с аналогичными расчетами по данным наземных измерений. Показано, что наблюдается хорошее согласие теоретических расчетов с экспериментальными данными для рассмотренных широт и сезонов Земли, в то время как для условий Марса наблюдается лишь некоторое соответствие теоретических расчетов со значениями по данным наземных измерений.

Литература

1. Barth C.A., Hord C.W., Pearce J.B., et al. Mariner 6 and 7 ultraviolet spectrometer experiment: Upper atmosphere data // J. Geophys. Res. V. 76. № 10. P. 2213-2227. 1971.
2. Bertaux J.-L., Leblanc F., Witasse O., et al. Discovery of an aurora on Mars // Nature. V. 435. P. 790-794. 2005.
3. Fedorova A.A., Lefevre F., Guslyakova S., et al. The O_2 nightglow in the martian atmosphere by SPICAM onboard of Mars-Express // Icarus. V. 219. № 2. P. 596-608. 2012.
4. Bertaux J.-L., Gondet B., Lefevre F., et al. First detection of O_2 1.27 μm nightglow emission at Mars with OMEGA/MEX and comparison with general circulation model predictions // J. Geophys. Res. V. 117. E00J04. 2012.
5. Migliorini A., Altieri F., Zasova G., et al. Oxygen airglow emission on Venus and Mars as seen by VIRTIX/VEX and OMEGA/MEX imaging spectrometers // Planet. Space Sci. V. 59. № 10. P. 981-987. 2011.
6. Gérard J.-C., Soret L., Thomas I.R., et al. Observation of the Mars O_2 visible nightglow by the NOMAD spectrometer onboard the Trace Gas Orbiter // Nature Astronomy. V. 8. P. 77-81. 2024.
7. Краснопольский В.А., Крысько А.А., Рогачев В.Н., и др. Спектроскопия свечения ночного неба Венеры на АМС «Венера-9» и «Венера-10» // Космические Исследования. Т. 14. № 5. С. 789-795. 1976.
8. Migliorini A., Piccioni G., Gérard J.C., Slanger T., Politi R., Snels M., Nuccilli F., and Drossart P. The characteristics of the O_2 Herzberg II and Chamberlain bands observed with VIRTIS Venus Express // Icarus. V. 223. № 1. P. 609-614. 2013.
9. Slanger T.G., Cosby P.C., Huestis D.L., et al. Vibrational level distribution of O_2 in the mesosphere and lower thermosphere region // J. Geophys. Res. V. 105. № D16. P. 20557-20564. 2000.
10. Шефов Н.Н., Семёнов А.И., Хомич В.Ю. Излучение верхней атмосферы – индикатор ее структуры и динамики // М.: ГЕОС. 741 С. 2006.
11. Sheese P.E., McDade I.C., Gattinger R.L., et al. Atomic oxygen densities retrieved from Optical Spectrograph and Infrared Imaging System observations of O_2 A-band airglow emission in the mesosphere and lower thermosphere // J. Geophys. Res. V. 116. D01303. 2011.
12. Gagne M.-E., Melo S.M.L., Lefevre F., et al. Modeled O_2 airglow distributions in the Martian atmosphere // J. Geophys. Res. V. 117. E06005. 2012.
13. Vogt S. The High Resolution Echelle Spectrometer on the Keck ten-meter telescope // Opt. Eng. V. 2198. P. 362-375. 1994.
14. Kirillov A.S. The calculation of quenching rate coefficients of O_2 Herzberg states in collisions with CO_2 , CO , N_2 , O_2 molecules // Chem. Phys. Lett. V. 592. P. 103–108. 2014.

DOI: 10.51981/2588-0039.2024.47.033

МОДЕЛИРОВАНИЕ СВЕЧЕНИЯ АТМОСФЕРНЫХ ПОЛОС МОЛЕКУЛЯРНОГО КИСЛОРОДА НА ВЫСОТАХ НОЧНОЙ МЕЗОСФЕРЫ И НИЖНЕЙ ТЕРМОСФЕРЫ ЗЕМЛИ

А.С. Кириллов, Ю.Н. Куликов

Полярный геофизический институт, Апатиты, Мурманская область

Абстракт

Рассчитаны коэффициенты гашения возбуждённых состояний синглетного кислорода $O_2(b^1\Sigma_g^+, v)$, которые используются для определения колебательных населенностей молекулярного кислорода на высотах ночной мезосферы и нижней термосферы Земли. С помощью найденных коэффициентов гашения рассчитаны относительные колебательные населенности синглетного кислорода $O_2(b^1\Sigma_g^+, v)$, образованного как в случае высыпания авроральных электронов, так и в тройных столкновениях с участием двух атомов кислорода. Сравнение рассчитанных населенностей с результатами имеющихся в научной литературе экспериментальных оценок как для полярной ионосферы, так и для ночного свечения Атмосферных полос O_2 дает хорошее согласие. Сравнение двух рассмотренных механизмов образования $O_2(b^1\Sigma_g^+, v)$ на высотах ночной мезосферы и нижней термосферы Земли показывает, что колебательные населенности состояния $b^1\Sigma_g^+$ молекулы O_2 в возмущённой полярной ионосфере и при спокойном ночном свечении значительно различаются.

Введение

Излучение полос Атмосферной (Atm) системы молекулярного кислорода в спектре свечения ночной мезосферы и нижней термосферы происходит в результате спонтанных излучательных переходов с электронно-возбужденного состояния $b^1\Sigma_g^+$ молекулы O_2 на основное $X^3\Sigma_g^-$



Наиболее интенсивной из Атмосферной системы является полоса 762 нм, обусловленная переходом (1) с $v=0 \rightarrow v'=0$.

Исследованию высотных профилей свечения Атмосферных полос в ночное время и механизмов образования электронно-возбужденного синглетного молекулярного кислорода $O_2(b^1\Sigma_g^+)$ в авроральной ионосфере посвящено много экспериментальных и теоретических работ (Cartwright et al., 1972; Gattinger and Vallance Jones, 1973; Deans et al., 1976; Feldman, 1978; McDade et al., 1985; Gattinger et al., 1996; Llewellyn et al., 1999; Jones et al., 2006; Kirillov, 2014; Kirillov and Belakhovsky, 2021).

Кроме того, в тройных столкновениях нейтральных составляющих атмосферы

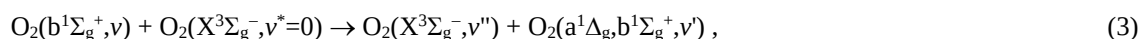


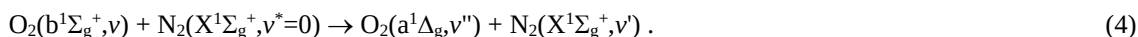
на высотах 80-110 км образуется электронно-возбужденный кислород (Шефов и др., 2006), который в различных столкновительных и излучательных процессах трансформируется в синглетный кислород $O_2(b^1\Sigma_g^+)$, излучающий Атмосферные полосы при спонтанных переходах (1). Авторы работы (Slanger et al., 2000) представили спектр свечения данных полос, излучаемых в ночной мезосфере и нижней термосфере с колебательных уровней $v=1-15$.

Целью настоящей работы является исследование физико-химических процессов формирования возбуждённого состояния $b^1\Sigma_g^+$ молекулярного кислорода в ночной мезосфере и нижней термосфере Земли как в результате высыпаний авроральных электронов, так и в тройных столкновениях нейтральных частиц (2) с участием двух атомов кислорода. Особое внимание уделяется расчету констант скоростей взаимодействия синглетного кислорода с атмосферными составляющими.

Константы взаимодействия $O_2(b^1\Sigma_g^+, v)$ с молекулами O_2 и N_2

Расчеты констант взаимодействия синглетного кислорода $O_2(b^1\Sigma_g^+, v>0)$ с молекулами O_2 и N_2 выполнены ранее в работах (Kirillov, 2012, 2013). В этих работах показано, что доминирующим каналом гашения возбуждённых молекул кислорода является перенос энергии электронного возбуждения на молекулу-мишень с сохранением части энергии колебаний у изначально возбужденной молекулы:





На рис. 1 и рис. 2 приведены результаты расчетов работ (Kirillov, 2012, 2013) для уровней $v=0-15$ состояния $b^1\Sigma_g^+$. Сравнение расчётов с результатами имеющихся экспериментальных измерений показывает хорошее согласие в случае столкновений с молекулами O_2 . В случае столкновений $\text{O}_2(b^1\Sigma_g^+, v=0-15)$ с молекулами азота N_2 расчеты согласуются с экспериментальными данными (Dunlea et al., 2005) для $v=0$, $k=2 \times 10^{-15} \text{ см}^3\text{с}^{-1}$. Для уровней $v=1-3$ наблюдается превышение экспериментальных данных над результатами теоретического расчета. Для столкновений $\text{O}_2(b^1\Sigma_g^+, v=0)$ с молекулами кислорода O_2 используем константу $k=4 \times 10^{-17} \text{ см}^3\text{с}^{-1}$ (Kirillov, 2012, 2013).

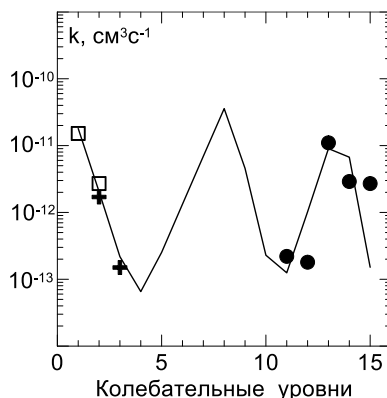


Рисунок 1. Рассчитанные константы (сплошная линия) для $v=1-15$ процесса (3) сравниваются с экспериментальными данными (Bloemick et al., 1998) (квадраты), (Kalogerakis et al., 2002) (крестики), (Slanger and Copeland, 2003) (круги).

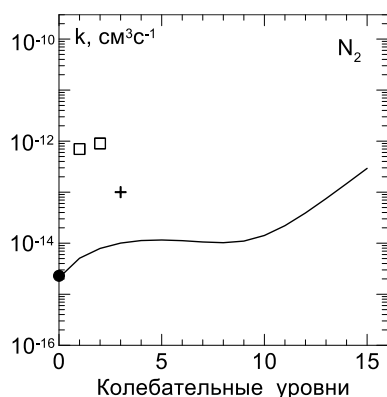
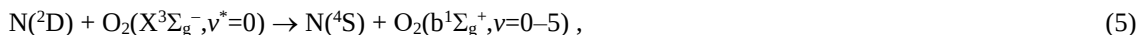


Рисунок 2. Рассчитанные константы (сплошная линия) для $v=1-15$ процесса (4) сравниваются с экспериментальными данными (Bloemick et al., 1998) (квадраты), (Kalogerakis et al., 2002) (крестик), (Dunlea et al., 2005) (кружок).

Результаты расчётов для высот ночной мезосферы и нижней термосферы Земли

Что касается механизмов образования $\text{O}_2(b^1\Sigma_g^+)$ в полярной ионосфере при выпадении авроральных электронов, то основным в этом случае является процесс переноса энергии электронного возбуждения в столкновениях метастабильного атомарного азота с молекулой кислорода (Kirillov, 2014)



где атомы $\text{N}(^2\text{D})$ в основном образуются либо при диссоциации (диссоциативной ионизации) молекул азота в результате столкновений с высокоэнергичными авроральными первичными и вторичными частицами (электроны и протоны), либо в результате процессов диссоциативной рекомбинации ионов NO^+ . В работе (Kirillov, 2008) на основе численных расчетов показано, что взаимодействие иона O_2^+ с невозбужденной молекулой NO не является эффективным механизмом образования $\text{O}_2(b^1\Sigma_g^+, v)$ в полярной ионосфере.

Рассчитанные относительные концентрации $\text{O}_2(b^1\Sigma_g^+, v=1-4)$ (нормированные на $\text{O}_2(b^1\Sigma_g^+, v=2)$) для высоты 110 км при $T=250 \text{ К}$ представлены на рис. 3. Квантовые выходы $\text{O}_2(b^1\Sigma_g^+, v=1-4)$ в процессе (5) определяются согласно (Kirillov, 2014). Здесь также приведены результаты экспериментальных измерений (Gattinger and Vallance Jones, 1976) и (Henriksen and Sivjee, 1990) для полярных сияний, которые были пересчитаны из

приведенных в указанных работах интенсивностей свечения полос Атмосферной системы с учетом коэффициентов Эйнштейна для спонтанных переходов (Vallance Jones, 1974). Как видно из рис. 3, рассчитанные концентрации $O_2(b^1\Sigma_g^+, v=2-4)$ хорошо согласуются с экспериментальными значениями. Резкое падение $O_2(b^1\Sigma_g^+, v=1)$ по сравнению с экспериментальными значениями объясняется тем, что в данном расчете не учитываются такие эффективные механизмы образования $O_2(b^1\Sigma_g^+, v=1)$, как возбуждение $O_2(X^3\Sigma_g^-, v=0)$ авроральными первичными и вторичными электронами, а также обмен энергией атома $O(^1D)$ с невозбужденной молекулой кислорода.

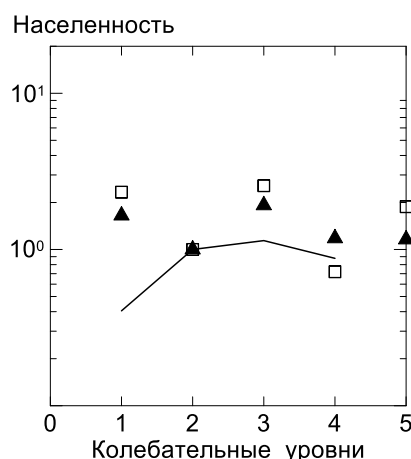


Рисунок 3. Рассчитанные относительные населенности $O_2(b^1\Sigma_g^+, v=1-4)$ для высоты 110 км ($T=250$ К) (сплошная линия) в сравнении с данными (Gattinger and Vallance Jones, 1976) (треугольники) и (Henriksen and Sivjee, 1990) (квадраты).

Аналогично, на основании представленных констант взаимодействия рассчитаны относительные населенности $O_2(b^1\Sigma_g^+, v=1-15)$ на высотах 80-110 км с учетом гашения электронного возбуждения в спонтанных излучательных процессах и неупругих столкновениях с составляющими O_2 , N_2 , O . При этом для константы взаимодействия с атомарным кислородом использовалось значение $k_0=8 \times 10^{-14} \text{ см}^3\text{с}^{-1}$ — согласно (Шефов и др., 2006).

Затем проведено сравнение рассчитанных населенностей с результатами экспериментальных оценок (Slanger et al., 2000) для $v=1-15$, выполненных с помощью телескопа Keck I (рис. 4). Сравнение результатов расчетов наглядно демонстрирует, что бимодальное поведение измеренных интенсивностей свечения полос Атмосферной системы, полученное в (Slanger et al., 2000), объясняется особенностями гашения состояний $O_2(b^1\Sigma_g^+, v=1-15)$ невозбужденными молекулами кислорода.

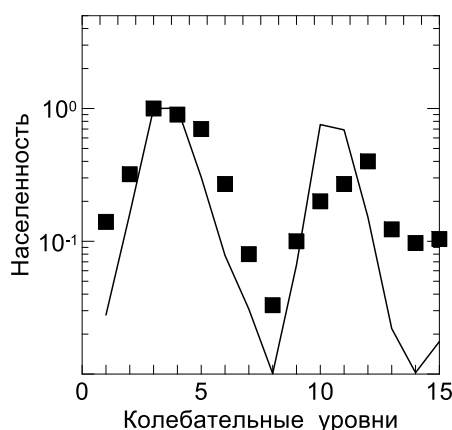


Рисунок 4. Сравнение рассчитанных населенностей $O_2(b^1\Sigma_g^+, v=1-15)$ с результатами экспериментальных оценок (Slanger et al., 2000).

Заключение

В работе представлены теоретически рассчитанные коэффициенты гашения электронно-возбужденного состояния $O_2(b^1\Sigma_g^+)$ в столкновениях с молекулами O_2 и N_2 . Результаты расчетов сравниваются с экспериментальными данными. Данные константы используются для определения колебательных

населенностей электронно-возбужденных уровней синглетного молекулярного кислорода в ночной мезосфере и нижней термосфере Земли.

Выполнены расчёты относительных населенностей синглетного кислорода $O_2(b^1\Sigma_g^+, v)$, образованного в случае высыпания авроральных электронов и в результате тройных столкновений с участием двух атомов кислорода. Сравнение рассчитанных населенностей с результатами имеющихся в научной литературе экспериментальных оценок как для возмущенной полярной ионосферы, так и для спокойного ночного свечения Атмосферных полос O_2 дает удовлетворительное согласие. Однако, сравнение эффективности этих двух механизмов образования $O_2(b^1\Sigma_g^+, v)$ на высотах ночной мезосферы и нижней термосферы Земли показывает, что колебательные населенности состояния $b^1\Sigma_g^+$ молекулы O_2 в возмущенной полярной ионосфере и в спокойном ночном свечении могут значительно различаться.

Литература

- Шефов Н.Н., Семенов А.И., Хомич В.Ю. Излучение верхней атмосферы – индикатор ее структуры и динамики. М.: ГЕОС, 740 с. 2006.
- Bloemink H.I., Copeland R.A., Slinger T.G. Collisional removal of $O_2(b^1\Sigma_g^+, v=1,2)$ by O_2 , N_2 , and CO_2 // J. Chem. Phys., v.109, No.11, p.4237-4245, 1998.
- Cartwright D.C., Trajmar S., Williams W. The excitation of O_2 in auroras // Ann. Geophys., v.28, p.397-401, 1972.
- Deans A.J., Shepherd G.G., Evans W.F.J. A rocket measurements of the $O_2(b^1\Sigma_g^+ - X^3\Sigma_g^-)$ (0-0) atmospheric band in aurora // J. Geophys. Res., v.81, p.6227-6232, 1976.
- Dunlea E.J., Talukdar R.K., Ravishankara A.R. Kinetic studies of the reactions of $O_2(b^1\Sigma_g^+)$ with several atmospheric molecules // J. Phys. Chem., v.109, No.17, p.3912-3920, 2005.
- Feldman P.D. Auroral excitation of optical emissions of atomic and molecular oxygen // J. Geophys. Res., v.83, p.2511-2516, 1978.
- Gattinger R.L., Vallance Jones A. Observation and interpretation of O_2 1.27- μ emission enhancements in aurora // J. Geophys. Res., v.78, p.8305-8313, 1973.
- Gattinger R.L., Vallance Jones A. The vibrational development of the $O_2(b^1\Sigma_g^+ - X^3\Sigma_g^-)$ system in auroras // J. Geophys. Res., v.81, No.25, p.4789-4792, 1976.
- Gattinger R.L., Llewellyn E.J., Vallance Jones A. On I(5577 Å) and I(7620 Å) auroral emissions and atomic oxygen densities // Ann. Geophys., v.14, p.687-698, 1996.
- Henriksen K., Sivjee G.G. Auroral vibrational population of the $O_2(b^1\Sigma_g^+, v')$ levels // Planet. Space Sci., v.38, No.7, p.835-840, 1990.
- Jones D.B., Campbell L., Bottema M.J., Teubner P.J.O., Cartwright D.C., Newell W.R., Brunger M.J. Electron-driven excitation of O_2 under night-time auroral conditions: Excited state densities and band emissions // Planet. Space Sci., v.54, p.45-59, 2006.
- Kalogerakis K.S., Copeland R.A., Slinger T.G. Collisional removal of $O_2(b^1\Sigma_g^+, v=2,3)$ // J. Chem. Phys., v.116, No.12, p.4877-4885, 2002.
- Kirillov A.S. Electronically excited molecular nitrogen and molecular oxygen in the high-latitude upper atmosphere // Ann. Geophys., v.26, No.5, p.1159-1169, 2008.
- Kirillov A.S. Calculation of rate coefficients for the interaction of singlet and triplet vibrationally excited oxygen // Quantum Electronics, v.42, No.7, p.653-658, 2012.
- Kirillov A.S. The calculations of quenching rate coefficients of $O_2(b^1\Sigma_g^+, v)$ in collisions with O_2 , N_2 , CO , CO_2 molecules // Chem. Phys., v.410, p.103-108, 2013.
- Kirillov A.S. Singlet oxygen $O_2(b^1\Sigma_g^+)$ production at altitudes of the polar ionosphere // Geomagnetism and Aeronomy, v.54, No.4, p.523-529, 2014.
- Kirillov A.S., Belakhovsky V.B. The kinetics of O_2 singlet electronic states in the upper and middle atmosphere during energetic electron precipitation // J. Geophys. Res.: Atmosphere, v.105, e2020JD033177, 2021.
- Llewellyn E.J., Gattinger R.L., Vallance Jones A. On the variability of I(7620 Å)/ I(5577 Å) in low altitude aurora // Ann. Geophys., v.17, p.913-918, 1999.
- McDade I.C., Llewellyn E.J., Harris F.R. A rocket measurement of the $O_2(b^1\Sigma_g^+ - X^3\Sigma_g^-)$ (0-0) atmospheric band in a pulsating aurora // Can. J. Phys., v.63, p.1322-1329, 1985.
- Slinger T.G., Copeland R.A. Energetic oxygen in the upper atmosphere and the laboratory // Chem. Rev., v.103, No.12, p.4731-4765, 2003.
- Slinger T.G., Cosby P.C., Huestis D.L., Osterbrock D.E. Vibrational level distribution of $O_2(b^1\Sigma_g^+, v=0-15)$ in the mesosphere and lower thermosphere region // J. Geophys. Res., v.105, No.D16, p.20557-20564, 2000.
- Vallance Jones A. Aurora. Geophys. Astrophys. Monogr. D.Reidel Co. Dordrecht. Netherlands, 301 p., 1974.

AUTHOR INDEX

A

Abraham S.A.	7
Anil Kumar C.P.	7
Antonenko O.V.	144
Antonova E.E.	68
Antony S.	7
Atanassov A.	16

B

Balabin Yu.V.	140
Barkhatov N.A.	32
Barkhatova O.M.	32
Belakhovsky V.B.	36
Beletsky A.B.	12, 28
Beluchenko K.V.	24
Berezutsky A.G.	73, 78
Bojilova R.	16

C

Chernenko A.N.	50
Cherniakov S.M.	109
Chibranov A.A.	73, 78

D

Dashkevich Zh.V.	113
Demekhov A.G.	64
Demin V.I.	140
Demkin V.M.	140
Despirak I.V.	20
Dovbnaya B.V.	82

E

Efishov I.I.	59
-------------------	----

F

Fedorov E.N.	92
Fedyai O.V.	50
Filatov M.V.	59

G

Grach S.M.	117
Gromov S.V.	20
Gromova L.I.	20
Guinea V.	16, 135
Gvozhdarev A.Yu.	45

I

Ivanov A.E.	73
Ivanov V.E.	113

K

Khalipov V.L.	131
Khashev V.R.	117
Kirillov A.S.	135, 140, 144, 148
Kirpichev I.P.	68
Kleimenova N.G.	20
Klimenko M.V.	24
Kolchev A.A.	40
Krashennnikov I.V.	40
Kretov D.A.	50
Kulikov Y.Y.	140
Kulikov Yu.N.	148
Kuvshinov A.A.	50

L

Legostaeva Yu.K.	117
Loginov M.V.	73
Losev A.V.	140
Lubchich A.A.	20, 64

M

Makarov G.A.	55
Malysheva L.M.	20
Marchuk R.A.	12
Mazur N.G.	92
Mikhalev A.V.	12
Miroshnichenko I.B.	73, 78

P

Padokhin A.M.	40
Panchenko V.A.	120
Parkhomov V.A.	82
Pilipenko V.A.	36, 92
Podgorny A.I.	96
Podgorny I.M.	96
Podlesnyi S.V.	12, 28
Popova T.A.	64
Posukh V.G.	73
Pudovinnikov R.N.	50

R

Ratovsky K.G.	24
Raykova L.	16, 101

Revunov S.E.	32
Revunova E.A.	32
Rodionov A.V.	82
Rozhdestvenskaya V.I.	105
Rozhdestvensky D.B.	105
Rumenskikh M.S.	73
Ryskin V.G.	140

S

Sakharov Ya.A.	36
Savelyeva N.V.	92
Selivanov V.N.	36
Shagimuratov I.I.	59
Shaikhislamov I.F.	73, 78
Shindin A.V.	117
Stepanov A.E.	131
Syrenova T.E.	12, 28

T

Telegin V.A.	105, 120
Tertyshnikov A.V.	124
Tishchenko V.N.	78
Tsegmed B.	82

U

Uvarov V.M.	128
------------------	-----

V

Vakhnina V.V.	50
Valev D.	16
Vasiliev R.V.	12, 28
Vesnin A.M.	24
Vorobjev V.G.	32, 68
Vybornov F.I.	40

W

Werner R.	16, 135
----------------	---------

Y

Yagodkina O.I.	32, 68
Yahnina T.A.	64
Yeselevich V.G.	82

Z

Zakharov Y.P.	73
Zhao S.	92
Zhbankov G.A.	120
Zykov E.Yu.	40

ПОЛЯРНЫЙ ГЕОФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

183010, г.Мурманск, ул.Халтурина,15

POLAR GEOPHYSICAL INSTITUTE

15, Khalturina str., Murmansk, 183010, RUSSIA

