

MINISTRY OF SCIENCE AND HIGHER EDUCATION  
OF THE RUSSIAN FEDERATION

POLAR GEOPHYSICAL INSTITUTE

# PHYSICS OF AURORAL PHENOMENA

45<sup>th</sup> Annual Seminar  
14 – 18 March 2022

Proceedings



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

Polar Geophysical Institute

**PHYSICS OF AURORAL PHENOMENA**

Proceedings of the 45<sup>th</sup> Annual Seminar

Apatity

14 – 18 March 2022

Apatity  
2022

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

DOI: 10.51981/2588-0039.2022.45

ISSN 2588-0039

Editor:

A.A. Lubchich

Научное издание

Технический редактор В. Ю. Жиганов

Подписано к печати 29.12.2022. Формат 60×84 1/8.

Усл. печ. л. 18.95. Тираж 32 экз. Заказ № 2.

Издательство ФГБУН ФИЦ КНЦ РАН.

184209, г. Апатиты, Мурманская область, ул. Ферсмана, 14. rio.ksc.ru

<http://pgia.ru/seminar>

© Polar Geophysical Institute, 2022

# CONTENTS

## SESSION 1. GEOMAGNETIC STORMS AND SUBSTORMS

R.N. Boroyev, M.S. Vasiliev	Study of auroral activity the main phase of magnetic storms during CIR and ICME events	7
I.V. Despirak, P.V. Setsko, Ya.A. Sakharov, A.A. Lubchich, V.A. Bilin, V.N. Selivanov	Geoinduced currents during moderate geomagnetic storm 12-13 September 2017	11
L.I. Gromova, N.G. Kleimenova, I.V. Despirak, S.V. Gromov, A.A. Lubchich, L.M. Malysheva	Magnetic storm on 20 April 2020: spatial development of the substorm in the main phase	16
N.G. Kleimenova, I.V. Despirak, L.M. Malysheva, L.I. Gromova, A.A. Lubchich, S.V. Gromov	Morning polar magnetic bays and their mid-latitude effects: case study	20
A.V. Timchenko, F.S. Bessarab, V.V. Denisenko	Correlation of Total Electron Content variations at magnetically conjugated points	24
В.Б. Белаховский, В.А. Пилипенко, Е.Е. Антонова, К. Шиокава, Ю. Миёси, Ю. Касахара, С. Касахара, Н. Хигасио	Анализ ускорения релятивистских электронов для интервала с магнитной бурей и без нее в мае-июне 2017 года	28
И.И. Ефишов, И.И. Шагимуратов, М.В. Клименко, Г.А. Якимова, Н.Ю. Тепеницина, М.В. Филатов	Эффекты бури 4 ноября 2021 года в полном электронном содержании ионосферы	32
Э.Г. Мирмович	Термосферно-ионосферные возмущения, опережающие магнитные, как краткосрочные предвестники прогноза магнитных бурь	36
В.А. Пархомов, В.Г. Еселевич, М.В. Еселевич, Б. Цэгмэд	Геоэффективность диамагнитных структур эруптивного протуберанца	39
С.Е. Ревунов, О.М. Бархатова, В.Г. Воробьев, А.Е. Барсукова	Прогноз изолированных суббурь, вызываемых солнечными плазменными потоками	46

## SESSION 2. FIELDS, CURRENTS, PARTICLES IN THE MAGNETOSPHERE

E.E. Antonova, I.P. Kirpichev, V.G. Vorobjev, O.I. Yagodkina, M.V. Stepanova, A.V. Eyelade, C.M. Espinoza, I.L. Ovchinnikov, D.Yu. Naiko, M.S. Pulnits Problems of magnetospheric dynamics and features of magnetospheric magnetic field structure 49

П.А. Климов, Г.И. Антонюк, В.В. Бенгин, А.Р. Иванова, В.В. Калегаев, К.Ф. Сигаева, Н.А. Власова, И.А. Золотарев Пульсирующие полярные сияния в ультрафиолетовом диапазоне и высыпания электронов высокой энергии по данным спутников «Ломоносов» и «Метеор-М2» 53

## SESSION 3. WAVES, WAVE-PARTICLE INTERACTION

В.Б. Белаховский, В.А. Пилипенко P<sub>13</sub> пульсации по данным одновременных наземных и спутниковых наблюдений во время сильной магнитной бури 08.09.2017 58

А.А. Власов, А.С. Леонович, Д.А. Козлов Поток надтепловых электронов, ускоряемых в ионосферу кинетическими альфвеновскими волнами и возможность формирования SAR arcs 62

Т.А. Яхнина, А.Г. Демехов, А.А. Любич, Ю.В. Федоренко, Е.Н. Ермакова Локализация магнитосферных источников геомагнитных пульсаций диапазона Pc1 по наблюдениям высыпаний энергичных заряженных частиц для события 20 июня 2013 года 66

## SESSION 4. THE SUN, SOLAR WIND, COSMIC RAYS

A.I. Podgorny, I.M. Podgorny, A.V. Borisenko Types of magnetic field configurations in which energy accumulation for flares is possible according to the results of MHD simulation above the active region in the real scale of time 70

D.B. Rozhdestvensky, V.I. Rozhdestvenskaya, V.A. Telegin Spectral analysis of solar activity and surface temperature 74

P. Srivastava, A.K. Singh Observational properties of Coronal Mass Ejections (CMEs) associated with the soft X-rays and geo-effectiveness during solar cycles 23 and 24 78

Ю.В. Балабин, Б.Б. Гвоздевский, А.В. Германенко, Е.А. Маурчев, Е.А. Михалко      Мюонные телескопы в составе комплексов для мониторинга космических лучей в Апатитах и Баренцбурге      82

Н.А. Бархатов, Е.А. Ревунова, А.Е. Барсукова      Сопоставление низкочастотных характеристик модельного спирального магнитного облака солнечного ветра с наблюдаемыми возмущениями      87

## SESSION 5. IONOSPHERE AND UPPER ATMOSPHERE

S.M. Cherniakov      Model estimation of total electron content calculation errors by the method of spaced reception of satellite signals      91

A.A. Namgaladze, M.V. Rybakov      The earthquakes and ionosphere physics coupling      95

A.V. Oinats, M.V. Tolstikov      Study of ionospheric irregularities using HF radars      98

О.И. Ахметов, И.В. Мингалев, О.В. Мингалев, В.Б. Белаховский, З.В. Суворова, Е.А. Маурчев, Ю.В. Балабин      Распространение электромагнитных волн ОНЧ диапазона в области высоких широт во время события GLE 70      102

В.Б. Белаховский, П.А. Будников, С.В. Пильгаев, В.А. Билин, А.В. Лосев      Влияние ионосферных возмущений на сцинтилляции ГЛОНАСС/GPS сигналов в авроральных широтах      106

В.А. Любчич, Ю.А. Шаповалова      Оценка применимости импедансного подхода в высоких широтах вблизи магнитосферных источников естественного электромагнитного поля      110

В. Николаева, Е. Гордеев      Моделирование электронной концентрации в авроральной зоне      114

Ю.В. Поклад, Б.Г. Гаврилов, В.М. Ермак, И.А. Ряховский      Изменения частот Шумановских резонансов во время рентгеновской вспышки X8.2 класса 10 сентября 2017 года      118

М.В. Рыбаков      Исследование субавроральной ионосферы в районе магнитно-ионосферной обсерватории Воейково посредством цифрового ионозонда CADI      122

И.И. Шагмуратов, М.В. Филатов, И.И. Ефишов, Н.Ю. Тепеницына, Г.А. Якимова	Проявления фазовых флуктуаций навигационных сигналов в авроральной и полярной ионосфере в максимуме солнечной активности	126
---	--	-----

## SESSION 6. LOW ATMOSPHERE, OZONE

A.S. Kirillov, R. Werner, V. Guineva	Electronic kinetics of molecular nitrogen in the middle atmospheres of Titan during precipitations of high-energetic particles	130
Y.Y. Kulikov, A.F. Andriyanov, V.G. Ryskin, V.M. Demkin, V.B. Belakhovsky, V.I. Demin, A.S. Kirillov, A.V. Losev, V.A. Shishaev, A.V. Poberovsky	Simultaneous microwave monitoring the diurnal variations of the mesospheric ozone on level 60 km in December 2021 on Apatity and Peterhof	136
О.В. Антоненко, А.С. Кириллов	Особенности ночного излучения верхней атмосферы Земли – полос Герцберга I на средних широтах в годы низкой и высокой солнечной активности	140
В.И. Демин	Создание однородного ряда среднемесячных температур воздуха в Апатитах (Мурманская область) для изучения климатических изменений	144
А.С. Кириллов, В.Б. Белаховский, Е.А. Маурчев, Ю.В. Балабин, А.В. Германенко, Б.Б. Гвоздевский	Кинетика N <sub>2</sub> и O <sub>2</sub> в средней атмосфере Земли во время событий GLE	149
Е.А. Федотова	Результаты тестирования радиационного блока модели общей циркуляции атмосферы Земли	154

## SESSION 7. HELIOBIOSPHERE

П.А. Кашулин, Н.В. Калачева	Солнечная активность, биоритмы растений и случайные события в неживых системах	158
Author index		162

DOI: 10.51981/2588-0039.2022.45.001

## STUDY OF AURORAL ACTIVITY THE MAIN PHASE OF MAGNETIC STORMS DURING CIR AND ICME EVENTS

R.N. Boroyev<sup>1,2</sup>, M.S. Vasiliev<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>*Yu.G. Shafer Institute of Cosmophysical Research and Aeronomy, Siberian Branch, Russian Academy of Sciences, 31 Lenin ave., Yakutsk, 677027, Russia*

<sup>2</sup>*M.K. Ammosov North-Eastern Federal University, 58 Belinsky str., Yakutsk, 677027, Russia*

### Abstract

The relationship of substorm indices with interplanetary medium parameters and magnetic storm characteristics during the main phase of magnetic storms caused by CIR and ICME events is investigated. Over the period 1990–2017, 107 magnetic storms driven by (81) CIR and (65) ICME events have been selected. Linear correlations between substorm indices and Dst variations, as well as with parameters of the interplanetary medium during the main phase of magnetic storms induced by CIR and ICME events, is analyzed.

### 1. Introduction

It is known that during periods of a prolonged southward Bz component of the interplanetary magnetic field (IMF) in the Earth's magnetosphere together with substorm disturbances there occur magnetic storms. The amplification of magnetospheric-ionospheric currents during magnetic storms leads to an increase the geomagnetic activity indices. The low latitude Dst index [Burton *et al.*, 1975] is used to estimate the magnetic storm intensity. The high latitude AE index characterizes the intensity of the auroral current and is an indicator of substorm activity [Davis and Sugiura, 1966]. Auroral activity is also assessed by the planetary (mid-latitude) Kp index [Khorosheva, 2007]. To take into account the spatial features of the influence of the equatorial drift of the auroral electrojet on AE and Kp during magnetic storms, we examine the SuperMAG SME index [Newell and Gjerloev, 2011]. The SME index is calculated using data from more than 100 geomagnetic stations, covering the range of geomagnetic latitudes from 40° to 80°. The SME index, unlike AE (Kp), allows for a more accurate assessment of the auroral electrojet intensity.

Correlation analysis of dependence between interplanetary medium parameters and geomagnetic indices activity during periods of magnetic storms showed that the southward Bz component of the IMF, whose efficiency is connected with the influence of SW electric field ( $E_{sw}=V \times B_z$ ), is the main reason for the generation of geomagnetic disturbances [Burton *et al.*, 1975; Gonzalez *et al.*, 1994; Kane, 2010]. However, the results of recent statistical and morphological studies suggest that the development of magnetic storms and substorms differs depending on the type of the solar wind (SW) [Gonzalez *et al.*, 1999; Plotnikov and Barkova, 2007; Yermolaev *et al.*, 2010]. The following SW types are distinguished: interplanetary coronal mass ejections (ICME) including magnetic clouds (MC) and pistons (ejecta), regions of interaction between fast and slow streams (CIR), and compression regions before ICME (Sheath). Each SW type has a specific set of SW and IMF parameters. The analysis of dependence between the geomagnetic indices and SW electric field revealed that the value of AE index during the main phase of magnetic storm does not depend on Esw or the dependency is weak ( $r < 0.5$ ) for almost all types of SW, except MC and Sh<sub>MC</sub> [Nikolaeva *et al.*, 2011]. In the event of MC a nonlinear dependence of the AE index on Esw is observed. The relation of Kp index and Esw is characterized by a linear empirical dependence for CIR events and nonmonotonic dependence for MC events [Plotnikov and Barkova, 2007]. In papers by Plotnikov and Barkova (2007), Nikolaeva *et al.* (2011), the extreme values of Dst, AE and Kp indices were compared with the minimum values of IMF Bz component and convective electric field Esw, or compared the minimum value of Dst ( $D_{st,min}$ ), values of AE and Kp at the moment of approach of  $D_{st,min}$  with the values of Bz (Esw) for this moment of time. These approaches compare only individual (extreme) points during the development of process and consider the dynamics of magnetic storm generation process rather weakly. In present paper we will consider average values of auroral indices during the main phase of magnetic storm and carried out the comparative analysis with average values of interplanetary medium parameters. The average values of interplanetary medium parameters and geomagnetic activity indices allow us to estimate the development of the magnetic storm main phase as a whole. A joint analysis of auroral indices allow one to understand a picture of development of the substorm disturbances during periods of a magnetic storm more precisely.

The purpose of this work is to investigate the relationship between the substorm activity and Dst index variation during the main phase of a magnetic storm, and also their dependence on the Esw (Bz) for various types of the SW.



## 2. Data and Results

For the period 1990–2017, we are selected 146 magnetic storms with  $Dst_{\min} \leq -50$  nT, induced by CIR (81) and ICME (65) events. Other SW types that induce a magnetic storm were not considered in this paper. A magnetic storm is considered to be related to SW of a given type if the main phase and the minimum Dst coincide in time with SW of this type. The method of classifying SW types is described in detail in [Yermolaev *et al.*, 2009, 2010]. On the website (<ftp.iki.rssi.ru/pub/omni/catalog>) is a catalog of SW types.

For each event we calculate average values of AE ( $\sum AE/\Delta T$ ), Kp ( $\sum Kp/\Delta T$ ), SME ( $\sum SME/\Delta T$ ) indices and the rate of magnetic storm development ( $|\Delta Dst|/\Delta T$ ). The  $\sum AE$ ,  $\sum Kp$  and  $\sum SME$  are summary values of geomagnetic indices during the main phase of magnetic storm. The duration of main phase ( $\Delta T$ ) have been determined as the temporal interval from the moment of sharp decrease of the Dst index ( $Dst_0$ ) up to the minimum value of Dst ( $Dst_{\min}$ ). The value of  $|\Delta Dst|$  has been calculated using the following formula:  $|\Delta Dst| = |Dst_{\min} - Dst_0|$ . Hourly indices were taken on the websites (<https://supermag.jhuapl.edu>, <http://wdc.kugi.kyotou.ac.jp/dstae/index.html>). To account for the SW and IMF parameters, hourly average data (<http://www.omniweb.com>) is used to determine average values of the dawn-to-dusk electric field and southward Bz during the main phase of magnetic storm. Coordinate system of the SW and IMF parameters is GSM. To reveal the relationship between the geomagnetic indices and interplanetary medium parameters, we have used a linear approximation as the simplest way to establish the relationship between the values. Pearson's correlation coefficients and their probabilities were calculated to establish statistical significance [Bendat and Piersol, 1971].

Fig. 1 presents the dependences of  $AE_{\text{aver}}$  and  $Kp_{\text{aver}}$  indices on the average value of SW electric field ( $Esw_{\text{aver}}$ ) for the magnetic storms induced by the CIR and ICME events. Because of the absence of data on the SW electric field in some events, Fig. 1 presents a smaller number of events. Fig. 1 shows that geomagnetic indices (AE, Kp) linearly depend on  $Esw_{\text{aver}}$  for the magnetic storms induced by the CIR and ICME events. For the ICME events the highest correlation coefficient between  $Kp_{\text{aver}}$  and  $Esw_{\text{aver}}$  is observed ( $r=0.77$ ,  $P=0.99$ ).

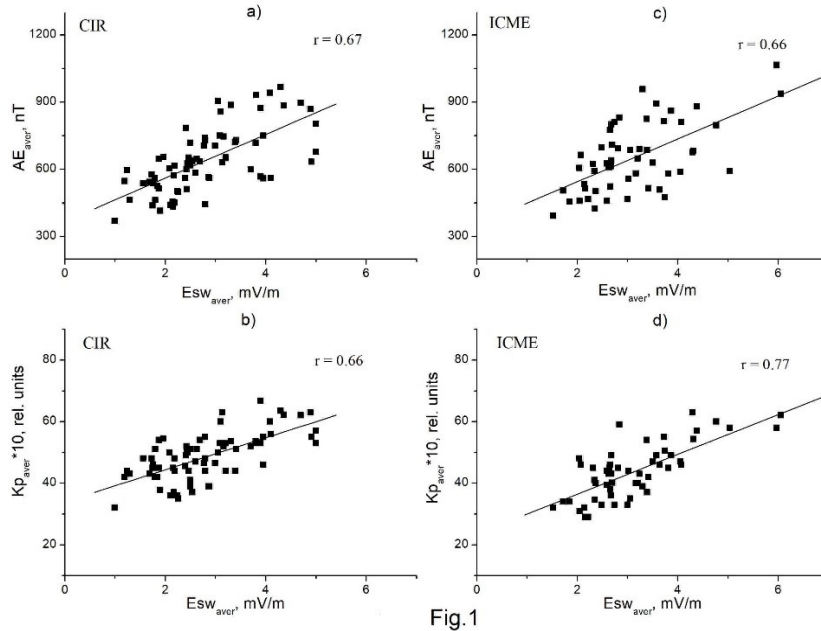


Fig.1

**Figure 1.** Dependence of  $AE_{\text{aver}}$ ,  $Kp_{\text{aver}}$  indices on the average value of electric field of the solar wind for the storms induced by the CIR (a, b) and ICME (c, d) events: squares — separate magnetic storms; straight lines — linear approximation;  $r$  — correlation coefficient.

Fig. 2 illustrates the correlation between  $SME_{\text{aver}}$  and  $Esw_{\text{aver}}$  ( $|Bz_{\text{aver}}|$ ) for CIR- and ICME-induced magnetic storms. Fig. 2 indicates that for SW of both types  $SME_{\text{aver}}$  increases linearly with  $Esw_{\text{aver}}$  and  $|Bz_{\text{aver}}|$ . There are high and close correlation coefficients between  $SME_{\text{aver}}$  and  $Esw_{\text{aver}}$  for CIR ( $r=0.77$ ) and ICME ( $r=0.81$ ) events, whereas the correlation coefficients between  $SME_{\text{aver}}$  and  $|Bz_{\text{aver}}|$  for CIR ( $r=0.62$ ) and ICME ( $r=0.73$ ) are lower and markedly different (Fig. 2, b, d).

Fig.3 (a, c) shows the correlation between  $SME_{\text{aver}}$  and the rate of magnetic storm development ( $|\Delta Dst|/\Delta T$ ) during CIR and ICME events. The relationship between  $SME_{\text{aver}}$  and  $|Dst_{\min}|$  is displayed in Fig. 3 (b, d). Fig. 3, a, c shows that in magnetic storm main phases during CIR and ICME events  $SME_{\text{aver}}$  increases with  $|\Delta Dst|/\Delta T$ . We have obtained close correlation coefficients between  $SME_{\text{aver}}$  and  $|\Delta Dst|/\Delta T$  for CIR ( $r=0.5$ ) and ICME ( $r=0.54$ ) events. For CIR ( $r=0.67$ ) and ICME ( $r=0.6$ ) events, high correlation coefficients are also observed between  $SME_{\text{aver}}$  and  $|Dst_{\min}|$  (Fig. 3 (b, d)). The slope of straight lines relative to the X-axis differ slightly for CIR and ICME events.

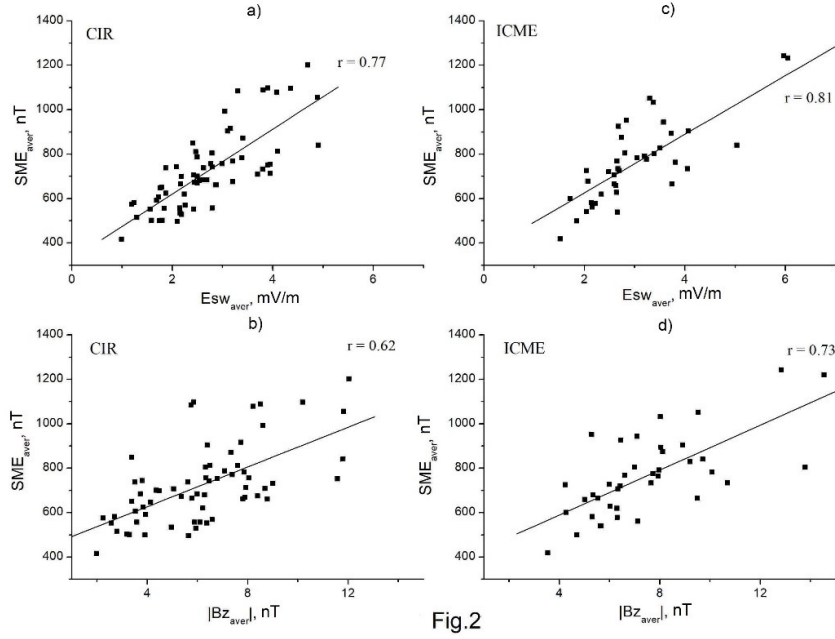


Fig.2

**Figure 2.**  $SME_{aver}$  versus the mean values of the SW electric field and the southward IMF Bz modulus during main phases of CIR- and ICME-induced magnetic storms.

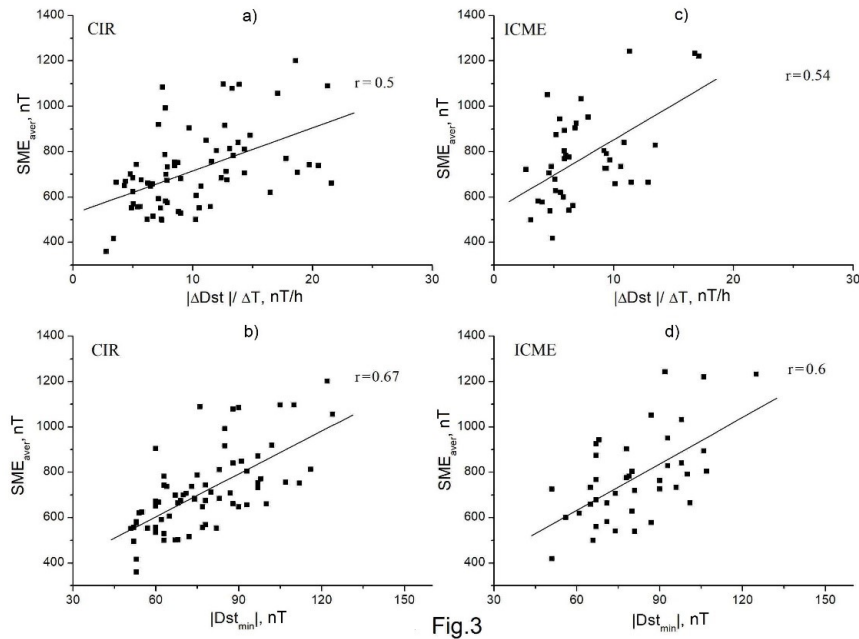


Fig.3

**Figure 3.**  $SME_{aver}$  versus the magnetic storm development rate and the  $Dst_{min}$  modulus during main phases of CIR- and ICME-induced magnetic storms.

### 3. Discussion and conclusion

The relationship of the geomagnetic indices both with the magnetic storm characteristics ( $|\Delta Dst|/\Delta T$  and  $|Dst_{min}|$ ) and SW electric field during the main phase of magnetic storms induced by the CIR and ICME events for the 1979 to 2000 period was studied. A joint analysis of geomagnetic indices (AE, Kp) allowed us to assume that the obtained correlation coefficients of the substorm indices (AE, Kp) during the main phase of magnetic storms induced by the CIR and ICME events were associated with the location of auroral currents relative to the stations by which the AE and Kp indices were constructed. We associated the shift of auroral currents with the value of southward Bz IMF during CIR and ICME events. In the CIR events, unlike the ICME ones, small values of southward Bz IMF were observed. Perhaps, a significant increase of the southward IMF Bz in the ICME events leads to a shift of auroral current to lower latitudes, as a result we observe a higher correlation coefficient between  $Kp_{aver}$  &  $Esw_{aver}$  ( $Kp_{aver}$  &  $|Bz_{aver}|$ ) than in CIR events. We see a similar pattern between auroral indices (AE, Kp) and the rate of storm development ( $|\Delta Dst|/\Delta T$ )

[Boroyev *et al.*, 2020]. It is known that the variation of the Dst index ( $d|Dst|/dt$ ) during the main phase of magnetic storm is caused by the SW electric field [Kane, 2010; Yermolaev *et al.*, 2010; Nikolaeva *et al.*, 2014]. If we accept variations of Dst index as  $|\Delta Dst|/\Delta T$  then in the work by Yermolaev *et al.* (2016) the rate of storm development is defined by the average value of SW electric field ( $E_{sw_{aver}}$ ), which is a modification of Burton *et al.* (1975) formula. Thus, a comparative analysis of variations of substorm indices (AE, Kp) allows us to estimate the possible location of auroral currents during periods of the main phase of magnetic storms during the CIR and ICME events. The latitude of auroral electrojets during CIR and ICME events does not affect the SME index, as opposed to the AE and Kp indices. As seen in Figure 2, b, d, there are high and close correlation coefficients between SME and during CIR ( $r=0.77$ ) and ICME ( $r=0.81$ ) events. The SW type has no effect on the relationship between  $SME_{aver}$  and  $E_{sw_{aver}}$ . We see a similar pattern between SME and  $|\Delta Dst|/\Delta T$ .

The results of the analysis lead to the following conclusions:

1. The analysis of average values of AE and Kp indices during the main phase of magnetic storm depending on the SW electric field has shown that geomagnetic indices (AE, Kp) linearly depend on  $E_{sw_{aver}}$  for the magnetic storms induced by the CIR and ICME events. For the ICME events the highest correlation coefficient between  $Kp_{aver}$  and  $E_{sw_{aver}}$  is observed ( $r=0.77$ ).

2. It is shown that there is a strong correlation between the SME index and interplanetary medium parameters at the main phase of magnetic storms during CIR and ICME events. Unlike the AE and Kp, the close values of correlation coefficients between SME and SW electric field (southward IMF Bz) were obtained for CIR and ICME events. The relationship with the SW type (CIR/ICME) between the SME and the interplanetary medium parameters has not been found.

This work was supported by the Ministry of Science and Higher Education of the Russian Federation and Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences (registration number 122011700182-1).

## References

- Bendat J.S., Piersol A.G. Random data: analysis and measurement procedures. 1971, New York: Wiley, 407.
- Boroyev R.N., Vasiliev M.S., Baishev D.G. The relationship between geomagnetic indices and the interplanetary medium parameters in magnetic storm main phases during CIR and ICME events. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* 2020, vol. 204, 105290. doi: 10.1016/j.jastp.2020.105290
- Burton R.K., McPherron R.L., Russell C.T. An empirical relationship between interplanetary conditions and Dst. *Journal of Geophysical Research* 1975, vol. 80, pp. 4204-4214.
- Davis T.N., Sugiura M. Auroral electrojet activity index AE and its universal time variations. *Journal of Geophysical Research* 1966, vol. 71, pp. 785-801.
- Gonzalez W.D., Joselyn J.A., Kamide Y., Kroehl H.W., Rostoker G., Tsurutani B.T., Vasyliunas V. What is a geomagnetic storm? *Journal of Geophysical Research* 1994, vol. 99, pp. 5771-5792.
- Gonzalez W.D., Tsurutani B.T., Gonzalez A.L.C. Interplanetary origin of geomagnetic storms. *Space Sci. Rev.* 1999, vol. 88, pp. 529-562. doi: 10.1023/A:1005160129098
- Kane R.P. Scatter in the plots of Dst(min) versus Bz(min). *Planetary and Space Science* 2010, vol. 58, pp. 1792-1801. doi: <https://doi.org/10.1016/j.pss.2010.07.026>
- Khorosheva O.V. Relation of geomagnetic disturbances to the dynamics of the magnetosphere and the parameters of the interplanetary medium. *Geomagnetism and Aeronomy* 2007, vol. 47, no. 5, pp. 543-547. doi: 10.1134/S0016793207050015
- Newell P.T., Gjerloev J.W. Substorm and magnetosphere characteristic scales inferred from the SuperMAG auroral electrojet indices. *J. Geophys. Res.* 2011, vol. 116, A12232. doi: 10.1029/2011JA016936
- Nikolaeva N.S., Yermolaev Y.I., Lodkina I.G. Dependence of geomagnetic activity during magnetic storms on the solar wind parameters for different types of streams. *Geomagnetism and Aeronomy* 2011, vol. 51, no. 1, pp. 49-65. doi: 10.1134/S0016793211010099
- Nikolaeva N.S., Yermolaev Yu.I., Lodkina I.G. Dependence of geomagnetic activity during magnetic storms on solar-wind parameters for different types of streams: 4. Simulation for magnetic clouds. *Geomagnetism and Aeronomy* 2014, vol. 54, pp. 152-161. doi: <https://doi.org/10.1134/S0016793214020145>
- Plotnikov I.Ya., Barkova E.S. Advances in space research nonlinear dependence of Dst and AE indices on the electric field of magnetic clouds. *Advances in Space Research* 2007, vol. 40, pp. 1858-1862.
- Yermolaev Yu.I., Nikolaeva N.S., Lodkina I.G., Yermolaev M.Yu. Catalog of large-scale solar wind phenomena during 1976-2000. *Kosm. Issled.* 2009, vol. 47 (2), pp. 99-113.
- Yermolaev Yu.I., Nikolaeva N.S., Lodkina I.G., Yermolaev M.Yu. Specific interplanetary conditions for CIR-, Sheath-, and ICME induced geomagnetic storms obtained by double superposed epoch analysis. *Annals of Geophysics* 2010, vol. 28, pp. 2177-2186.
- Yermolaev Yu.I., Lodkina I.G., Nikolaeva N.S., Yermolaev M.Yu. Does the duration of the magnetic storm recovery phase depend on the development rate in its main phase? 2. A New Method. *Geomagnetism and Aeronomy* 2016, vol. 56, pp. 276-280. doi: <https://doi.org/10.1134/S001679321603004X>

DOI: 10.51981/2588-0039.2022.45.002

## GEOINDUCED CURRENTS DURING MODERATE GEOMAGNETIC STORM 12-13 SEPTEMBER 2017

I.V. Despirak<sup>1</sup>, P.V. Setsko<sup>1</sup>, Ya.A. Sakharov<sup>1</sup>, A.A. Lubchich<sup>1</sup>, V.A. Bilin<sup>1</sup>, V.N. Selivanov<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Polar Geophysical Institute, Apatity, Russia; e-mail: despirak@gmail.com*

<sup>2</sup>*Northern Energetic Research Center, Kola Scientific Centre RAS, Apatity, Russia*

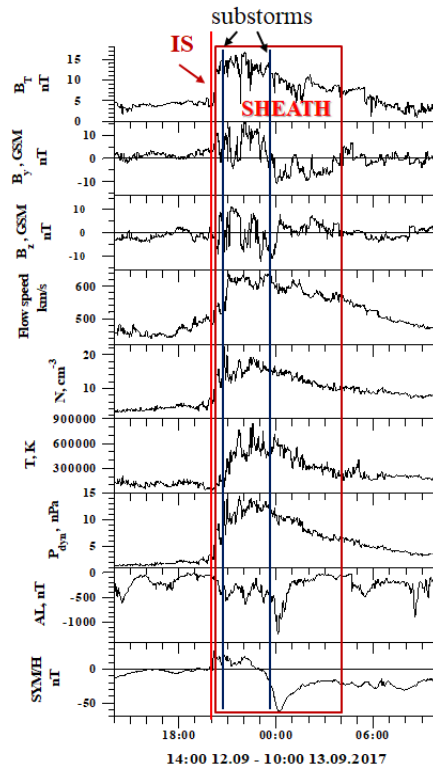
**Abstract.** The complex space weather events of September 2017 included interplanetary coronal mass ejections (ICMEs), magnetic clouds (MCs), Sheaths, Corotating Interaction Regions (CIRs), solar wind high-speed streams (HSSs), fast forward shocks. In this report we will consider the geomagnetic activity and appearance of geinduced currents (GICs) during moderate magnetic storm (SYM/H  $\sim -65$  nT) occurring on September 12-13 caused by Sheath southward IMF. It is known that one of the important sources of GIC in the auroral zone is the amplification and motion of electrojets during substorms. At the background on the storm on 12-13 September 2017 two intense substorms (SML $\sim 1070$  and  $\sim 1540$  nT) were registered. We analyzed the fine spatiotemporal structure of electrojet development during substorms using the latitudinal profiles of the equivalent currents of the MIRACLE system and IMAGE magnetometers data. The appearance of GICs were controlled by data from Vykhodnoy (VKH) and Kondopoga (KND) stations in the North-West of Russia (PGI, EURISGIC, eurisgic.ru), and from gas pipeline near Mantsala (MAN) in the South of Finland. It was shown that the appearance of GIC at different latitudes is associated with the movement of the westward electrojet to the pole during expansion phase of substorm. Besides, it was found that the source of one of the GIC bursts was a short pulse of Pc5 pulsations at the recovery phase of intense substorm. The paper also shows a relationship between an increase in the geomagnetic indices IL and Wp and the appearance of GIC, which also indicates the dependence of the appearance of GIC on substorm activity.

### Introduction

Geinduced currents (GIC), which occur both on power lines and pipelines, can have a negative impact on technological networks up to blackouts [1]. Along with studies of the causes of GICs, an important item of the protection from adverse effects of space weather is the monitoring geomagnetic field disturbances and recording of the development of GICs in actual power systems. The excitation of GICs in power transmission lines is controlled in many countries located in both high and middle geomagnetic latitudes [2], [3]. The European Risk from Geomagnetically Induced Currents (EURISGIC) project organized a system of continuous GIC observations at three to five nodes of the operating power transmission line, which runs from south to north across Karelia and the Kola Peninsula, from 2011 to the present [4-6]. It should be noted that this system is located precisely in the auroral latitudes, where substorms are usually observed, therefore it is possible to study the relationship between auroral electrojets enhancement and moving and appearance of GICs. Recently, it was shown, that one of the source of GIC in auroral zone is the movement and the enhancement of the westward electrojet during substorms [7], [8], [9].

September 2017 was an extremely active space-weather period with multiple events leading to varying impacts on the Earth's magnetosphere. A large number of space-weather events took place during a period of only one month and resulted in several geomagnetic effects such as magnetic storms (of varying intensity), substorms, and HILDCAAs [10]. Appearance of intense GICs during the first space-weather event on September 7-8, 2017, associated with the development of two strong substorms (supersubstorms), which were observed against the background of two magnetic storms caused by two successive CMEs, was discussed in our previous work [9]. In this work we considered following event of space weather registered in September 2017, the event on 12-13 September, when a moderate magnetic storm (SYM-H  $\sim -65$  nT) developed, caused by Coronal Mass Ejection, and when GICs appear on Karelian-Kola power line (Vykhodnoy and Revda stations) and Finland gas pipeline near Mantsala.

Solar wind and interplanetary magnetic field (IMF) parameters on 12-13 September 2017 are shown in Figure 1. The fast shock (IS) occurred at  $\sim 19:55$  UT on September 12. It was associated with CME on September 10 [10]. The moment of IS registration is marked by red vertical line and inscription – IS. Then the plasma compressed region SHEATH was registered after IS, from  $\sim 20$  UT on September 12 to  $\sim 04$  UT on September 13. The boundaries of the SHEATHs are marked by the red rectangle and inscription: SHEATH. It is seen that some discrete southward Bz periods were observed ( $\sim -10$  nT). They led to a moderate magnetic storm (SYM/H  $\sim -65$  nT) at  $\sim 00:10$  UT on September 13. It should be noted that only the SHEATH was detected in this case, not MC or EJECTA [10]. At the background of the storm two intense substorms (SML  $\sim 1070$  and  $\sim 1540$  nT) were registered. We analyzed the fine spatio-temporal structure of the westward electrojet development during these substorms and magnetic pulsations registered at the substorm recovery phase.



**Figure 1.** Variations of the solar wind and IMF parameters ( $B_T$ ,  $B_y$ ,  $B_z$ ,  $V$ ,  $N$ ,  $T$ ,  $P_{\text{dyn}}$ ) and some geomagnetic indexes ( $AL$ ,  $SYMH$ ) from 14 on 12 September to 10 UT on 13 September 2017. The boundaries of the solar wind types are marked by the red rectangle and inscription: SHEATH or IS. Moment of shock wave (IS) is marked by red vertical line, moments of the substorm onsets are shown by the vertical blue lines.

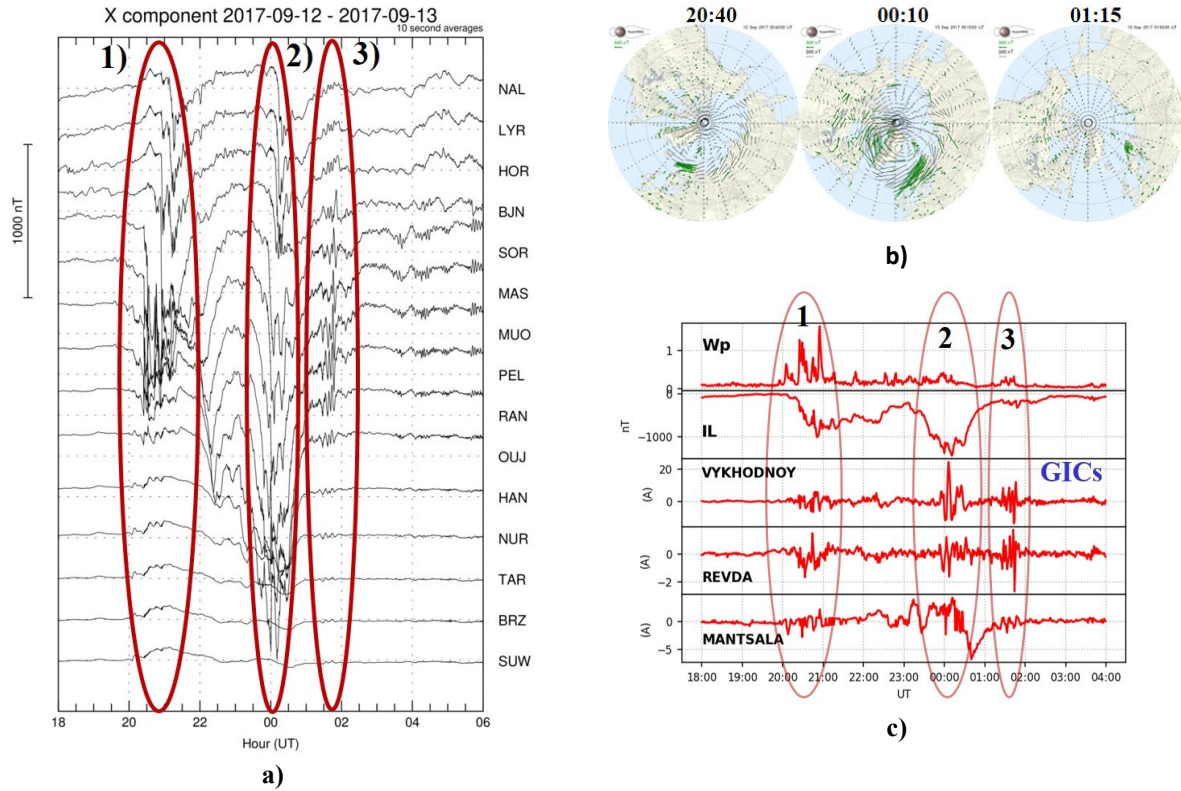
## Data

To analyze the GIC appearance, data from two recording systems were used: 1) EURISGIC (<http://eurisgic.ru/>), located in the North-West of Russia in auroral zone; the points of registration of the GIC and the location of magnetometers can be found in previous works [4], [5], [6]. 2) GIC registration system in Finland obtained from gas pipeline near Mantsala is the subauroral zone (<https://space.fmi.fi/gic/index.php>) The geographic coordinates of substations, whose data are used in the work: Vykhodnoy (VKH) ( $68.8^\circ$  N,  $33.1^\circ$  E), Revda (RVD) ( $67.9^\circ$  N,  $34.1^\circ$  E) and Mantsala (MAN) ( $60.6^\circ$  N,  $25.2^\circ$  E). The spatial distribution of the substorm was determined using the magnetometers of the IMAGE (<http://space.fmi.fi/image/>) and SuperMAG (<http://supermag.jhuapl.edu/>) networks. The IL- and SML- indexes are also taken from IMAGE and SuperMAG networks, correspondingly. Note, that the IL index shows the variation of the magnetic field at the selected IMAGE stations, that is, in essence, it is similar to the AL index, which is associated with the auroral electrojet. To study the spatial distribution of magnetic disturbances on the IMAGE profile, instant maps of the distribution of ionospheric equivalent electric currents MIRACLE (<https://space.fmi.fi/MIRACLE/>) were analyzed. We used also the  $W_p$  (wave and planetary) index is related to the power of the Pi2 pulsation wave at low latitudes and associated with onset of substorm. The solar wind and IMF parameters are taken from OMNI database <ftp://ftp.iki.rssi.ru/omni/> and the catalog of large-scale solar wind types <ftp://ftp.iki.rssi.ru/pub/omni/catalog>.

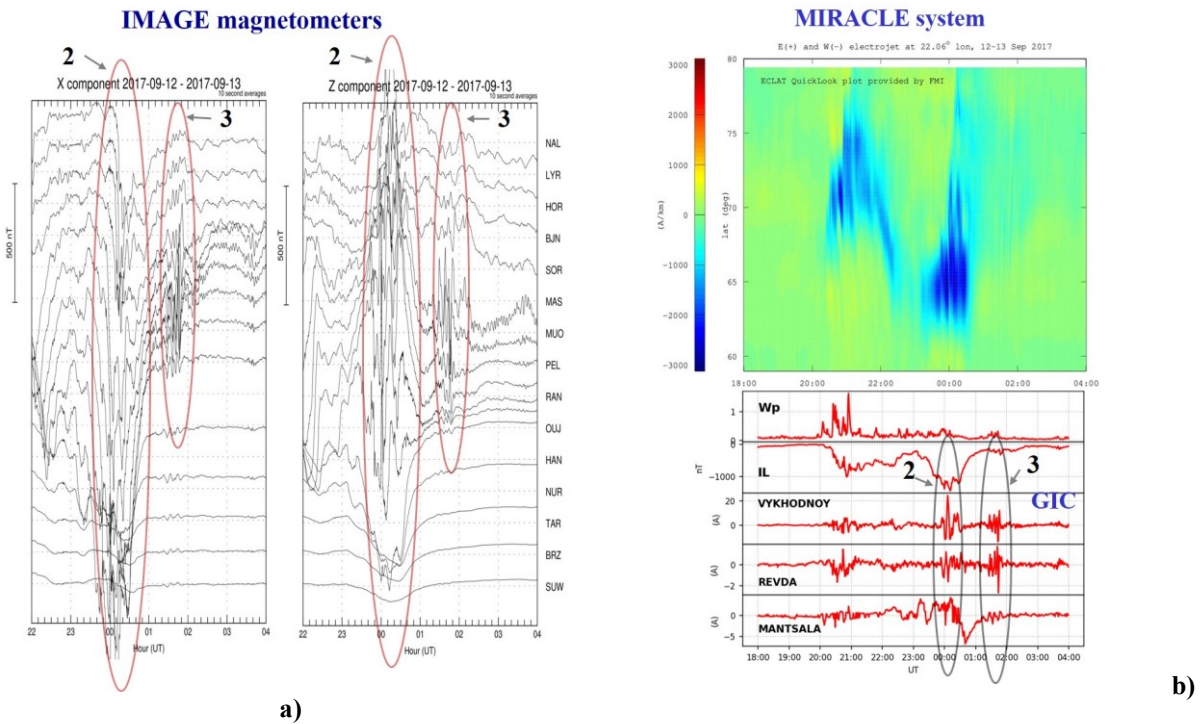
## Results

### 1. First substorm at 20:20 UT on 12 September 2017

First substorm began at  $\sim 20:25$  UT on September 12 on OIJ station, spread rapidly to SOR station and then to NAL station. This substorm consists of 3 activations, which marked as 1, 2, 3 in the Fig. 2: at  $\sim 20:25$ ,  $\sim 20:45$   $\sim 21:10$  UT. We can see these activations in the profile of  $W_p$  index. Accordingly SuperMAG maps at 20:40 UT GIC registration stations were around midnight sector. More details the thin spatio-temporal picture can be considered on the MIRACLE map (Fig. 3b). It is seen that the westward electrojet start moving from auroral latitudes ( $\sim 67^\circ$  N) to high latitudes ( $\sim 78^\circ$  N geographical latitude). After  $\sim 21:20$  UT recovery phase began: disturbances moved back from the pole to the auroral latitudes ( $\sim 64^\circ$  N). So, we observed first pick of GICs during first substorm activation on Mantsala station, second peak of GIC (corresponds to second substorm activation) was registered at all stations (VKH, RVD and MAN), and third peak - during third substorm activation - was observed only on VKH, because disturbances were at high latitudes in this moment, where VKH station is located.



**Figure 2.** September 12-13, 2017 from 18 to 06 UT, red ovals shown three periods for the study: X-components of geomagnetic field from IMAGE magnetometers (chain SUW-NAL) (a); three maps of magnetic vectors from SuperMag network (b) Wp and IL indexes and GIC registration on Mäntsälä, Revda and Vykhodnoy stations (c).



**Figure 3.** Second and third periods in more details, from 22 to 04 UT 12-13 September 2017. Format Fig.3 is the same as Fig.2. But additional are presented the latitudinal profile of the electrojets, obtained using the MIRACLE system (b) and Z-components of geomagnetic field (a).

## 2. Second substorm at 23:20 UT on 12 September 2017

Second substorm began at ~23:30 UT on September 12 on HAN station and spread to NAL station, where start of disturbance was ~00:10 UT on September 13. Note, this substorm belongs to the “high-latitude” ones, since, according to Z-component variations, center of westward electrojet moved from OJ to LYR. According to the data from MIRACLE system, the disturbances began at geographic latitude ~63-64° N, and then we see the expansion of westward electrojet to the pole to the latitude ~78° N (to the NAL station). As seen from SuperMAG maps, disturbance developed in the morning sector around 2-3 MLT, GIC registration stations were after midnight sector. And at this time in the GICs profile data we can see the most intense GICs on Vykhodnoy (>20A) and Revda (~2A) stations during an expansion phase of a substorm. So, we also see the spatiotemporal development of this substorm, the rapid expansion of the electrojet to the west, which corresponds to the almost simultaneous appearance of GIC peaks from Mantsala station to Vykhodnoy station.

## 3. Magnetic pulsation Pc5 at 01:30 UT on 13 September 2017

On the recovery phase of second intense substorm there were magnetic pulsation Pc5 at ~01:30 UT (Fig. 2 and Fig. 3). It is a short burst of Pc5 at a frequency of ~3 MHz with an amplitude maximum at auroral latitudes. This is a typical event for the early morning during the recovery phase of a substorm. At this time in the GICs profile data we can see the most intense GICs on Vykhodnoy (~14A), Revda (~3A), Mantsala (~2.5A) stations. So, the magnetic pulsations Pc5 are also seen in the GICs data at all stations, but with a difference in amplitude depending on latitude.

## Conclusions

Three events of GIC occurrence during moderate storm on 12-13 September 2017 were connected with the westward electrojet increasing and expansion during two substorms and with a short burst of Pc5 pulsations.

1) During first event it was possible to trace the appearance of GICs on the meridional profile (from Mantsala to Vykhodnoy) in accordance with the thin spatial - temporal structure of the substorm.

2) The most intense GICs (> 20A) were recorded in the expansion phase of the midnight intense substorm almost simultaneously at all observation latitudes.

3) The source of the third GIC burst was a short pulse of Pc5 pulsations at the recovery phase of intense substorm.

4) As in our earlier cases [9], there is a good accordance between the appearance of GICs and the increase in geomagnetic IL index, demonstrating the intensity of the westward electrojet on the IMAGE meridian, and Wp index, characterizing the onset of a substorm.

## Acknowledgments

The authors are grateful to the creators of the OMNI databases, SuperMAG (<http://supermag.jhuapl.edu/>), AMPERE (<http://ampere.jhuapl.edu/>), Northern Transit GICs system (<https://eurisgic.org/>) for the ability to use them in our work. Mantsala GIC data as well as IL-index are taken from (<https://space.fmi.fi/image/>), Wp index are taken from (<https://www.isee.nagoya-u.ac.jp/>). The work of P.V. Setsko, I.V. Despirak, A.A. Lubchich and V.A. Bilin was supported by the RFBR (№ 20-55-18003 Bulg\_a) and National Science Fund of Bulgaria (NSFB) (№ KII-06-Русия/15). The work of Ya.A. Sakharov and V.N. Selivanov was supported by RSF (№ 22-29-00413, <https://rscf.ru/project/22-29-00413>).

## References

1. Lakhina G.S., Hajra R., Tsurutani B.T. (2020). Geomagnetically induced current. *Springer Nature Switzerland AG* 2020 H.K. Gupta (ed.), *Encyclopedia of Solid Earth Geophysics, Encyclopedia of Earth Sciences Series*, [https://doi.org/10.1007/978-3-030-10475-7\\_245-1](https://doi.org/10.1007/978-3-030-10475-7_245-1)
2. Pulkkinen A., Lindahl S., Viljanen A., Pirjola R. (2005). Geomagnetic storm of 29–31 October 2003: Geomagnetically induced currents and their relation to problems in the Swedish high-voltage power transmission system, *Space Weather*, vol. 3, no. 8, S08C03. <https://doi.org/10.1029/2004SW000123>
3. Mac Manus D.H., Rodger C.J., Dalzell M., Thomson A.W.P., Clilverd M.A., Petersen T., Wolf M.M., Thomson N.R., Divett T. (2017). Long-term geomagnetically induced current observations in New Zealand: Earth return corrections and geomagnetic field driver, *Space Weather*, vol. 15, pp. 1020–1038. doi:10.1002/2017SW001635
4. Sakharov Ya.A., Danilin A.N., Ostafichuk R.M. (2007). Recording of GICs in power systems of the Kola Peninsula, in *Trudy 7-go Mezhdunar. simp. po elektromagnitnoi sovmestimosti i elektromagnitnoi ekologii* (Proceedings of the 7th International Symposium on Electromagnetic Compatibility and Electromagnetic Ecology), St. Petersburg: IEEE, pp. 291–293.
5. Sakharov Ya.A., Katkalov Yu.V., Selivanov V.N., Viljanen A. (2016). Recording of GICs in a regional power system, in *Prakticheskie aspekty geliogeofiziki, Materialy spetsial'noi sekcii "Prakticheskie aspekty nauki kosmicheskoi pogody" 11-i ezhegodnoi konferentsii "Fizika plazmy v solnechnoi sisteme"* (Practical Aspects of Heliogeophysics: Proceedings of the Special Section "Practical Aspects of the Science of Space Weather" of the 11th Annual Conference "Physics of Plasma in the Solar System"), Moscow, IKI, pp. 134–145.

6. Sakharov Ya.A., Selivanov V.N., Bilin V.A., Nikolaev V.G. (2019). Extremal values of geomagnetically induced currents in the regional power system. *"Physics of Auroral Phenomena"*, Proc. XLII Annual Seminar, Apatity, pp. 53-56. DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2019.42.53-56 (in Russian).
7. Vorobjev V.G., Sakharov Ya.A., Yagodkina O.I., Petrukovich A.A., Selivanov V.N. (2018). Geinduced currents and their relationship with the western electrojet position and auroral precipitation boundaries, *Tr. Kol'sk. Nauchn. Tsentra Ross. Akad. Nauk*, vol. 4, pp. 16–28. <https://doi.org/10.25702/KSC.2307-5252.2018.9.5.16-28>
8. Tsurutani B.T., Hajra R. (2021). The Interplanetary and Magnetospheric causes of Geomagnetically Induced Currents (GICs) > 10 A in the Mantsala Finland Pipeline: 1999 through 2019. *J. Space Weather Space Clim.*, vol. 11, pp. 23. <https://doi.org/10.1051/swsc/2021001>
9. Despirak I.V., Setsko P.V., Sakharov Ya.A., Lyubchich A.A., Selivanov V.N., Valev D. (2022). Observations of geomagnetic induced currents in Northwestern Russia: case studies. *Geomagnetism and Aeronomy*, vol. 62, no. 6, pp. 711–723.
10. Hajra R., Tsurutani B.T., Lakhina G.S. (2020). The complex space weather events of 2017 September, *The Astrophysical Journal*, vol. 899:3 (15pp). <https://doi.org/10.3847/1538-4357/aba2c5>



DOI: 10.51981/2588-0039.2022.45.003

## MAGNETIC STORM ON 20 APRIL 2020: SPATIAL DEVELOPMENT OF THE SUBSTORM IN THE MAIN PHASE

L.I. Gromova<sup>1</sup>, N.G. Kleimenova<sup>2</sup>, I.V. Despirak<sup>3</sup>, S.V. Gromov<sup>1</sup>, A.A. Lubchich<sup>3</sup>, L.M. Malysheva<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere, and Radio Wave Propagation, Moscow, Troitsk, Russia; e-mail: gromova@izmiran.ru

<sup>2</sup>Schmidt Institute Physics of the Earth RAS, Moscow, Russia

<sup>3</sup>Polar Geophysical Institute, Apatity, Russia

**Abstract.** The global features of the spatial-temporal distribution of high-latitude geomagnetic disturbances during the main phase of the first magnetic storm (20 April 2020) of the new, 25-th cycle of the solar activity have been studied. Basing on the ground based measurements by the global networks SuperMAG, INTERMAGNET and satellite data of AMPERE project (Active Magnetosphere and Planetary Electrodynamics Response Experiment), it was shown that the geomagnetic disturbances during this storm was significant ( $Kp = 5$ ) despite the low speed of the magnetic cloud caused this storm. The intense (the peak intensity  $> -1000$  nT) auroral substorm was observed in the storm main phase. The scenario of this substorm likes to the scenario of the supersubstorm (the peak intensity  $\sim -2500$  nT) in the main phase of the magnetic storm on 28 May 2011 when the conditions of the interplanetary magnetic field (IMF) were similar but the speed and dynamic pressure of the solar wind were slight higher. It was supposed that spatial development of the intense substorms during a storm main phase depends more on the appearance of large values of the southward IMF than on the speed and dynamic pressure of the solar wind and the global large-scale distribution is the common behavior of the intense substorm ( $SML$ -peak intensity  $\sim -1000$  nT) as well as of the supersubstorm ( $SML$ -peak intensity  $\sim -2500$  nT).

### Introduction

The first magnetic storm in the beginning of the new 25-th solar activity cycle occurred on 20 April 2020. It was associated with a *slow* magnetic cloud (*MC*) approached the magnetosphere of the Earth. The detailed overview of the solar event caused this magnetic cloud and, as a result, the considered magnetic storm, was reported in [Davies et al., 2021; O’Kane et al., 2021]. Usually, geoeffectiveness of *slow* magnetic clouds ( $V < 400$  km/s according to [Tsurutani et al., 2004]) is low, they do not cause intense storms [Richardson and Cane, 2012]. But in this case, *MC* was also characterized by significant amplitude of the southward IMF (the IMF  $B_z$  reached  $-15$  nT). Apparently, this led to the development of a moderate magnetic storm with the peak  $SYM/H \sim -70$  nT.

There are lot of works studying intense magnetic storms caused by *fast* magnetic clouds, e.g., [Tsurutani et al., 1992; Kleimenova et al., 2021, and references therein]. But magnetic storms associated with *slow* magnetic clouds have not been studied enough, as well as their high-latitude geomagnetic effects. e.g., [Nitta et al., 2021]. In [Gromova et al., 2022], it was shown that geoeffectiveness of the storm 20 April 2020 was rather high. It was discussed the geomagnetic disturbances in the morning-daytime sector of the polar latitudes ( $>70^\circ$  MLAT) and some features of substorms during the initial and main phases of the magnetic storm.

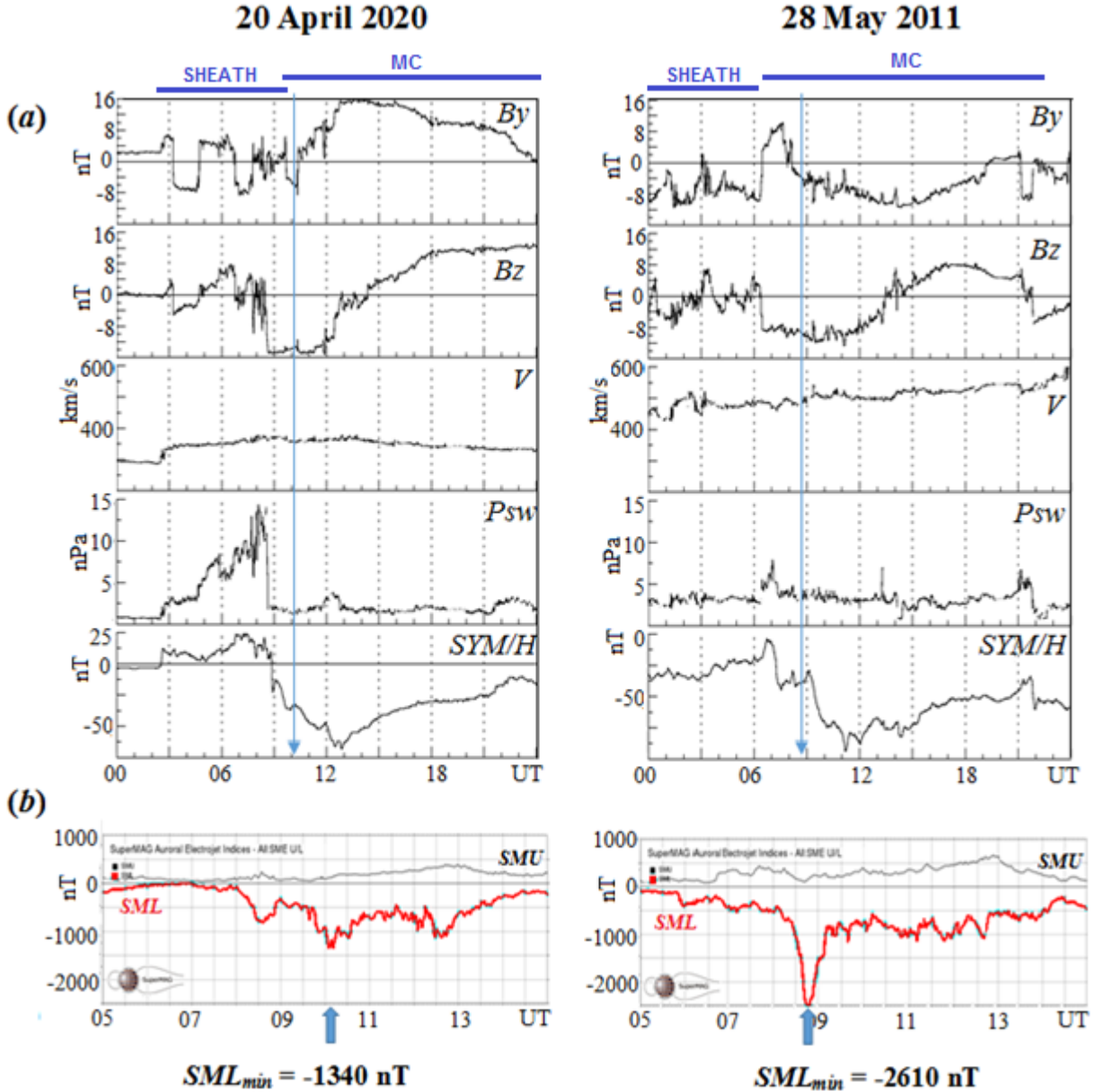
The aim of this paper is to study the global features of the spatio-temporal distribution of the intense substorm in the main phase of the storm on 20 April 2020 in the comparison with the scenario of the supersubstorm in the main phase of the magnetic storm on 28 May 2011 whose main phase occurred at approximately the same UT.

### Observations and discussion

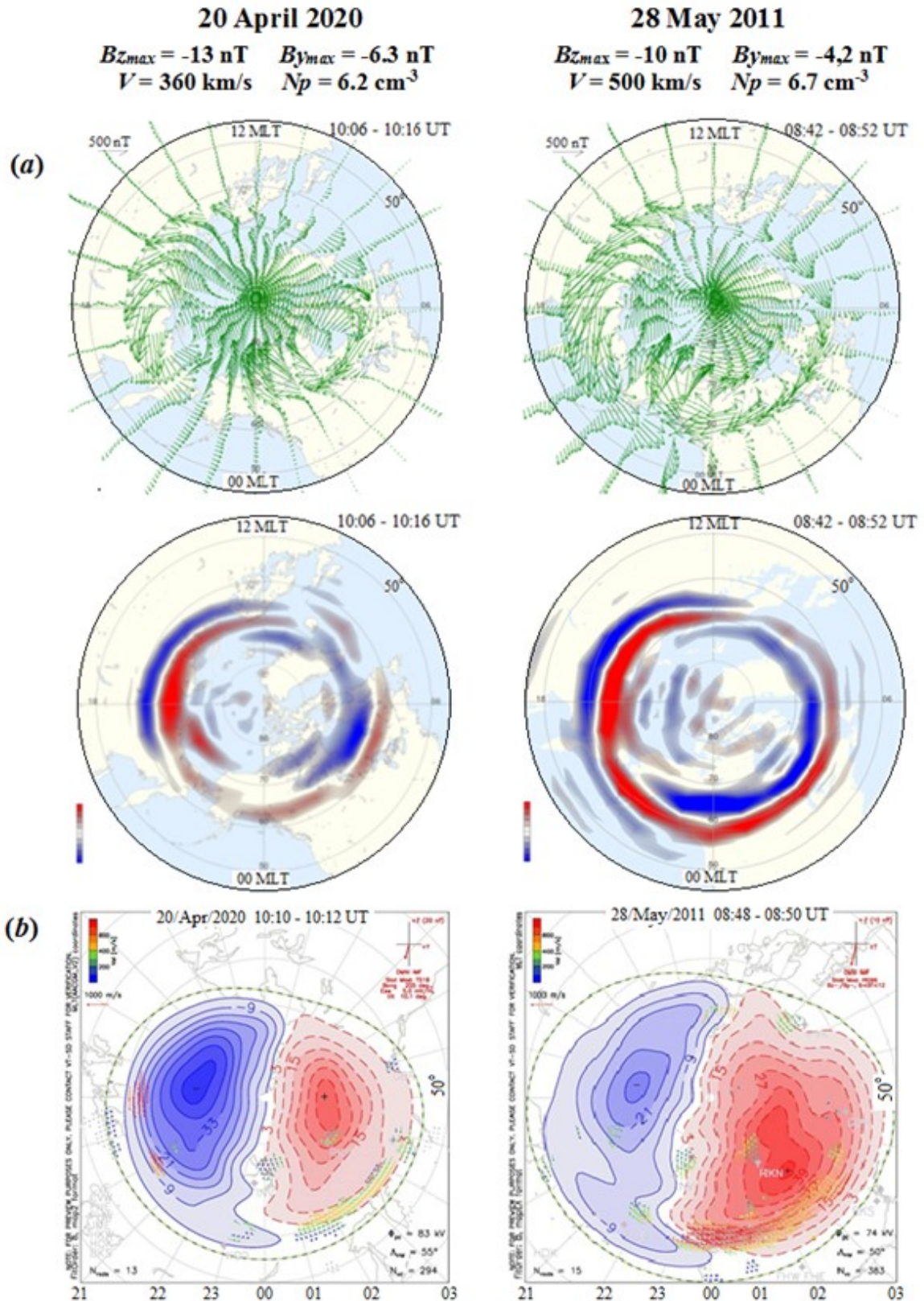
The variations of the IMF components  $B_y$ ,  $B_z$  and the speed ( $V$ ) and dynamic pressure ( $P_{sw}$ ) of the solar wind on 20 April 2020 and 28 May 2011 are shown in Figure 1a. The main phase of the storm on 20 April 2020 was developed after the sharp southward turn of the IMF  $B_z$  (to  $-15$  nT) that does not changed for about 4 hours under the unstable IMF  $B_y$ . At the same time the dynamic pressure of the solar wind dropped to 2 nPa, the solar wind speed remained low,  $\sim 350$ - $380$  km/s. The IMF conditions in the main phase of the storm on 28 May 2011 were similar but the speed and dynamic pressure of the solar wind were slight higher ( $\sim 500$  km/s and  $\sim 4$  nPa respectively).

The variation of the  $SML$ -index in Figure 1b display the intense substorm in the main phase of the storm on 20 April 2020 and the supersubstorm ( $SSS$ ) during the main phase of the storm on 28 May 2011. As-the peak intensity of the substorm as the supersubstorm one were observed under the significant negative IMF  $B_z$  and  $B_y$  and when some other parameters of the solar wind ( $V$  and  $P_{sw}$ ) were close. It made possible to compare development of the observed substorm and supersubstorm. The development of the supersubstorm in the main phase of the storm on 28 May 2011 was studied in [Despirak et al., 2022].

In Figure 2a, the spatio-temporal distribution of the intense substorm with comparison with the same of supersubstorm is demonstrated with AMPERE-maps constructed with registrations by the Iridium constellation of 66 satellites at 780 km altitude, distributed over six orbit planes spaced equally in longitude. The AMPERE-maps of the ionospheric currents (auroral electrojets) show that they developed in a similar way during the substorm(left) and supersubstorm (right) peak intensity. The intense and extended westward electrojet is observed in the midnight, morning, and dayside sectors and the intense eastward electrojet was observed in the afternoon and evening sectors, as it is typically for supersubstorms. But the maps of the Field-Aligned Currents (FACs) distribution show their enhancement as well. Notes, in the both events, the daytime-morning FACs demonstrate the complex latitude layered structure that could be caused geomagnetic disturbances in the polar latitudes in the morning and dayside sectors.



**Figure 1.** (a) Variation of the IMF  $B_y$ ,  $B_z$ , the solar wind speed ( $V$ ) and dynamic pressure ( $P_{sw}$ ), the global index of the geomagnetic activity SYM/H (1-min analog of  $Dst$ -index) on 20 April 2020 (left) and 28 May 2011(right). The boundaries of SHEATH regions and the MCs according to the catalog of the large-scale solar wind phenomena are indicated by blue bars. Thin blue arrow points the peak intensity of the substorm and supersubstorm; (b) variation of SML-index in 05-14 UT of 20 April 2020 (left) and 28 May 2011 (right). Thick blue arrow points the peak intensity of the substorm and the supersubstorm. Here we used the SML-index constructed from SuperMAG data (included more than 100 stations in between  $40^\circ$  and  $80^\circ$  MLAT) as a proxy of a substorm intensity instead of  $AL$ -index. Data from <https://omniweb.gsfc.nasa.gov/>, <http://iki.rssi.ru/pub/omni/catalog/>, <https://supermag.jhuapl.edu/>.



**Figure 2.** The peak intensity of the substorm (left) and supersubstorm (right). (a) AMPERE-derived maps of the spherical harmonic analysis of magnetic measurements, vectors of the magnetic field were rotated  $90^\circ$  clockwise to indicate ionospheric equivalent current direction, and *FAC* densities during the peak intensity of the substorm and supersubstorm; red and blue color shows the upward and downward currents respectively; (b) SuperDARN ionospheric convection maps along with *DP2* contours at the same interval. Data from <http://www.ampere/jhap1.edu>; <http://vt.superdarn.org/>.

The ionospheric currents presented as SuperDARN convection maps (see Figure2b) in the peak intensity of the substorm and supersubstorm could be considered as twin-vortices current system *DP2* with two large-scale convection vortices. As it is reported in [Kumar et al., 2020] under southward *Bz* and when the IMF *By* is negative, the dusk cell (negative) is stronger than dawn cell (positive). In our case, it is seen that the dusk cell of convection was stronger on 20 April 2020 than on 28 May 2011.

## Summary

The first magnetic storm in the new solar activity cycle was caused by *slow* magnetic cloud, but large negative values of the IMF *Bz* led to the significant geomagnetic activity expressed in the development of geomagnetic disturbances in the morning-dayside sector of the polar latitudes in the initial phase of the storm and intense substorm in the main phase that comparable with the supersubstorm on 28 May 2011.

It is shown that the intense substorm ( $SML_{min} = -1340$  nT) observed in the main phase of the magnetic storm on 20 April 2020 developed globally. Its spatial-temporal distribution was similar the scenario of the supersubstorm on 28 May 2011.

We found that the global scale distribution is common behavior of the intense substorm ( $SML$ -peak intensity  $> -1000$  nT) as well as of the supersubstorm ( $SML$ -peak intensity  $\sim -2500$  nT).

## References

- Davies E.E., Möstl C., Owens M.J., et al. (2021). In situ multi-spacecraft and remote imaging observations of the first CME detected by Solar Orbiter and BepiColombo, *A&A*, Vol 656, id. A2. <https://doi.org/10.1051/0004-6361/202040113>
- Despirak I.V., Kleimenova N.G., Lyubchich A.A., et al. (2022). Global development of the supersubstorm of May 28, 2011, *Geomagn. Aeron.*, Vol 62, No 3, pp. 325-335. <https://doi.org/10.1134/S0016793222030069>
- Gjerloev J.W. (2012). The SuperMAG data processing technique, *J. Geophys. Res.*, Vol 117, A09213. <https://doi.org/10.1029/2012JA017683>
- Gromova L.I., Kleimenova N.G., Levitin A.E., et al. (2016). Daytime geomagnetic disturbances at high latitudes during a strong magnetic storm of June 21–23, 2015: The storm initial phase, *Geomagn. Aeron.*, Vol 56, No 3, pp. 302-313. <https://doi.org/10.1134/S0016793216030051>
- Gromova L.I., Kleimenova N.G., Despirak I.V., et al. (2022). Polar geomagnetic disturbances and auroral substorms during the magnetic storm on 20 April 2020, Proceedings of the Fourteenth Workshop “Solar Influences on the Magnetosphere, Ionosphere and Atmosphere” June, pp. 16 – 21. <https://doi.org/10.31401/WS.2022.proc>
- Hajra R., Tsurutani B.T., Echer E., Gonzalez W.D., and Gjerloev J.W. (2016). Supersubstorms ( $SML < -2500$  nT): Magnetic storm and solar cycle dependences, *J. Geophys. Res.: Space Physics*, Vol 121, pp 7805–7816. <https://doi.org/10.1002/2015JA021835>
- Kleimenova N.G., Gromova L.I., Gromov S.V., et al. (2021). High-Latitude geomagnetic disturbances and field-aligned currents in the recovery phase of the large magnetic storm, *Geomagn. Aeron.*, Vol 61, No 4, pp 520-528. <https://doi.org/10.31857/S0016794021040076>
- Nitta N.V., Mulligan T., Kilpua E.K. (2021). Understanding the origins of problem geomagnetic storms associated with “Stealth” coronal mass ejections, *Space Sci. Rev.*, Vol 217, id. 82. <https://doi.org/10.1007/s11214-021-00857-0>
- O’Kane J., Green L. Davies E., et al. (2021). Solar origins of a strong stealth CME detected by Solar Orbiter, *A&A*, Vol 656, id. L6. <https://doi.org/10.1051/0004-6361/202140622>
- Kumar S., Veenadhari B., Chakrabarty D., et al. (2020). Effects of IMF *By* on ring current asymmetry under southward IMF *Bz* conditions observed at ground magnetic stations: Case studies, *J. Geophys. Res.: Space Physics*, Vol 125, e2019JA027493. <https://doi.org/10.1029/2019JA027493>
- Richardson I.G., Cane H.V. (2012). Solar wind drivers of geomagnetic storms during more than four solar cycle, *J. Space Weather Space Clim.*, Vol 2, A01. <https://doi.org/10.1051/swsc/2012001>
- Tsurutani B.T., Gonzalez W.D., Tang F., et al. (1992). Great magnetic storms, *Geophys. Res. Lett.*, Vol 9, pp.73-76. <https://doi.org/10.1029/91GL02783>
- Tsurutani B.T., Gonzalez W.D., Zhou X.-Y., et al. (2004). Properties of slow magnetic clouds, *JASTP*, Vol 66, No 2, pp 147-151. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2003.09.007>

DOI: 10.51981/2588-0039.2022.45.004

## MORNING POLAR MAGNETIC BAYS AND THEIR MID-LATITUDE EFFECTS: CASE STUDY

N.G. Kleimenova<sup>1,2</sup>, I.V. Despirak<sup>3</sup>, L.M. Malysheva<sup>1</sup>, L.I. Gromova<sup>4</sup>, A.A. Lubchich<sup>3</sup>, S.V. Gromov<sup>4</sup>

<sup>1</sup>*Institute of Physics of the Earth, RAS, Moscow, Russia; e-mail: kleimen@ifz.ru*

<sup>2</sup>*Space Research Institute, RAS, Moscow, Russia*

<sup>3</sup>*Polar Geophysical Institute, Apatity, Russia*

<sup>4</sup>*Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere, and Radio Wave Propagation, PAS, Moscow, Troitsk, Russia*

**Abstract.** The high-latitude negative magnetic bays have been found above  $\sim 70^\circ$  MLAT in the local morning under the absence of the magnetic activity at the auroral latitudes, indicating that they are observed on the contracted auroral oval similar to the nighttime polar substorms. The morning polar bays were recorded under both positive and negative IMF  $B_z$  with different spatial distribution and nature. The bays, observed under the negative IMF  $B_z$ , could be the result of an azimuthal expansion of the "classical" night substorms to the morning side of the Earth. These bays were accompanied by mid-latitude positive bays. However, the morning polar bays, observed after a period of long lasting non-variable negative IMF  $B_z$  in the absence of "classical" night substorms, could be attributed to develop of, so called, "convection" bays. In this case, there were no positive mid-latitude magnetic bays, i.e., the absence of a substorm current wedge, as well as in the case of the morning polar bays, recorded under the positive IMF  $B_z$  which are being the result of an azimuthal expansion of the daytime polar magnetic bays.

### Introduction

It is well known that during the low magnetic activity, the substorms and visible auroras are observed at the geomagnetic latitudes higher than the normal auroral oval location. In earlier publications, these high-latitude substorms have been termed as "substorms on contracted oval" [e.g., Akasofu et al., 1973; Lui et al., 1976], later on they were known as "polar substorms" [Kleimenova et al., 2012; Despirak et al., 2014; Safargaleev et al., 2020]. Our study of the ground-based observations showed that the negative magnetic bays are observed not only in the night, but also in the local morning at the latitudes above  $\sim 70^\circ$  MLAT in the absence of magnetic disturbances at the lower (auroral) latitudes.

The aim of this paper is to study the behavior and sources of the *morning polar bays* basing on the IMAGE magnetometer data (<http://space.fmi.fi/image/>).

### Main behavior of morning polar substorms and their occurrence

Figure 1a presents the geographic map of the IMAGE station on which our study was based, and Figure 1b shows the example of a morning polar bay which absence at auroral latitudes indicates that these bays are not the result of the polar expansion of 'classical' substorms.

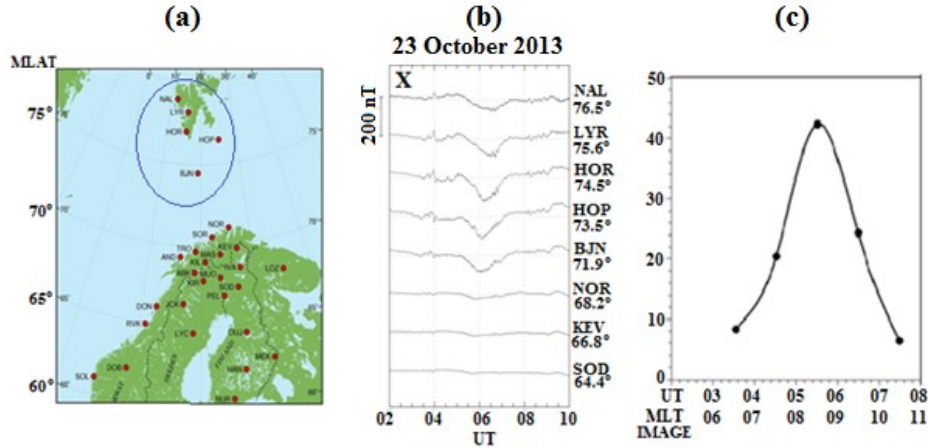
We selected 112 cases of morning polar bays registered in 2006-2012. Their daily variations are shown in Figure 1c demonstrating the maximum of occurrence at 08-09 MLT, i.e., before the local magnetic noon. These bays characterize by small amplitudes (less than 200-300 nT) and the gentle onset and end. To study the global distribution of geomagnetic activity during the morning polar bays, we used magnetic registration data from 66 communication satellites of the AMPERE (*Active Magnetosphere and Planetary Electrodynamics Response Experiment*) project, simultaneously operating at altitudes of 780 km [e.g., Anderson et al., 2014]. In our work, we used the AMPERE project data (<http://ampere.jhuapl.edu/products>) as the maps of the distribution of geomagnetic disturbances summarized in 10 min with 2 min shift and the results of a spherical harmonic analysis of magnetic measurements. The field-aligned currents (FAC) are calculated from these data: currents flowing into the ionosphere (inward currents) are shown in blue on the maps, and currents flowing out (outward currents) in red.

During 2010-2017 AMPERE measurements, we selected 48 events of the appearance of morning polar magnetic bays identified at the high-latitude IMAGE stations (BJN-NAL). The analysis of global geomagnetic activity during the studied bays showed that their sources could be various perturbations in the magnetosphere, namely, "classical" nighttime substorms, convective bays and daytime polar negative bays.

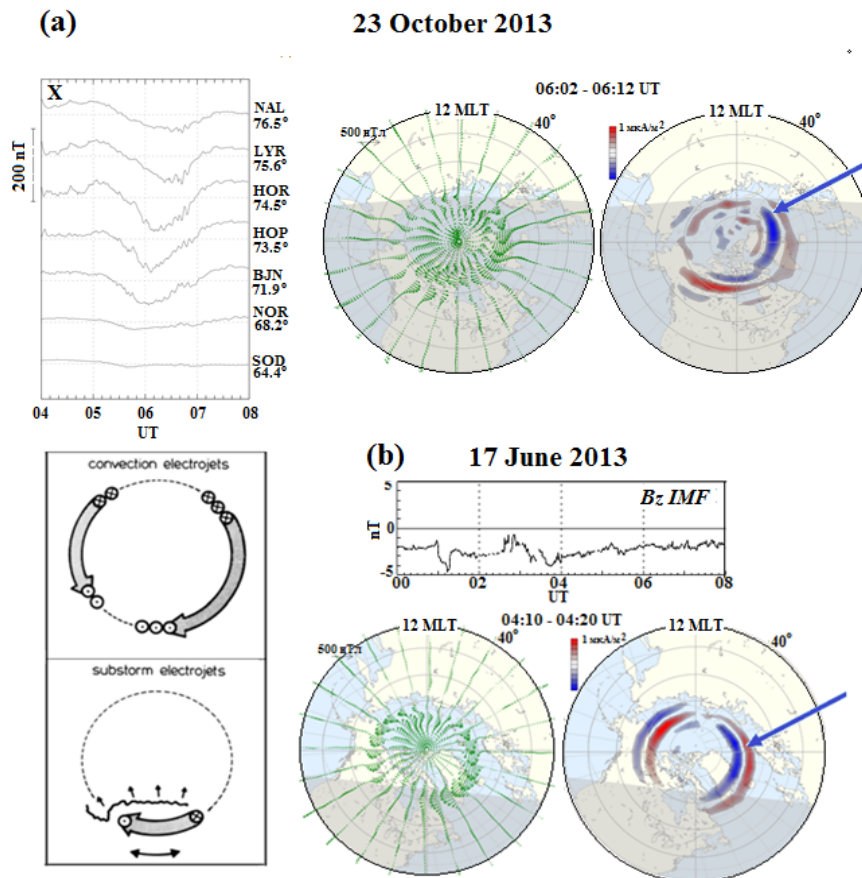
### Morning polar substorms under the southward IMF

Magnetospheric substorms developing in the nighttime sector may be also observed in a large longitudinal interval, from the local evening to the late morning. Thus, the morning polar magnetic bays recorded on the IMAGE profile

can be the result of the azimuthal continuation of nighttime disturbances in the morning direction. The analysis of the global distribution of magnetic activity based on the AMPERE data confirmed this assumption. We found 5 events of the morning polar bays at the IMAGE profile, where the enhanced electrojet and FACs were recorded in the night and morning according to AMPERE data. An example of such event on October 23, 2013 is shown in Figure 2a. The AMPERE maps show that at this time, the westward electrojet (a "classical" substorm) and enhanced FACs were observed from the evening sector to the late morning sector (IMAGE meridian).



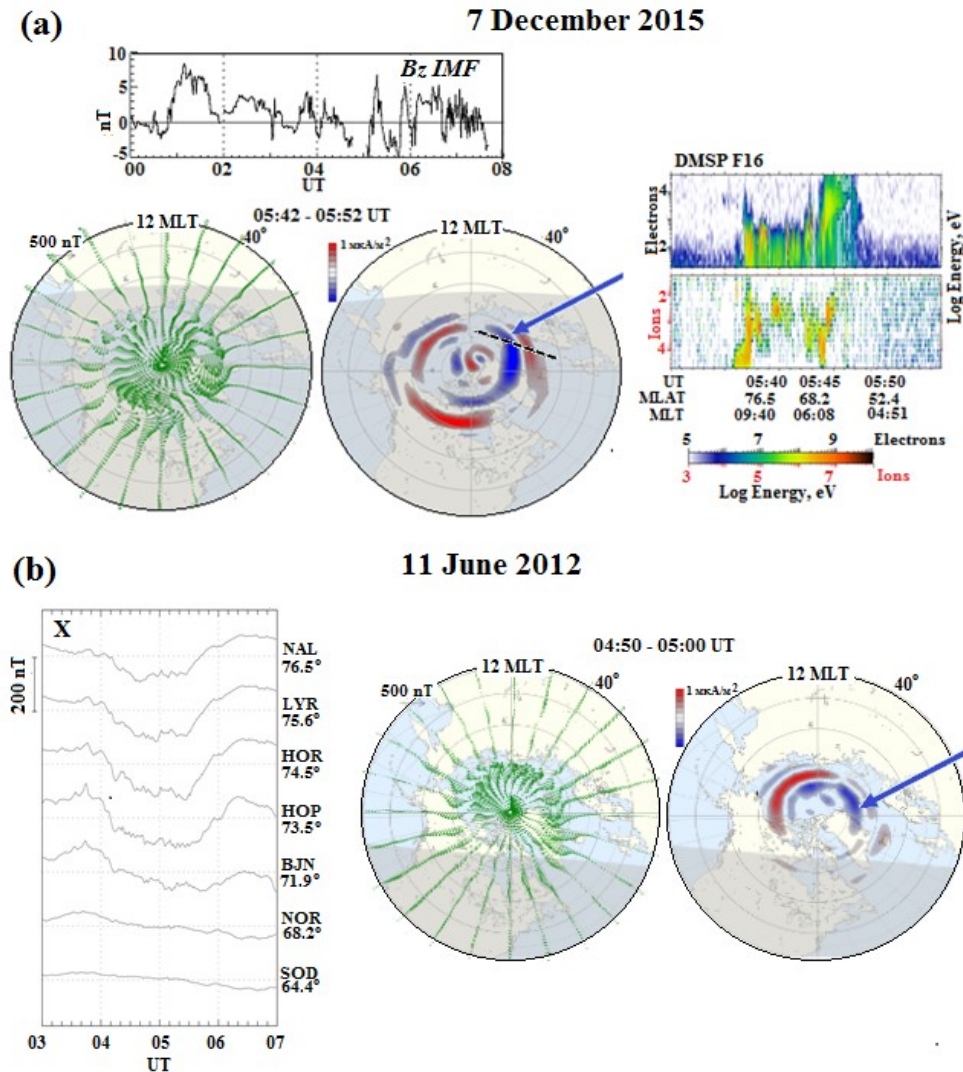
**Figure 1.** (a) The map of the IMAGE magnetometer station location; (b) the example of a morning polar substorm at the IMAGE stations; (c) the daily distribution of these substorms occurrence.



**Figure 2.** (a) - The IMAGE magnetogram and AMPERE maps of the spherical harmonic analysis of magnetic measurements and the Field Aligned Currents on 23 October 2013; (b) – the convection and substorm currents diagram adopted from [Baumjohann, 1983] and AMPERE maps for event on 17 June 2013.

It is well known that in the high-latitude ionosphere, plasma convection is almost constantly observed, which has the form of a two-vortex structure with vortex centers in the morning and evening sectors. Long periods (several

hours) of the stable state of the southern IMF contribute to the continuous supply of energy to the magnetotail and the establishment of the regime of the so-called "steady magnetospheric convection" discussed in many papers [e.g., Yahnin et al., 1994; Sergeev et al., 1996]. Its intensifications were called "convective bays" [Pytte et al., 1978; Baumjohann, 1983]. We found 6 events when magnetic disturbances were observed simultaneously at the morning and afternoon sectors in their absence in the local night, that is typical for the enhanced convection. One of such events on June 17, 2013 is shown in Figure 2b. All morning convective negative bays were not accompanied by positive magnetic bays at the middle latitudes.



**Figure 3.** (a) - An example of the global distribution of magnetic disturbance and field-aligned currents from AMPERE data, and the IMF  $B_z$  on 7 December 2015 as well as the spectrograms of precipitating electrons and ions from the low-apogee DMSP F16 satellite (<http://sd-www.jhuapl.edu/Aurora/spectrogram>); (b) - the same as in Figure 2a but on 11 June 2012.

An analysis of the observational data showed that most (32 events out of 48) of the morning polar substorms were a superposition of disturbances caused by the interaction of nighttime substorm and convective phenomena, the separation of which is a very complex, not always solvable problem, especially in disturbed conditions. Figure 3a shows an example of such complex case (December 7, 2015), when geomagnetic disturbances were recorded by the AMPERE data simultaneously in the morning, evening, and afternoon sectors.

At that time, the low-apogee (~830 km) DMSP F16 satellite measured the fluxes of precipitating particles over Svalbard at the beginning of the morning polar substorm. In Figure 3a, the descending part of the orbit is shown schematically; the satellite first crossed the region of downward FACs (shown in blue), and then the region of upward ones (shown in red). The AMPERE data shows that at that time, an intense eastward current was observed in the nighttime sector southward from the westward electrojet. That is a typical picture of the development of the substorm current wedge. It stretches across North America, from the west to the east.

### Morning polar substorms under the northward IMF

Under the northern IMF direction, magnetic bay-like high-intensity disturbances can be observed in the near-noon sector of the polar latitudes [e.g., Friis-Christensen et al., 1985, Levitin et al., 2015; Gromova et al., 2017, 2019], the time variations and sign of which are usually controlled by the IMF *By* component. An analysis of the AMPERE data showed that the ionospheric electrojet and enhanced field-aligned currents can be observed in a fairly wide daytime longitudinal region from the morning sector to afternoon one as it is shown in Figure 3a. It is seen that the morning negative bay could be the result of the azimuthal expansion of the daytime polar electrojet into the morning sector and they did not accompany by positive magnetic bays at the middle latitudes.

### Possible mid-latitude effect of morning polar substorms

It is well known that the main feature of a substorm current wedge (SCW) is the development of mid-latitude positive magnetic bays. The most considered morning polar negative magnetic bays associated with an azimuthal expansion of “classical” night-side substorms have been found accompanied by positive mid-latitude magnetic bays in the *X*-component, but with a strong negative amplitude of the *Y*-component. That can indicate that the center of SCW is located far eastward.

### Summary

The negative magnetic bays observed at the latitudes above  $\sim 70^\circ$  MLAT in the local morning have been studied. It was found that they are appeared both under the negative and positive IMF *Bz*.

It was established that under the negative IMF *Bz*, the *morning* polar bays can be the result of the azimuthal expansion of *nightside* “classical” substorms (in that case they are accompanied by mid-latitude positive magnetic bays) as well as the result of the enhancement of the magnetosphere convection without the mid-latitudes effects. Under the positive IMF *Bz*, the *morning* polar bays are the result of the azimuthal expansion of *dayside* polar magnetic bays controlled by the IMF *By*).

**Acknowledgments.** This study was supported by the RFBR (project number 20-55-18003).

### References

- Akasofu, S.-I., Perreault, P.D., Yasuhara, F., Meng, C.I. (1973). Auroral substorms and the interplanetary magnetic field, *J. Geophys. Res.*, Vol 78, No 31, pp. 7490-7508. <https://doi.org/10.1029/JA078i031p07490>
- Anderson, B.J., Korth, H., Waters, C.L., Green, D.L. et al. (2014). Development of large-scale Birkeland currents determined from the Active Magnetosphere and Planetary Electrodynamics Response Experiment, *Geophys. Res. Lett.*, Vol 41, No 9, pp. 3017-3015. <https://doi.org/10.1002/2014GL059941>
- Baumjohann, W. (1983). Ionospheric and field-aligned current systems in the auroral zone: A concise review, *Adv. Space Res.*, Vol 2, No 10, pp. 55-62. [https://doi.org/10.1016/0273-1177\(82\)90363-5](https://doi.org/10.1016/0273-1177(82)90363-5)
- Despirak, I.V., Lyubchich, A.A., Kleimenova, N.G. (2014). Polar and high latitude substorms and solar wind conditions, *Geomagn. Aeron.*, Vol 54, No 5, pp. 575-582. <https://doi.org/10.1134/S0016793214050041>
- Friis-Christensen, E., Kamide, Y., Richmond, A.D., Matsushita, S. (1985). Interplanetary magnetic field control of high-latitude electric fields and currents determined from Greenland magnetometer data, *J. Geophys. Res.*, Vol 90, No A2, pp. 1325-1338. <https://doi.org/10.1029/JA090iA02p01325>
- Gromova, L.I., Kleimenova, N.G., Levitin, A.E. et al. (2017). High-latitude daytime magnetic bays as effects of strong positive IMF *Bz*: case study, *Sun and Geosphere*, Vol 12, No 7, pp.125-131.
- Gromova, L.I., Gromov, S.V., Kleimenova, N.G., Dremukhina, L.A. (2019). Response of the high-latitude daytime magnetic bays to the IMF *By*: Case study, *Sun and Geosphere*, Vol 14, No 7, pp. 31-36. <https://doi.org/10.31401/SunGeo.2019.01.05>
- Kleimenova, N.G., Antonova, E.E., Kozyreva, O.V. et al. (2012). Wave structure of magnetic substorms at high latitudes, *Geomagn. Aeron.*, Vol 52, No 6, pp. 746-754. <https://doi.org/10.1134/S0016793212060059>
- Levitin, A.E., Kleimenova, N.G., Gromova, L.I. et al. (2015). Geomagnetic disturbances and pulsations as a high-latitude response to considerable alternating IMF variations during the magnetic storm recovery phase (Case study: May 30, 2003), *Geomagn. Aeronom.*, Vol 55, No 6, pp. 755-768. <https://doi.org/10.1134/S0016793215060092>
- Lui, A.T.Y., Akasofu, S.-I., Hones, E.W., et al. (1976). Observation of the plasma sheet during a contracted oval substorm in a prolonged quiet period, *J. Geophys. Res.*, Vol 81, No 7, pp. 1415-1419. <https://doi.org/10.1029/JA081i007p01415>
- Pytte, T., McPherron, R.L., Hones, E.W., West, I. (1978). Multiplesatellite studies of magnetospheric substorms: Distinction between polar magnetic substorms and convection-driven negative bays, *J. Geophys. Res.*, Vol 83, No 11, pp. 5256-5268. <https://doi.org/10.1029/JA083iA11p05256>
- Safargaleev, V.V., Kozlovsky, A.E., Mitrofanov, V.M. (2020). Polar substorm on 7 December 2015: preonset phenomena and features of auroral breakup, *Ann. Geophys.*, Vol 38, No 4, pp. 901-917. <https://doi.org/10.5194/angeo-38-901-2020>
- Sergeev, V.A., Pellinen, R.J., Pulkkinen, T.I. et al. (1996). Steady magnetospheric convection: review of recent results, *Space Sci. Rev.*, Vol 75, pp. 551-604. <https://doi.org/10.1007/BF00833344>
- Yahnin, A.G., Malkov, M.V., Sergeev, V.A. et al. (1994). Features of Steady Magnetospheric Convection, *J. Geophys. Res.*, Vol 99, pp. 4039-4951. <https://doi.org/10.1029/93JA02868>



DOI: 10.51981/2588-0039.2022.45.005

## CORRELATION OF TOTAL ELECTRON CONTENT VARIATIONS AT MAGNETICALLY CONJUGATED POINTS

A.V. Timchenko<sup>1,2</sup>, F.S. Bessarab<sup>1</sup>, V.V. Denisenko<sup>3</sup>

<sup>1</sup>*West Department of Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation (IZMIRAN) Russian Academy of Sciences, Kaliningrad, Russia*

<sup>2</sup>*Immanuel Kant Baltic Federal University, Kaliningrad, Russia*

<sup>3</sup>*Institute of Computational Modelling RAS SB, Krasnoyarsk, Russia*

**Abstract.** In this paper presents the results of the analysis of correlation relationships between magnetically conjugated points of ionosphere. The coordinates of these points were calculated for two approximations of Earth's magnetic field — the dipole and International Geomagnetic Reference Field (IGRF). Correlations were calculated by analyzing the TEC Global Ionosphere Maps (GIM) from the CODE database. The analysis was carried out for the conditions of a strong geomagnetic storm — St. Patrick's storm on March 17, 2015. It is shown that during a storm, areas with high values of the correlation coefficient are concentrated at high latitudes; in the post-storm period, regions with a significant anticorrelation coefficient appear at all latitudes. The paper discusses the influence of a more accurate model of the geomagnetic field on the results obtained.

### Introduction

Total Electron Content (TEC) is one of the key sources of information about the state of the ionosphere. The current state of development of receiving and Global Navigation Satellite Systems allows us to build a global distribution of this parameter. This data are widely used to study ionosphere response on different disturbances in global scale [Blagoveshchensky *et al.*, 2018]. In this paper has used GIM of TEC for detection the correlation at magnetically conjugated points, i.e., in points located at the base of the same magnetic-field line. For many problems, the position of the geomagnetic field lines can be calculated in the dipole approximation. Such an approximation will be quite accurate from certain heights above the Earth's surface, and as it approaches the Earth, the dipole lines of force will begin to deviate more and more from the real field. International Geomagnetic Reference Field is widely used model for calculation real Earth's magnetic field. The model applied for study Earth's core field, space weather, local magnetic anomalies and much more, also this model provides the operation satellite system [Alken *et al.*, 2021].

To study global distributions, it is convenient to apply statistical methods, such as correlation analysis. The study of the connection of magnetically conjugate points is also of great interest.

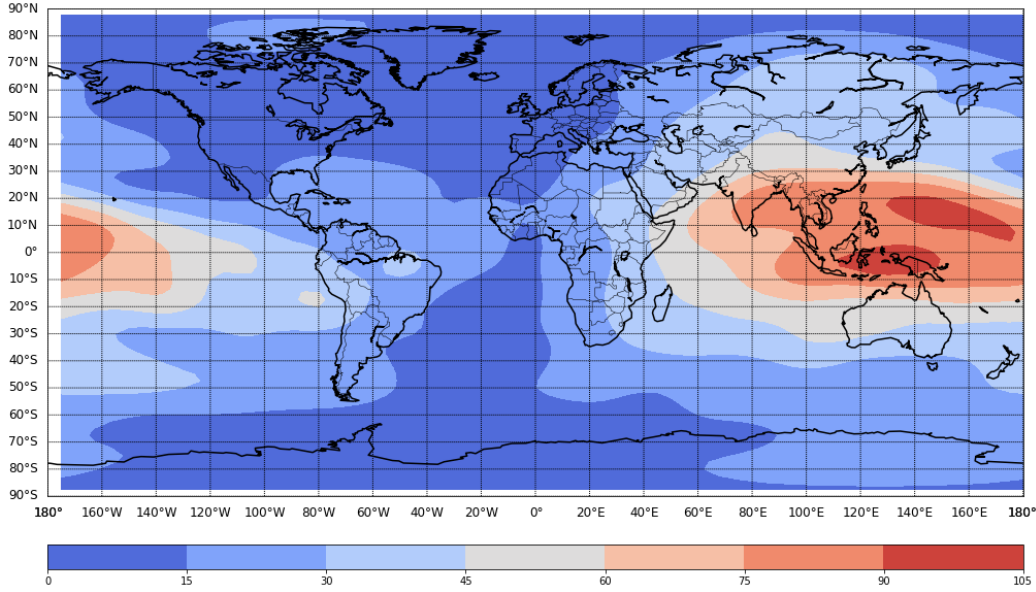
In this paper, were considered the connection of TEC at magnetically conjugate points during the geomagnetic storm of March 17, 2015 — St. Patrick's storm. This work is a continuation of previous studies of TEC variations at magnetically conjugate points [Timchenko *et al.*, 2021, 2022].

### Data and method

In this paper were used daily average GIM of TEC CODE (Center for Orbit Determination in Europe) [Schaer, 1999], the example of this distribution presented on Fig. 1. The CODE data are defined on a grid from  $-87,5^\circ$  to  $87,5^\circ$  by latitude with a step of  $2,5^\circ$  and from  $-175^\circ$  to  $180^\circ$  by longitude with a step of  $5^\circ$ , in hourly resolution.

The data were carried out through similar procedures as in previous works: variations were averaged to daily averages, and detrending was also carried out using windowed averaging. After that, the TEC maps given in geographic coordinates were converted into geomagnetic ones, in two approximations: in the dipole and using the IGRF model. For the dipole approximation, each point  $(\lambda_m, \varphi_m)$  in northern hemisphere was assigned a conjugate point from the southern hemisphere  $(-\lambda_m, \varphi_m)$ . Using the IGRF model, conjugate points were calculated in a similar way, i.e., for points in the northern hemisphere, conjugates in the southern were calculated. The TEC value at a magnetically conjugate point whose position didn't coincide with a grid node was calculated using bilinear interpolation over four neighboring nodes. The resulting grids, namely the nodes in the northern hemisphere and their corresponding conjugates in the southern hemisphere, are shown in Fig. 2, a — northern hemisphere, b — southern hemisphere in the dipole approximation, c — southern hemisphere according to the IGRF model. The color of the nodes corresponds to the TEC values, the "warmer" the color, the higher the value.

It can be seen from the figure that the position of the polar nodes in both approximations coincides. However, in the dipole approximation, the equatorial maximum is more strongly shifted towards the eastern hemisphere and stretched. In the model, the equator has a greater shift to the south. The main differences in the figure are indicated by red circles.

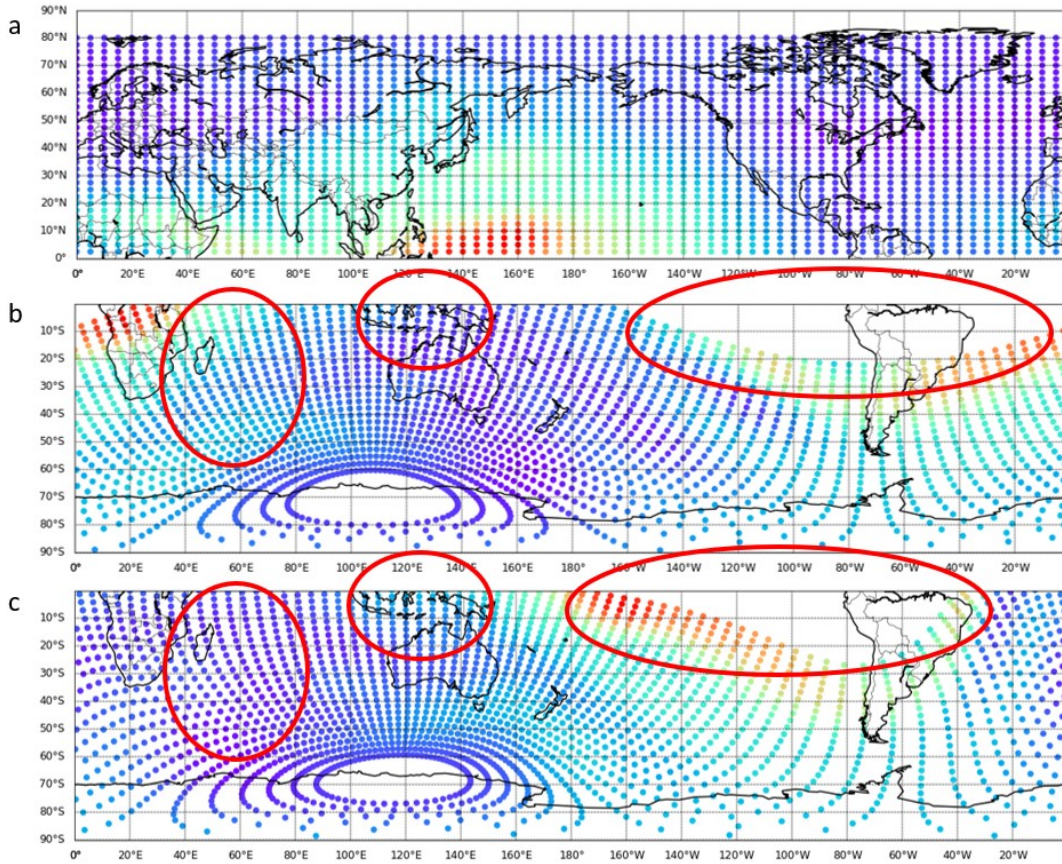


**Figure 1.** Global Ionospheric Map daily average distributions of Total Electron Content by CODE.

Based on the obtained data, the Pearson correlation coefficient was calculated using the formula:

$$\mathbb{R}(\lambda, \varphi, \lambda_c, \varphi_c) = \frac{\sum_{t=1}^N (TEC_d(\lambda, \varphi) - \langle TEC_d(\lambda, \varphi) \rangle) (TEC_d(\lambda_c, \varphi_c) - \langle TEC_d(\lambda_c, \varphi_c) \rangle)}{\sqrt{\sum_{t=1}^N (TEC_d(\lambda, \varphi) - \langle TEC_d(\lambda, \varphi) \rangle)^2 (TEC_d(\lambda_c, \varphi_c) - \langle TEC_d(\lambda_c, \varphi_c) \rangle)^2}}, \quad (1)$$

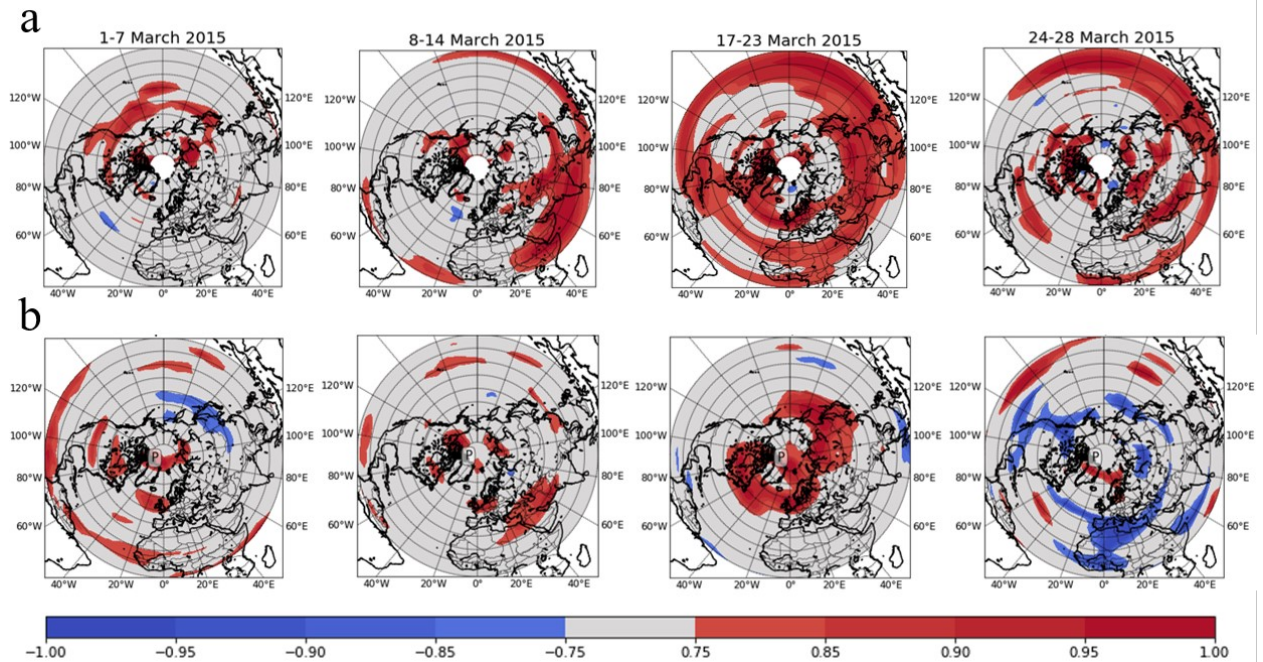
where  $N$  — the numbers of day under consideration;  $\lambda, \varphi$  — latitude and longitude in geographic coordinate system (CS);  $\lambda_c, \varphi_c$  — latitude and longitude magnetically conjugated point in geographic CS;  $\langle TEC_d \rangle$  — average value of  $TEC_d$  variations for the considered period.



**Figure 2.** Grid nodes of the northern hemisphere, in which the TEC map (a) and its conjugate nodes in the southern hemisphere are specified: dipole approximation (b) and IGRF model (c).

## Results

On Fig. 3 shows the values of the correlation coefficient of TEC variations of magnetically conjugate points: a — using the IGRF model and b — in the dipole approximation of the geomagnetic field, during the geomagnetic storm on March 17, 2015. Azimuth maps present the significant (0.75–0.9) and the high (>0.9) values of the coefficient in the northern hemisphere of the Earth. Shades of blue indicate anti-correlation relationship, red — positive. During a storm, the number of open magnetic-field lines increases, but the correlation in TEC variations remains and is determined by the similar behavior of disturbance sources in these areas.



**Figure 3.** Correlation coefficient values calculated from TEC CODE maps. (a) is the geomagnetic field calculated using the IGRF model, (b) is the dipole approximation of the geomagnetic field.

This distribution of the correlation coefficient calculated for the dipole approximation present that during a storm, the correlation increases and is localized in the polar region. After the storm, during the recovery phase, on the contrary, the anticorrelation relations between hemispheres increase [Timchenko *et al.*, 2022].

In the case when magnetically conjugate regions are searched by the IGRF model, the positive correlation between the hemispheres is more pronounced. This is especially noticeable during a storm, where a positive correlation is present at all latitudes. It is also noted in IGRF that the behavior of the correlation coefficient in the pre-storm week coincides with the behavior in the recovery phase. In addition, during these two weeks, a positive correlation appears at equatorial latitudes, which was not in the dipole. Common to the two approximations of the geomagnetic field is an increase the anticorrelation relationship during the recovery phase after the storm.

The real Earth's magnetic field on ionospheric altitudes significant deviate from the dipole approximation. Total Electron Content calculated for an electron column at altitudes from 100 to 20 000 km. The main contribution to TEC is made by electrons at heights from 100 to 500 km, in this reason, the IGRF should better reproduce correlations between magnetically conjugate regions of the ionosphere. But, high values of correlation coefficients at middle latitudes in the variant with IGRF require additional studies. It is possible that the results obtained are influenced by the method of constructing TEC maps: the selection of values, the methods of filling in map areas in which there are no GPS receivers. This issue remains open and requires separate consideration.

## Conclusion

In this article, the values of the correlation coefficient TEC at magnetically conjugate points, calculated in the dipole approximation of the geomagnetic field and using the IGRF model, during the St. Patrick geomagnetic storm were considered.

It is shown that in the dipole approximation, during the storm, the positive correlation in the region of the poles increases. After the storm, the negative correlation increases.

The correlation obtained for the field calculated using the IGRF model increases during the storm at all latitudes. After the storm, the negative correlation also increases, but much weaker than in the dipole approximation.

### **Acknowledgment**

This investigation was performed with the financial support of the Russian Science Foundation Grant No. 21-17-00208.

### **Literature**

1. Alken P. et al. International geomagnetic reference field: the thirteenth generation // *Earth, Planets and Space*. V. 73. N. 1. P. 1–25. 2021.
2. Blagoveshchensky D.V., Maltseva O.A., Sergeeva M.A. Impact of magnetic storms on the global TEC distribution // *Annales Geophysicae*. Copernicus GmbH. V. 36. N. 4. P. 1057–1071. 2018.
3. Schaer S. Mapping and predicting the earths ionosphere using the Global Positioning System. PhD thesis, Ph. D. dissertation. University of Bern, Bern, Switzerland. P. 205. 1999.
4. Timchenko A.V., Bessarab F.S., Radievsky A.V. Seasonal features of the correlation of the Total Electron Content at Magnetically Conjugate Points. “Physics of Auroral Phenomena”, Proc. XLIV Annual Seminar, Apatity. P. 130–132. 2021. DOI: 10.51981/2588-0039.2021.44.030
5. Timchenko A.V. et al. Correlation Analysis of Global Ionospheric Total Electron Content Maps in March 2015 // *Geomag. and Aeronom.* V. 62. N. 3. P. 217–226. 2022. DOI: 10.1134/S0016793222030197

DOI: 10.51981/2588-0039.2022.45.006

## АНАЛИЗ УСКОРЕНИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ ДЛЯ ИНТЕРВАЛА С МАГНИТНОЙ БУРЕЙ И БЕЗ НЕЕ В МАЕ-ИЮНЕ 2017 ГОДА

В.Б. Белыховский<sup>1</sup>, В.А. Пилипенко<sup>2</sup>, Е.Е. Антонова<sup>3,4</sup>, К. Шиокава<sup>5</sup>,  
Ю. Миёси<sup>5</sup>, Ю. Касахара<sup>6</sup>, С. Касахара<sup>7</sup>, Н. Хигасио<sup>8</sup>

<sup>1</sup>Полярный геофизический институт, Апатиты, Россия

<sup>2</sup>Институт физики Земли РАН, Москва, Россия

<sup>3</sup>Институт ядерной физики им. Скобелевца МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия

<sup>4</sup>Институт космических исследований, Москва, Россия

<sup>5</sup>Институт космических и земных исследований окружающей среды, Нагоя, Япония

<sup>6</sup>Канадзавский университет, Япония

<sup>7</sup>Токийский университет, Япония

<sup>8</sup>Японское агентство аэрокосмических исследований, Япония

**Аннотация.** В данной работе исследуются вариации потоков релятивистских электронов и волновой активности в магнитосфере Земли с целью определения вклада различных механизмов ускорения (УНЧ механизм, ОНЧ механизм и бетатронный механизм) по данным спутников Arase и GOES. УНЧ индекс, разработанный в ИФЗ РАН, использовался для характеристики волновой активности магнитосферы в диапазоне Pc5 пульсаций. Для характеристики активности ОНЧ-волн в магнитосфере использовались данные спутника Arase (инструмент PWE). Детально изучена сильная геомагнитная буря 27-29 мая 2017 г. и интервал без бури перед ней. Показано, что в рассматриваемых событиях значения потоков релятивистских электронов во время магнитных бурь (со средней скоростью солнечного ветра) больше, чем для интервалов без магнитных бурь с высокой скоростью солнечного ветра. Необходимым условием увеличения потоков релятивистских электронов является рост AE индекса. Основной особенностью действия различных механизмов ускорения является рост потоков релятивистских электронов на 1,5-2 порядка через 1-3 дня после роста УНЧ индекса, рост мощности ОНЧ излучения. Анализ показывает, что рост ОНЧ и УНЧ волновой активности происходит примерно в одно и то же время и совпадает с ростом суббулевой активности. Поэтому достаточно сложно разделить вклад этих механизмов во времени. Во время магнитных бурь максимум интенсивности потока релятивистских электронов смещается на более низкие L-оболочки по сравнению с интервалами без магнитных бурь. Его положение хорошо соответствует кривой Тверской, и может эффективно работать механизм ускорения, связанный с инжекцией электронов в область ослабленного кольцевым током магнитного поля и последующим их бетатронным ускорением при восстановлении магнитного поля.

### 1. Введение

Потоки релятивистских электронов во внешнем радиационном поясе изменяются в широких пределах, особенно в периоды повышенной геомагнитной активности. Одной из важных проблем космической погоды является ускорение энергичных электронов до релятивистских энергий (несколько МэВ) во внешнем радиационном поясе. Релятивистские электроны могут вывести из строя электронное оборудование на спутниках, вызвать сбои связи и повлиять на дозу облучения космонавтов [Pilibenko et al., 2006]. Однако механизм магнитосферного ускорения до релятивистских энергий до сих пор остается проблемой для космической физики.

В бесстолкновительной плазме частицы ускоряются и теряют свою энергию за счет взаимодействия с электромагнитными волнами. Возможные механизмы ускорения электронов в магнитосфере Земли основаны на взаимодействии электронов с УНЧ и (или), ОНЧ электромагнитными волнами. Радиальная диффузия может быть связана с резонансными взаимодействиями электронов с УНЧ (Pc4-5) волнами. Энергия электронов увеличивается по мере того, как электроны движутся в область более сильного магнитного поля при нарушении третьего адиабатического инварианта. УНЧ волны в диапазоне частот Pc5 (1-7 мГц) могут ускорять электроны за счет дрейфового резонанса [O'Brein et al., 2003]. Во внутренней магнитосфере энергичные электроны могут дополнительно локально ускоряться за счет резонансного взаимодействия с хоровыми ОНЧ излучениями [Thorne et al., 2013]. Хоры имеют специфические свойства, которые делают взаимодействие эффективным: резонанс возникает в довольно узкой полосе частот и обычно наблюдается при

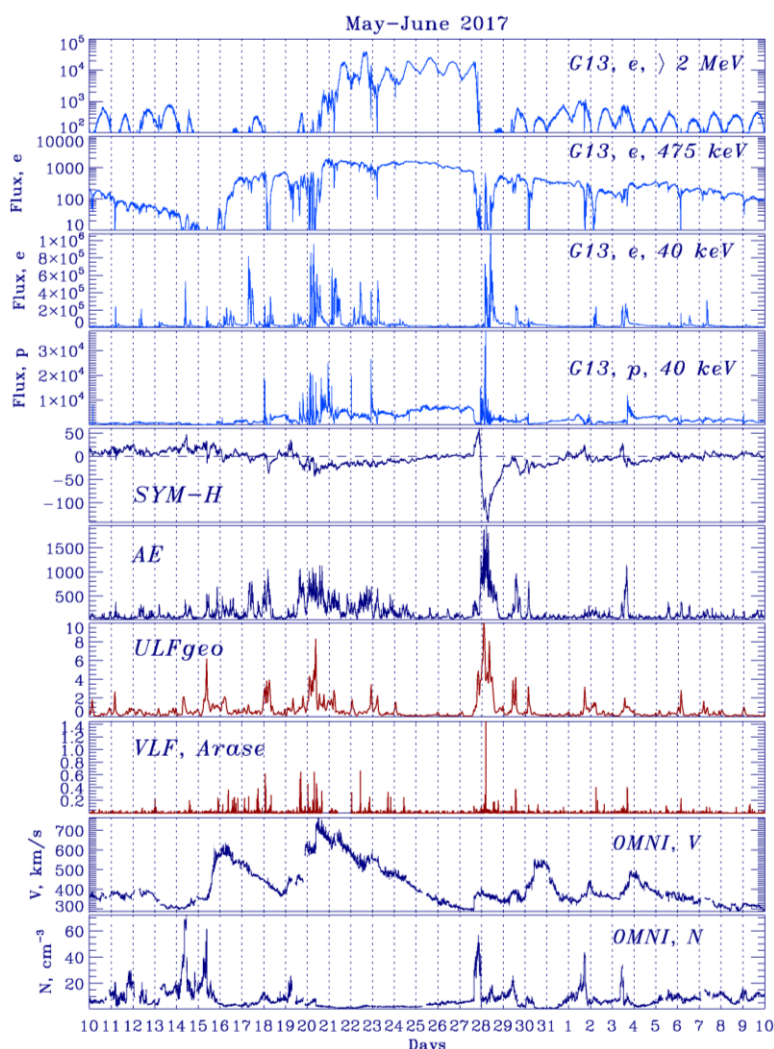
распространении от магнитного экватора, где генерируется волны. Волновые механизмы ускорения требуют затравочных электронов (с энергиями  $> 50\text{-}100$  кэВ), которые ускоряются во время суббурь.

Тверской [1997], а позже [Antonova, 2006; Antonova and Stepanova, 2015] предложили механизм энергизации внешнего радиационного пояса, основанный на забросе затравочных электронов в область со слабым магнитным полем, возникающим при развитии кольцевого тока, и их последующем бетатронном ускорении при восстановлении магнитного поля магнитосферы. Предложенный механизм хорошо объяснял взаимосвязь между положением максимума радиационного пояса и максимумом вариации Dst во время бури [Tverskaya, 2005, 2011].

В данной работе рассмотрен вклад трех вышеуказанных механизмов (УНЧ механизм, ОНЧ механизм, бетатронный механизм) в ускорение электронов до релятивистских энергий на примере магнитной бури 27-29 мая 2017 года и предшествующего интервала без магнитной бури.

## 2. Используемые данные

Регистрация потоков электронов проводилась по данным японского спутника Arase (ERG) и геостационарных спутников GOES в широком диапазоне энергий (от десятков кэВ до нескольких МэВ). Для анализа потоков электронов мы используем приборы XEP-e (датчик электронов сверхвысоких энергий, 0,4-20 МэВ) и MEP-e (датчик частиц средних энергий – электронов, 7-87 кэВ) на спутнике Arase. Мы использовали данные геосинхронных спутников GOES-13,-15 о потоках электронов с различными энергиями (40, 75, 475 кэВ,  $> 0,8$ ,  $> 2$  МэВ).



**Рисунок 1.** Вариации потоков электронов на спутнике GOES-15 ( $E > 2$  МэВ,  $E = 475$  кэВ,  $E = 40$  кэВ), SYM-H индекс, AE индекс, УНЧ (ULF) индекс, интенсивность ОНЧ (VLF) излучения по данным спутника Arase (PWE инструмент), скорость солнечного ветра, плотность солнечного ветра по данным базы OMNI 10 мая – 10 сентября 2017 года.

Параметры солнечного ветра и межпланетного магнитного поля (ММП) взяты из базы данных OMNI. Имеющиеся геомагнитные индексы SYM-H и AE характеризуют интенсивность магнитной бури и активность

суббури. Для количественной оценки глобальной волновой активности в диапазоне Pc5 (2-7 мГц) мы используем УНЧ индекс [Pilipenko et al., 2017]. Этот индекс рассчитывается на основе данных мировой базы магнитометров на земной поверхности и является показателем интенсивности крупномасштабных волн в магнитосфере.

В качестве показателя активности ОНЧ в магнитосфере мы использовали прибор PWE (эксперимент с плазменными волнами) на спутнике Arase. Мы суммировали интенсивность ОНЧ-волн в диапазоне частот 0,7-4,54 кГц для описания хоровой волновой активности в магнитосфере.

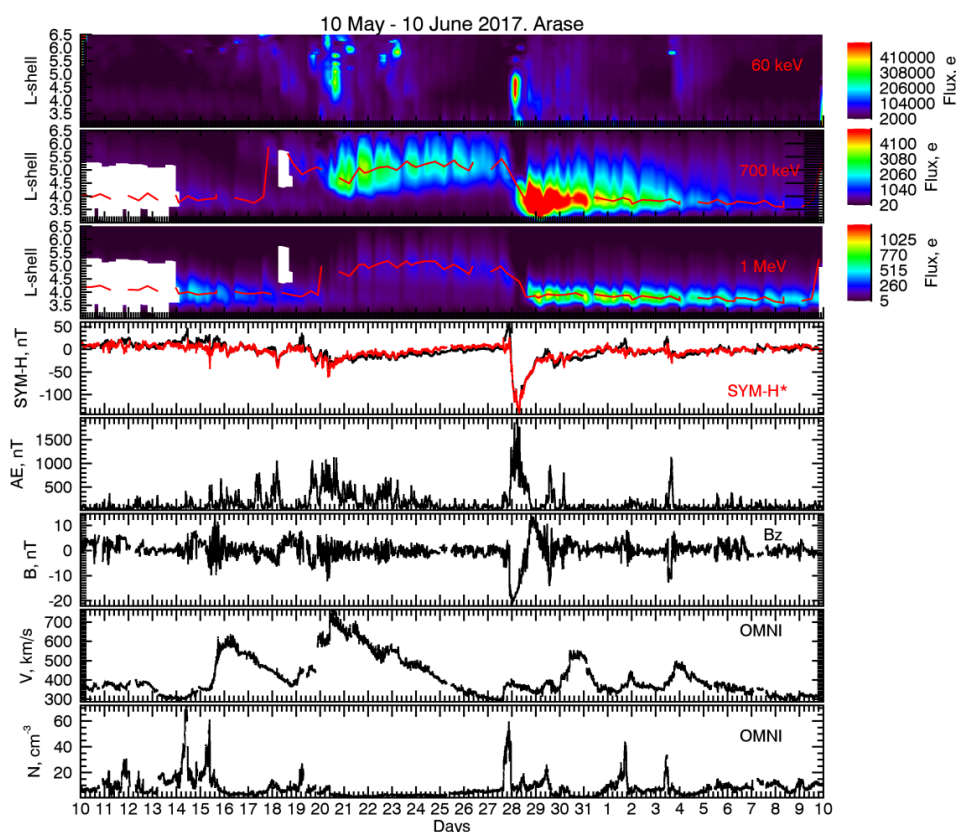
### 3. События в мае-июне 2017 года

Нами выделено два временных интервала: период с высокой скоростью солнечного ветра без геомагнитной бури (15–26 мая 2017 г.) и в условиях геомагнитной бури (27 мая–2 июня 2017 г.) – рис. 1. В первом интервале скорость солнечного ветра достигает значения около 760 км/с по данным OMNI, индекс SYM-H равен около -30 нТл. Во втором интервале скорость солнечного ветра изменяется от 400 до 550 км/с, минимальный индекс SYM-H равен -142 нТл.

В начале геомагнитной бури наблюдался сильный скачок плотности солнечного ветра до  $65 \text{ см}^{-3}$ . Во время геомагнитной бури Vz-компонента ММП была отрицательной в течение примерно 20 часов и имела значения -22 нТл, происходило интенсивное проникновение энергии солнечного ветра внутрь магнитосферы. На интервале высокоскоростного потока Vz-компонента ММП изменила знак с отрицательного на положительный.

По данным спутника GOES-13 уровень потоков релятивистских электронов в интервале высоких скоростей солнечного ветра ( $>10^4 \text{ e}/(\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{sr})$ ) был больше, чем во время сильной геомагнитной бури ( $<10^4 \text{ e}/(\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{sr})$ ). Резкий рост 40 кэВ («затравочных») электронов происходит одновременно с увеличением индекса АЕ, характеризующего суббуревую активность. Видно, что потоки релятивистских электронов начинают расти через несколько дней после роста электронов с энергиями 40 и 475 кэВ.

Рост АЕ индекса в целом совпадает во времени с ростом УНЧ- и ОНЧ активности в магнитосфере (рис. 2.).



**Рисунок 2.** Вариации потоков электронов с энергией по данным спутника Arase, SYM-H индекс, SYM-H\* индекс, АЕ-индекс, Bz-компонента ММП, скорость солнечного ветра, плотность солнечного ветра по данным базы OMNI. Красная линия на второй и третьей панелях - положение максимума потока электронов.

Чтобы показать, как меняются потоки электронов внешнего радиационного пояса в зависимости от L-оболочки, мы используем данные спутника Arase (рис. 2). Орбита спутника Arase с 10 мая по 10 июня 2017 г.

лежит в полуночном и утреннем секторе (не показано). Рост кэВ-ых электронов начинается на более высоких L-оболочках, чем рост МэВ-ых электронов. Уровень потоков релятивистских электронов (1 МэВ) во время геомагнитной бури значительно выше, чем в период без бури в отличие от данных спутников GOES [Belakhovsky et al., 2016]. По данным Arase максимум релятивистских потоков электронов смещается во время геомагнитной бури ( $L \approx 5$ ) на меньшую L-оболочку по сравнению с периодом без магнитной бури ( $L \approx 3,5-4$ ).

Таким образом, анализ показывает, что увеличение УНЧ и ОНЧ активности в магнитосфере происходит практически одновременно, данные волновые возмущения вносят свой вклад в ускорение электронов на начальной фазе. Затем уровень потоков релятивистских электронов держится в течение примерно десяти дней, при этом не происходит повышения УНЧ/ОНЧ активности, способной ускорять электроны. После начальной фазы ускорения электронов восстанавливающееся геомагнитное поле также может ускорять электроны за счет бетатронного механизма. В буревой период восстановление геомагнитного поля значительно больше, чем в небуревой период. Кроме того, как видно из рисунка 2, уровень релятивистских электронов во время магнитной бури существенно выше, чем в небуревой период. Однако и значение AE индекса во время интервала с магнитной бурей ( $AE \approx 1900$  нТл) также заметно больше, чем для интервала без бури ( $AE \approx 1000$  нТл).

## 5. Выводы

В работе сравнивались потоки релятивистских электронов для интервала во время геомагнитной бури 27–29 мая 2017 года и без нее. Значения потоков релятивистских электронов во время бури (при средней скорости солнечного ветра) больше, чем для интервала без магнитной бури при высокой скорости солнечного ветра. Необходимым условием увеличения потоков релятивистских электронов является рост AE индекса.

Анализ показывает, что рост ОНЧ- и УНЧ волновой активности происходит примерно в одно и то же время (за 1-3 дня до роста релятивистских электронов) и совпадает с ростом суббуревой активности. Рост УНЧ/ОНЧ активности может ускорять электроны на начальной фазе. Затем бетатронный механизм за счет восстанавливающегося геомагнитного поля может дать дополнительную энергию электронам.

Во время магнитной бури максимум интенсивности потока смещается ближе к Земле на меньшие L-оболочки по сравнению с интервалами без бури. Его положение хорошо соответствует кривой Тверской, и может эффективно работать механизм ускорения, связанный с инжекцией электронов в область ослабленного кольцевым током магнитного поля и последующим их бетатронным ускорением при восстановлении магнитного поля.

**Благодарность.** Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №18-77-10018 (Белаховский В.Б.). Научные данные спутника ERG (Arase) были получены из Научного центра ERG, управляемого ISAS/JAXA и ISEE/Университетом Нагоя (<https://ergsc.isee.nagoyau.ac.jp/index.shtml.en>). Авторы выражают благодарность за возможность использования данных спутников GOES.

## Литература

1. Antonova E.E. Stability of the magnetospheric plasma pressure distribution and magnetospheric storms // *Adv. Space Res.*, 38, 1626–1630. doi:10.1016/j.asr.2005.05.005. 2006.
2. Antonova E.E., Stepanova M.V. The problem of the acceleration of electrons of the outer radiation belt and magnetospheric substorms // *Earth, Planets and Space*. 67:148, doi:10.1186/s40623-015-0319-7. 2015.
3. Belakhovsky V.B., Pilipenko V.A., Samsonov S.N. Acceleration of the electrons to the relativistic energies at the outer radiation belt during magnetic storms and without it // *Proceedings of the 11th Intl School and Conference "Problems of Geocosmos"* (Oct 03-07, 2016, St. Petersburg, Russia), 192-198, 2016.
4. O'Brien T.P., Lorentzen K.R., Mann I.R., Meredith N.P. et al. Energization of relativistic electrons in the presence of ULF power and MeV microbursts: Evidence for dual ULF and VLF acceleration // *J. Geophys. Res.*, 108, 1329, doi:10.1029/2002JA009784. 2003.
5. Pilipenko V., Yagova N., Romanova N., Allen, J. Statistical relationships between satellite anomalies at geostationary orbit and high-energy particles // *Adv. Space Res.*, 37, 1192–1205. 2006.
6. Pilipenko V.A., Kozyreva O.V., Engebretson M.J., Soloviev A.A. ULF wave power index for space weather and geophysical applications: A review // *Russian journal of Earth sciences*, vol. 17, ES2002, doi:10.2205/2017ES000597, 2017.
7. Thorne R.M., Li W. et al. Rapid local acceleration of relativistic radiation-belt electrons by magnetospheric chorus // *Nature*, 504, 411. 2013.
8. Tverskaya L.V., Ivanova T.A., Pavlov N.N., Reizman S. Ya., Rubinstein I.A., Sosnovets E.N., Veden'kin N.N. Storm-time formation of a relativistic electron belt and some relevant phenomena in other magnetosphere plasma domains // *Adv Space Res*, 36:2392–2400. doi:10.1016/j.asr.2003.09.071. 2005.
9. Тверская Л.В. Диагностика магнитосферы по релятивистским электронам внешнего пояса и проникновению солнечных протонов (обзор) // *Геомагнетизм и аэрономия*, Т. 51, № 1, С. 8–24. doi:10.1134/S0016793211010142. 2011.
10. Тверской Б.А. Механизм формирования структуры кольцевого тока магнитных бурь // *Геомагнетизм и аэрономия*, Т. 37, № 5, С. 555–559. 1997.



DOI: 10.51981/2588-0039.2022.45.007

## ЭФФЕКТЫ БУРИ 4 НОЯБРЯ 2021 ГОДА В ПОЛНОМ ЭЛЕКТРОННОМ СОДЕРЖАНИИ ИОНОСФЕРЫ

И.И. Ефишов<sup>1\*</sup>, И.И. Шагимурагов<sup>1</sup>, М.В. Клименко<sup>1</sup>,  
Г.А. Якимова<sup>1</sup>, Н.Ю. Тепеницина<sup>1</sup>, М.В. Филатов<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Калининградский филиал ИЗМИРАН, г. Калининград, Россия

<sup>2</sup>Полярный Геофизический Институт, г. Апатиты, Россия

\*E-mail: [efishov@hotmail.com](mailto:efishov@hotmail.com)

**Аннотация.** В работе представлены результаты мониторинга вариаций Полного Электронного Содержания (ПЭС (ТЕС)) во время геомагнитной бури 4 ноября 2021 г. в европейском секторе. Для анализа привлекались карты ТЕС сформированные в широтном диапазоне 30-80°N; для долгот 10°W-40°E. На активной стадии бури развивалась положительная фаза, максимальный эффект наблюдался в дневное время. Характерной особенностью развития бури явилось возмущение, которое проявилось в виде шлейфа повышенной ионизации, простирающегося в направлении северо-запад. Предполагается, что это есть проявление эффекта SED (storm enhanced density). Повышение достигало широт 70-75°N. На картах ТЕС эффект наиболее ярко проявился во временном интервале 08-10 UT.

### 1. Введение

Несколько характерных крупномасштабных неоднородностей имеют место в полярной и субавроральной ионосфере во время спокойных и возмущённых условий. К ним можно отнести главный ионосферный провал (MIT-main ionospheric trough), буревое увеличение ионизации (SED-storm enhanced density), язык ионизации (TOI-tongue of ionization) и пятна повышенной ионизации (polar patches). Сильные градиенты на краях этих структур приводят к генерации неоднородностей, с которыми связаны скитилляции/флуктуации навигационных сигналов. Флуктуации GPS/ГЛОННАС сигналов приводят к ухудшению, нарушению навигации и связи в высоких широтах [Jin et al., 2014; Cherniak et al., 2015; Prikryl et al., 2015; Shagimuratov et al., 2021]. Особенно это критично в области проявления SED. Структура TOI показывают зависимость от UT, сезона, долготы. Внутри TOI ионизация может в 2-10 раз превышать фоновую/ночную ионизацию в полярной шапке. Структура SED проявляется как узкая по широте область повышенной ионизации, локализованная подобно струе (шельфу), которая транспортируется в направлении полюса от источника дополнительной ионизации со средних широт [Coster et al., 2007; Foster, 1993] и в дальнейшем эволюционирует в язык ионизации.

При конвенции SED/TOI структуры через полярную шапку TOI может фрагментироваться на дискретные полярные патчи. Несколько механизмов предложено для формирования SED/TOI структуры [Liu et al., 2015; Klimenko et al., 2019; Pokhotelov et al., 2021]. Структура SED довольно ярко проявляется в ТЕС вариациях. Как показано в работе Foster and Rideout (2005), во время супербури ноября 2003 г. наблюдалось увеличение ТЕС внутри SED более чем на порядок по сравнению с фоном. На основе 3D томографической реконструкции ТЕС измерений для американского сектора во время бури 17 марта 2013 г. выявлена высотная структура SED. Показано, что наибольшее увеличение ионизации наблюдается выше максимума F2 слоя [Zhai et al., 2020]. На основе наблюдений и моделирования показано, что схожий вывод можно сделать про вертикальную структуру TOI во время бури 17 марта 2015 г. [Klimenko et al., 2019]. Согласно результатам модельных расчетов на высотах плазмосферы область повышенных значений электронной концентрации занимает почти всю полярную шапку, что связано с уменьшением скорости рекомбинации и увеличением электронной температуры с увеличением высоты. Несмотря на существующую взаимосвязь Liu et al. (2015, 2016) указали на то, что SED и TOI являются различными структурами, появляющимися на разных широтах с разными механизмами формирования и модификации.

Благоприятные условия для формирования SED/TOI складываются в Североамериканском секторе. Большинство ранее выполненных исследований касались именно этого сектора. Позже структуры SED/TOI обнаружены в других долготных секторах. В частности, в Европейском секторе во время бури 11 сентября 2005 г. [Yizengaw et al., 2006], в Европейском и Российском секторах во время бури 1-2 октября 2001 г. и 18 апреля 2002 г. [Coster et al., 2007], над Гренландией 10-12 октября 2010 г. [Shan et al., 2022]. Большинство исследований, касающихся анализа SED/TOI, сфокусировано на проявление этих структур во время сильных геомагнитных возмущений. В данной работе представлены результаты наблюдений пространственно-временного поведения ТЕС с проявлением SED для умеренной бури 4 ноября 2021 г. в европейском регионе

и проведено сравнение основных характеристик этого образования с другими бурями и другими долготными секторами.

Геомагнитное развитие бури представлено на рис. 1. Внезапное начало бури (SSC) было зарегистрировано в ~19:50 UT 3 ноября 2021 г, затем последовало падение индекса  $SYM-H$  до значения  $-110$  nT в 08:25 UT и  $-120$  nT в 12:40 UT 4 ноября 2021 г. После 16:30 UT последовала фаза восстановления. Индекс геомагнитной активности  $K_p$  достигал значения 8 в 09-12 UT 4 ноября. При получении карт ТЕС использовались GPS наблюдения Европейской сети станций (EPN). Также привлекались IONEX данные с 15 мин. временным разрешением.

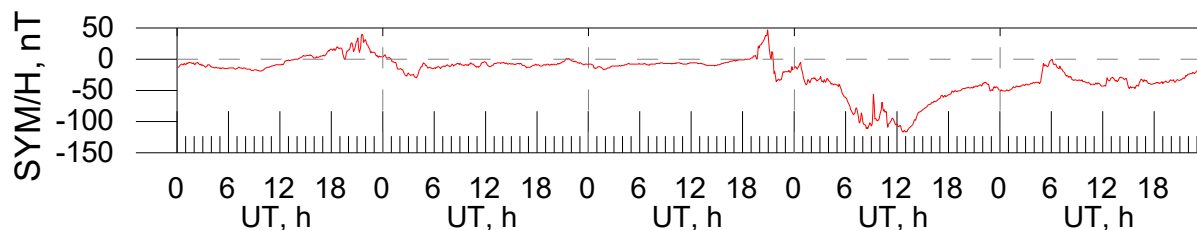


Рисунок 1. Индекс SYM-H за 1-5 ноября 2021 года.

## 2. Результаты и обсуждение

На рис. 2 представлены карты ТЕС для Европейского региона в диапазоне  $30-80^{\circ}N$ ; для долгот  $10^{\circ}W-35^{\circ}E$  с одночасовым интервалом. Плотная сеть GPS/ГЛОНАСС станций в Европейском регионе обеспечивает высокое пространственно-временное разрешение карт ТЕС. При построении карт мы использовали 70-80 станций. После начала бури повышение ТЕС наблюдается на широтах выше  $60^{\circ}N$  3 ноября после 21 UT. Затем сформировался среднеширотный провал, который четко наблюдался в ночные часы, опускаясь до широт меньше  $60^{\circ}N$ . При этом на широтах  $\sim 65^{\circ}N$  во время бури четко проявляется высокоширотная стенка провала в период с 22 UT 3 ноября до 03 UT 4 ноября.

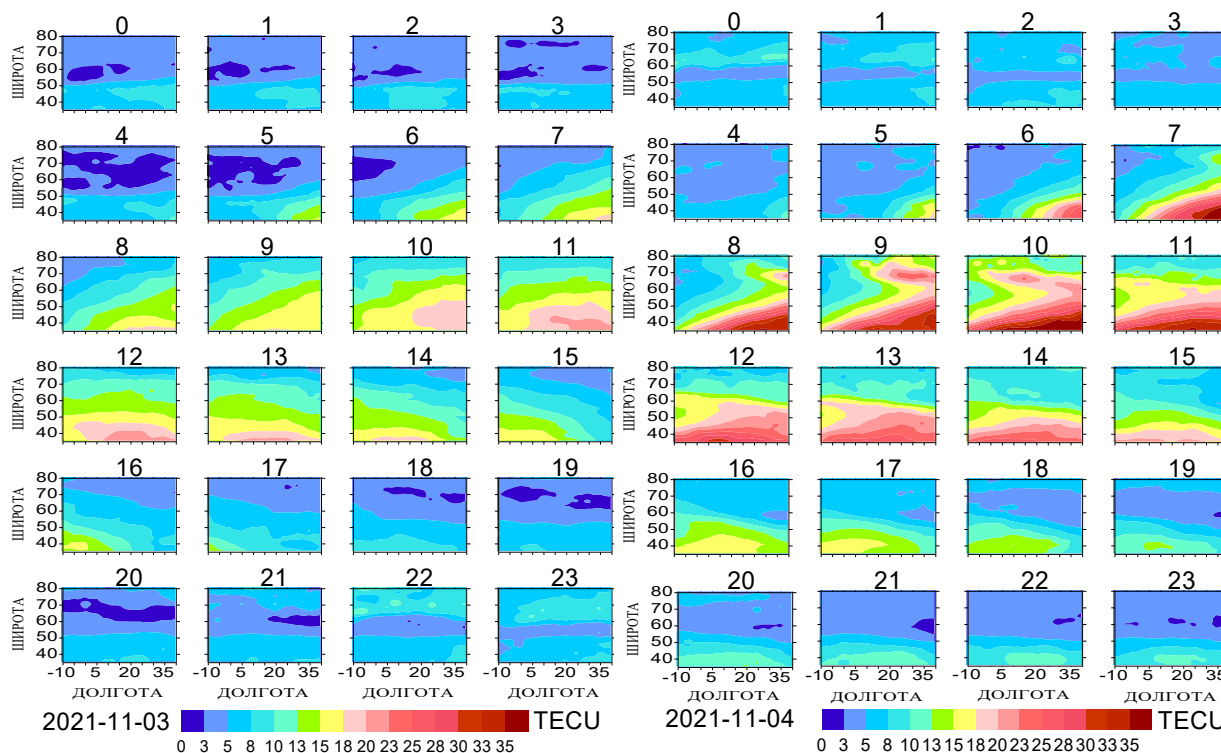
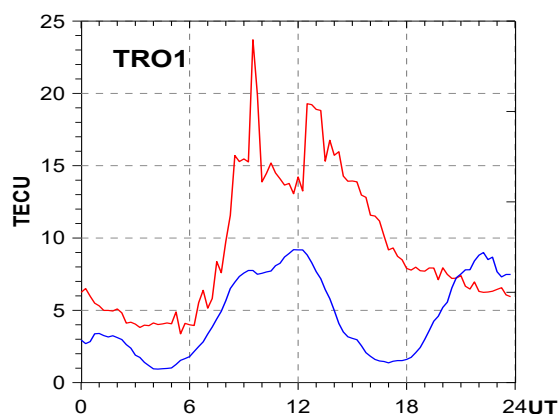


Рисунок 2. Карты ТЕС над Европой для 3 ноября (спокойный день) и 4 ноября 2021 г. (возмущенный день).

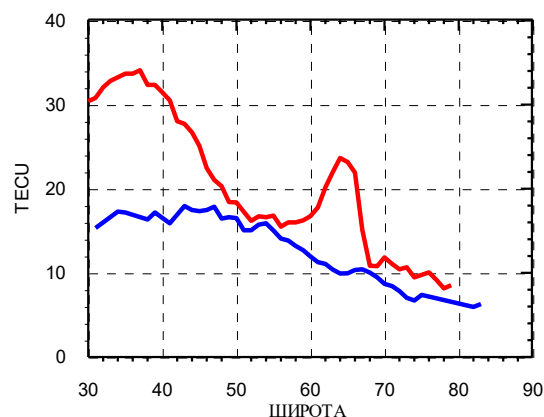
Положительная фаза бури наблюдается 4 ноября на фоне спокойного дня 3 ноября. Наиболее ярко положительное возмущение проявилось в дневное время. Характерной особенностью пространственного поведения ТЕС явилось положительное возмущение в виде узкой области (струи, шлейфа), простирающееся в северо-западном направлении, наблюдавшееся с 07 до 11 UT. Максимальный эффект пришелся на 09-10 UT

(11-12 LT на долготе  $30^\circ$ ), в районе местного полудня. Широтный размер области составляет около  $3\text{-}5^\circ$  в диапазоне  $62\text{-}67^\circ$  географической широты. Предположительно эффект соответствует проявлению SED структуры. В работе [Coster et al., 2007] представлены примеры развития SED в Российском и Европейском регионах и затем прослежено их проявление в Северной Америке. Над Восточной Сибирью и Европой SED наблюдался около местного полудня, а к Америке структура сдвигалась к западу. В Европе структура SED наблюдалась в течение 15-20 часов в диапазоне  $61\text{-}63^\circ$  инвариантной широты. Максимальная интенсивность эффекта приходилась на Северную Америку. В нашем случае SED наблюдался в течение 6-8 часов, причем, важно отметить, приблизительно на тех же широтах. Для рассматриваемого нами случая SED эффект приходится на стадию активной фазы бури после 09 UT, при этом  $Kp$  достигал своего максимального значения: 7-8. Заметим, что для возмущения 11 сентября 2005 г. SED структура регистрировалась на стадии восстановительной фазы бури, при этом  $Kp$  индекс достигал значения 7.

На картах TEC след SED ярко проявляется в интервале 09-10 UT. на широтах  $60\text{-}70^\circ\text{N}$ . Детальное проявления SED можно видеть на суточной вариации TEC по станции TRO1, которая находилась в центре струи максимума повышенной электронной концентрации (рис. 3).



**Рисунок 3.** Суточная вариация TEC на станции TRO1 для 3 (синяя) и 4 (красная) ноября 2021 г.



**Рисунок 4.** Широтный профиль на долготе  $20^\circ\text{E}$  (10 UT) для 3 (синяя) и 4 (красная) ноября 2021 г.

Главное повышение TEC в суточном ходе для 4 ноября, как и на картах, приходится на 09-10 UT. Максимальное значение приходилось на 09:20 UT и достигало величины около 23 TECU, тогда как 3 ноября в это время значение TEC составляло около 8 TECU, т.е. буревое повышение превышало в 3 раза спокойный ход. В суточном ходе TEC для 3 ноября наблюдается повышение в вечернее/ночное время сравнимое с дневным уровнем. Это повышение соответствует внезапному началу бури (19:50 UT). В целом, по сравнению со спокойным днем, 4 ноября наблюдалось положительное возмущение TEC.

На рис. 4 представлен широтный профиль TEC для 10 UT на долготе  $20^\circ\text{E}$  по данным базы Мадригал. Для сравнения представлен и профиль для 3 ноября. Структура SED шельфа проявляется на широтах около  $62^\circ$  в виде горба резкого повышения TEC на фоне его плавного изменения с широтой. Ширина SED составляет 7-8 градусов. Положение и размеры SED согласуются с полученными ранее [Coster et al., 2007] для Европейского сектора.

### Заключение

Анализ карт TEC обеспечил получение детальной картины пространственно-временного развития ионосферных возмущений во время умеренной, по интенсивности, бури 4 ноября 2021 года на широтах выше  $30^\circ\text{N}$  для Европейского региона. На стадии активной фазы бури наблюдалась положительное возмущение, которое наиболее ярко проявилось в дневные часы. На высоких широтах повышение TEC проявилось в виде узкой по широте полосы (шлейфа), простирающейся в северо-западном направлении до широт около  $75^\circ\text{N}$ . Максимум эффекта пришелся около полудня, на географические широты  $61\text{-}68^\circ\text{N}$  и был определен как SED (Storm enhanced density). Ранее подобная структура регистрировалась на разных долготах в TEC вариациях [Coster et al., 2007]. Амплитуда эффекта существенно меньше, чем регистрировалась это в североамериканском секторе для очень сильных магнитных бурь. Относительно малая амплитуда обусловлена в большей части долготной зависимостью эффекта и умеренной интенсивности рассматриваемой нами магнитной бури.

**Литература**

- Cherniak Yi., Zakharenkova I. (2015). Dependence of the high-latitude plasma irregularities on the auroral activity indices: A case study of 17 March 2015 geomagnetic storm. *Earth, Planets and Space*, 67(1), 151. <https://doi.org/10.1186/s40623-015-0316-x>
- Coster A.J., Colerico M.J., Foster J.C., et al. (2007). Longitude sector comparisons of storm enhanced density. *Geophysical Research Letters*, 34, L18105. doi:10.1029/2007gl030682
- Foster J.C. (1993). Storm Time Plasma Transport at Middle and High Latitudes. *Journal of Geophysical Research*, 98(A2), 1675-1689.
- Foster J.C. and Rideout W. (2005). Midlatitude TEC enhancements during the October 2003 superstorm. *Geophys. Res. Lett.*, 32, L12S04. doi:10.1029/2004GL021719
- Jin Y., Moen I., Oksavik K., et al. (2017). GPS scintillations associated with cusp dynamics and polar cap patches. *J. Space Weather Space Clim.*, A23. doi:10.1051/swsc/2017022
- Liu J., Nakamura T., Liu L., Wang W., et al. (2015). Formation of polar ionospheric tongue of ionization during minor geomagnetic disturbed conditions. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 120, 6860–6873. <https://doi.org/10.1002/2015JA021393>
- Liu J., Wang W., Burns A., et al. (2016). Relative importance of horizontal and vertical transports to the formation of ionospheric storm-enhanced density and polar tongue of ionization. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 121, 8121–8133. <https://doi.org/10.1002/2016JA022882>
- Liu J., Wang W., Burns A., et al. (2016). Profiles of ionospheric storm-enhanced density during the 17 March 2015 great storm. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 121, 727–744. <https://doi.org/10.1002/2015JA02183>
- Klimenko M.V., Zakharenkova I.E., Klimenko V.V., et al. (2019). Simulation and observations of the polar tongue of ionization at different heights during the 2015 St. Patrick's Day storm. *SpaceWeather*, 17, 1073–1089. <https://doi.org/10.1029/2018SW002143>
- Prikryl P., Jayachandran P.T., Chadwick R., et al. (2015). Climatology of GPS phase scintillation at northern high latitudes for the period from 2008 to 2013. *Ann Geophys.*, 33, 531–545. doi:10.5194/angeo-33-531-2015
- Pokhotelov D., Fernandez-Gomez I. and Borries C. (2021). Polar tongue of ionisation during geomagnetic superstorm. *Ann. Geophys.*, 39, 833–847. <https://doi.org/10.5194/angeo-39-833-2021>
- Shagimuratov I.I., Chernouss S.A., Despirak I.V., et al. (2018). Occurrence of TEC fluctuations and GPS positioning errors at different longitudes during auroral disturbances. *Sun and Geosphere*. 13/1, 89-94.
- Shai C., Lu G. Yibin Yao Y., et al. (2020). Tomographic Reconstruction of SED Plume During 17 March 2013 Storm. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 125, Is. 11. <https://doi.org/10.1029/2020JA028257>
- Shan L.L., Yao Y.B., Kong J., et al. (2022). Three-dimensional reconstruction of tongue of ionization during the 11 October 2010 geomagnetic storm and evolution analysis with TIEGCM. *Space Weather*, 20, e2021SW002862. <https://doi.org/10.1029/2021SW002862>
- Yizengaw E., Moldwin M.B., Galvan D.A. (2006). Ionospheric signatures of a plasmaspheric plume over Europe. *Jeophysical Research Letters*, 33, L17103. <https://doi.org/10.1029/2006GL026597>
- Шагимуратов И.И., Филатов М.В., Ефишов И.И., Тепеницына Н.Ю. (2021). Флуктуации полного электронного содержания и ошибки GPS позиционирования, обусловленные полярными сияниями во время аврорального возмущения 27 сентября 2019 года. *Изв. РАН. Серия физическая*, Т. 85, № 3, 427–433. doi:10.31857/S036767652103025X

DOI: 10.51981/2588-0039.2022.45.008

## ТЕРМОСФЕРНО-ИОНОСФЕРНЫЕ ВОЗМУЩЕНИЯ, ОПЕРЕЖАЮЩИЕ МАГНИТНЫЕ, КАК КРАТКОСРОЧНЫЕ ПРЕДВЕСТНИКИ ПРОГНОЗА МАГНИТНЫХ БУРЬ

Э.Г. Мирмович, к.ф.-м.н., доцент

ГБПОУ МО «Колледж «Подмосковье», Москва, Россия; e-mail: [mirmovich1940@mail.ru](mailto:mirmovich1940@mail.ru)

### Аннотация

Обсуждается возможность использования в прогностических целях обнаруженного автором при анализе активного периода в августе в 1972 году и широко обсуждаемого в отечественной и зарубежной литературе вот уже 35 лет эффекта возрастания плазменной частоты в главном максимуме ионосферы перед геомагнитными бурями.

**Ключевые слова:** термосферно-ионосферное возмущение, «термосферное цунами», верхняя атмосфера, источник ионизации, дневной касп, солнечная вспышка, предвестник, прогноз, Ю.И. Гальперин.

### Введение

Как-то на симпозиуме COSPAR во время доклада одного из учёных об обнаруженных им фактах опережения начала магнитной бури положительными ионосферными возмущениями профессор Ю.И. Гальперин, 90-летие которого отмечалось в Институте космических исследований РАН в 2022 году, воскликнул: «So, it is entirely, completely Mirmovich!» (Так, это же сплошной Мирмович), а присутствовавший и там, и на защите диссертации автора настоящей статьи в качестве члена Диссертационного совета СибИЗМИР (Иркутск) профессор Э.С. Казимировский этот случай рассказал автору.

Цели настоящей работы:

- а) восстановить приоритет открытия;
- б) представить концепцию авторского объяснения явления, убрав из его дефиниции термин «предштормовой» и привязав это явление к солнечным вспышкам, а не к магнитным бурям, и исключительно дневному времени;
- в) отнести этот эффект не к ионосферно-магнитным или даже магнитно-ионосферным, а к введенным автором ранее в научный обиход термосферно-ионосферным возмущениям;
- г) показать, что в определённых условиях при учёте циркуляции, способствующей или препятствующей поступлению дополнительного материала на дневную сторону термосферы, этот эффект может служить независимым краткосрочным предвестником начала магнитной бури.

### Материалы и концепция работы

При исследовании периода 2–11 августа 1972 года, уникального по интенсивности солнечной деятельности в 20-м цикле солнечной активности, который сопровождался цепочкой солнечных хромосферных вспышек класса X, вызвавших, соответствующие эффекты в области E и D дневной ионосферы, автором было обнаружено абсолютно новое в гелиогеофизических исследованиях явление. Оно состояло в том, что в дневное время в области F ионосферы отмечались положительные возмущения (ПВ) сразу после солнечных вспышек и до геомагнитных бурь как с внезапным (SSC-эффект), так и с постепенным началом, которые следовали за ПВ. Этот эффект был отмечен, проиллюстрирован и опубликован в статье [1], а также в ряде последующих работ 1978–1981 гг., защищен диссертацией в качестве защищаемого положения [2]. Практически одновременно аналогичный эффект в предштормовой интерпретации заметил по данным наблюдений в приэкваториальной ионосфере бразильский исследователь ионосферы и геомагнитного поля R.P. Kane [3], хотя на специфику эффекта не обратил внимания. Актуальность и научная ценность этого открытия подтверждается более поздними работами многих авторов с признанием отсутствия физической модели и адекватного объясняющего механизма данного явления, например, [4–10].

В работе [5] от 2019 года авторами представлен обстоятельный обзор проблемы по > 40 библиографическим источникам. Однако, несмотря даже на наличие совместной работы по этой теме с автором [11], ни в этой, ни в других работах отечественных (например, Д.В. Благовещенский, А.В. Михайлов и мн. др.) и зарубежных исследователей ионосферы (например, L. Liu et al., B.J. Adegoya, J. Laštovička и мн. др.) ссылок на работы [1, 2] нет. В работе [7] на основании концептуального анализа публикаций, посвященных предбуревым возрастаниям NmF2, сделан вывод, что нет убедительных аргументов в пользу связи наблюдаемых случаев

таких положительных возмущений ионосферы на средних и субавроральных широтах с последующими магнитными бурями.

Автором этот эффект был связан не с электроджетами и джоулевым разогревом в авроральном овале, а с работой дневного каспа и с событиями в полярной шапке, что было подтверждено измерениями высыпаний мягких электронов в эту уникальную магнитосферную «воронку» Ю.И. Гальпериным, что в свою очередь указывает на отсутствие строгой привязки таких ПВ к магнитной буре, также как она напрямую не зависит от РСА.

Детерминизм солнечно-земных связей (СЗС) представляет собой как минимум четырёхствольное «дерево», корнем которого является хромосферная вспышка (ХВ). Два ствола начинают свою «работу» через 8 минут, когда ультрафиолетовое и рентгеновское излучение (УФИ, РИ) достигают верхней атмосферы Земли (ВА), где осуществляются ядерно-химические реакции (ЯХР), а другие два – через сутки-двое по прибытии возмущённого солнечного ветра (ВСВ) и солнечных космических лучей (СКЛ), содержащих нейтроны (N), участвующие в ЯХР.

Термосферно-ионосферные возмущения (ТИВ), введенные автором как самостоятельный термин в виде альтернативы ионосферно-магнитным возмущениям (например, в [12, 13]), хотя и их следовало бы называть магнитно-ионосферными (МИВ), а не ионосферно-магнитными [6], порождаемые воздействием источников ионизации на нейтральный буст-возмущение состава (атомного O), обладают одной фундаментальной особенностью: отдельный их тип может наблюдаться за часы, а то и сутки до начала магнитной бури.

Исследованию послевспышечных положительных ТИВ (ПТИВ) способствовали бы внешнее зондирование ионосферы со спутника + регистрация ТЕС во время ХВ, вызвавшей полное поглощение в области D-ионосферы и «эффект Деллинжера» (ЭД). Объяснение генерации таких ПТИВ может находиться в рамках двух ветвей «дерева» СЗС: ХВ → УФИ+РИ+N(СКЛ) → ВА → ЯХР и ХВ → ВСВ → CUSP. Обе эти ветви участвуют в изменении состава ВА в пользу увеличения концентрации атомной составляющей и формирования переноса её в сторону экватора с большими скоростями, названного автором «термосферным цунами».

### **Прогностический потенциал послевспышечных ПТИВ, опережающих начала магнитной бури**

Среди «предикторов» особую ценность представляют краткосрочные предвестники любых возмущений и катастроф, каковыми по последствиям бывают и магнитные бури.

Рассматриваемая в данной работе проблема в основном сформулирована в работах автора [14, 15], а основы прогнозирования и источники ТИВ – в работе [16].

Вообще-то такое «термосферное цунами», наплываемое на невозмущенное состояние верхней атмосферы, её нейтросферы, может создаваться разными источниками, включая акустические, акустико-гравитационные и внутренние волны, появляющиеся на границе двух сред, которой могут быть перепады плотности, градиенты, различные джеты – струйные течения [12, 13, 16]. Но в качестве краткосрочного предвестника магнитной бури может служить лишь один тип ПТИВ, первичным источником которых является дневной касп магнитосферы [17]. Кроме того, следует также отметить, что УФИ и РИ отдельных солнечных вспышек ионизует нейтральную составляющую верхней атмосферы вплоть до  $h \geq 600$  км, что предсказывалось теоретически [2] и обнаружено в ТЕС. Так, в работе [19] представлены результаты исследования динамики полного электронного содержания ионосферы, вызванного воздействием солнечных вспышек X-класса 6 и 10 сентября 2017 года.

### **Заключение**

1. Настоящая работа устраняет недоразумение в научной литературе, длящееся десятки лет, которое состоит в том, что любое положительное возмущение ионосферы тестируется на предмет «предбуревую» характера. А автор обнаружения факта возникновения ПВ ионосферы, опережающего начало магнитной бури, сразу утверждал, что они наблюдаются непосредственно после ХВ и лишь на дневной стороне. Вместо исследования возможностей «работы» УФИ и РИ с нейтросферой в ионизационном и диссоциативном режимах на больших высотах, привлечения нейтронов из СКЛ к ядерно-химическим реакциям как поставщику дополнительного атомного материала в термосферу, где солнечное излучение превратит их в плазму, авторы работ по данной тематике рассматривают все положительные ионосферные возмущения, пытаясь найти или опровергнуть их «предбуревую» миссию, их связь с последующей геомагнитной бурей или суббурей.

2. Никто не сделал выборку по дневным отдельно ПВ и в связи со вспышками, а не авроральной или магнитной активностью.

3. Обсуждаемый эффект – это не ионосферное или ионосферно-магнитное, а термосферно-ионосферное возмущение.

4. Образуюсь задолго до прихода ВСВ, ответственного за магнитную и ионосферную бурю, такое дневное ПТИВ может быть предвестником глобальной магнитной бури. Ранее автор разработал метод

прогноза ТИВ по регрессионному уравнению NmF2 и O/N<sub>2</sub> и индексам геомагнитной активности [2], а в данном случае наоборот, по одним ионосферным данным можно предсказывать факт глобальной магнитной бури.

### **Библиографические источники**

1. Mirmovich E.G. Ionospheric Behavior during August 2-11, 1972 derived from data of the ionosphere vertical sounding over Khabarovsk / Report UAG, No.28, WDCenter A, Boulder, Colorado, USA, 1973, part II. P. 557–561.
2. Мирмович Э.Г. Исследование и прогноз термосферно-ионосферных возмущений / Автореф. дисс... канд. физ.-мат. наук. Иркутск. 1981. 23 с.
3. Kane R.P. Storm-time variations of F2 // *Ann. Geophysicae*. V. 29. 1973. P. 25–42.
4. Blagoveschensky D.V., Kalishin A.S. Increase in the critical frequency of the ionospheric F region prior to the substorm expansion phase // *Geomag. and Aeronom.* 49. 2009. P. 200–209.
5. Константинова А.В., Данилов А.Д. // *Гелиогеофиз. исслед. вып. 22*. 2019. С. 33–51.
6. Mikhailov A.V., Perrone L. Pre-storm NmF2 enhancements at middle latitudes: delusion or reality? // *Ann. Geophys.* V. 27. 2009. P. 1321–1330. [www.ann-geophys.net/27/1321/2009/](http://www.ann-geophys.net/27/1321/2009/)
7. Buresova D., Laštovička J. Pre-storm enhancements of foF2 above Europe // *Adv. Space Res.* V. 39. 2007. P. 1298–1303.
8. Buresova D., Laštovička J. Pre-storm electron density enhancements at middle latitudes // *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* V. 70. 2008. P. 1848–1855.
9. Burke W.J., Huang C.Y., Marcos F.B. Prestorm enhancements in NmF2 and total electron content at low latitudes // *J. Geophys. Res.* V. 113. 2008. A02311. doi:10.1029/2007JA012832
10. Prölss G.W. Electron temperature enhancement beneath the magnetospheric cusp // *J. Geophys. Res.* V. 111. 2006. A07304. doi:10.1029/2006JA011618
11. Данилов А.Д., Морозова Л.Д., Мирмович Э.Г. О возможной природе положительной фазы ионосферных бурь // *Геомагн. и аэронаомия*. Т.25, №5. 1985. С. 768–772.
12. Мирмович Э.Г. Термосферно-ионосферные возмущения как отдельный класс возмущений ионосферы / 16-я Всероссийская открытая научная конференция «Физика плазмы в солнечной системе», М., ИКИ РАН. 2021. С. 193. <https://plasma2021.cosmos.ru/docs/2021/PLASMA-2021-AbstractBook-0202.pdf>
13. Мирмович Э.Г. «Три источника – три составные части» генерации термосферно-ионосферных возмущений / «Physics of auroral phenomena». 44th Annual Seminar, 15–19 марта 2021 г. Апатиты. ПГИ. С. 137–141. <http://pgia.ru:81/seminar/archive/>
14. Мирмович Э.Г. Фундаментальность явления опережения начала магнитной бури одним из типов положительных возмущений среднеширотной ионосферы / 16-я Всероссийская открытая научная конференция «Физика плазмы в солнечной системе», М., ИКИ РАН. 2021. С. 192. <https://plasma2021.cosmos.ru/docs/2021/PLASMA-2021-AbstractBook-0202.pdf>
15. Мирмович Э.Г. Термосферно-ионосферные возмущения, опережающие магнитные, как краткосрочные предвестники прогноза магнитных бурь / «Physics of auroral phenomena». 45th Annual Seminar, 14–18 марта 2022 г. Апатиты. ПГИ. С. 61. [http://pgia.ru/seminar/abstracts\\_2022.pdf](http://pgia.ru/seminar/abstracts_2022.pdf)
16. Мирмович Э.Г. Полярный разогрев и детерминированный прогноз среднеширотных термосферно-ионосферных возмущений / Всесоюзное совещание "Крупномасштабная структура субавроральной ионосферы" (Якутск, июнь, 1981), тезисы докладов, Якутск, 1981. С. 15–17.
17. Demars H.G., Schunk R.W. Thermospheric response to ion heating in the dayside cusp // *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* V. 69. 2007. P. 649–660.
18. Ryakhovskiy I.A., Poklad Y.V., Gavrilov B.G. TEC changes caused by X-class solar flares 6 and 10 September 2017 / «Physics of auroral phenomena». 45th Annual Seminar, 14–18 марта 2022 г. Апатиты. ПГИ. С. 53. [http://pgia.ru/seminar/abstracts\\_2022.pdf](http://pgia.ru/seminar/abstracts_2022.pdf)

DOI: 10.51981/2588-0039.2022.45.009

## ГЕОЭФФЕКТИВНОСТЬ ДИАМАГНИТНЫХ СТРУКТУР ЭРУПТИВНОГО ПРОТУБЕРАНЦА

В.А. Пархомов<sup>1</sup>, В.Г. Еселевич<sup>2</sup>, М.В. Еселевич<sup>2</sup>, Б. Цэгмэд<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Байкальский государственный университет, г. Иркутск, Российская Федерация

<sup>2</sup>Институт солнечно-земной физики Сибирского отделения Российской академии наук,  
г. Иркутск, Российская Федерация

<sup>3</sup>Институт астрономии и геофизики АН Монголии

**Аннотация.** Рассмотрена цепочка явлений от Солнца до Земли, позволяющая исследовать механизм геоэффективности эруптивных протуберанцев, которые распространяются от Солнца внутри корональных выбросов массы. Эруптивный протуберанец, выброшенный в солнечный ветер, движется с его скоростью к Земле в виде диамагнитной структуры эруптивного протуберанца (ДСЭП). Главной особенностью ДСЭП является большой резкий скачок концентрации плазмы  $N$  внутри него при одновременном резком уменьшении модуля ММП  $B$ . Именно, вследствие антикорреляции профилей  $N$  и  $B$  внутри ДСЭП его контакт с магнитосферой может приводить не только к сжатию магнитосферы, но и к прохождению вещества ДСЭП внутрь магнитосферы. Продолжительность магнитосферного возмущения в виде полярных сияний на дневной стороне, глобального усиления токовых систем, возрастания потоков заряженных частиц в радиационных поясах и генерации нерегулярных пульсаций типа Pi2-3 определяется размером ДСЭП. Приведены статистические исследования ДСЭП, наблюдаемых в разные годы солнечной активности. Построена качественная модель геоэффективности ДСЭП.

**Ключевые слова:** эруптивный протуберанец, диамагнитная структура эруптивного протуберанца, пилообразная суббура, двойной овал полярных сияний, геомагнитные пульсации Pi2-3.

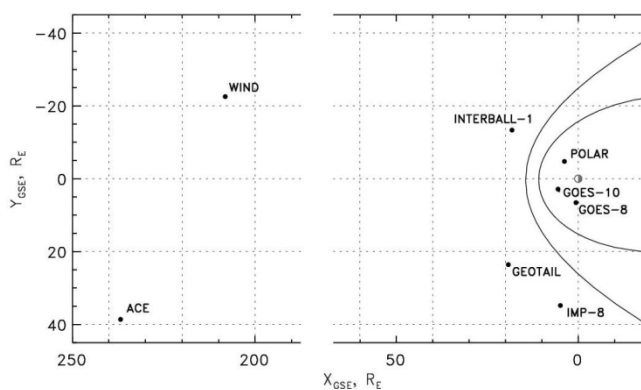
### Введение

Понятие геоэффективности диамагнитных структур (ДС) медленного солнечного ветра (СВ), определяемых по отрицательному коэффициенту корреляции между большими скачками концентрации СВ и модуля межпланетного магнитного поля (ММП) и переносимых от Солнца до орбиты Земли потоками медленного солнечного ветра (СВ) было обобщено в статье [1]. Наиболее мощные геомагнитные возмущения связаны со спорадическим СВ. На орбите Земли спорадический СВ, источником которого на Солнце являются КВМ, регистрируется в виде последовательности ударной волны (Shock), ударно-нагретой плазмы (Sheath – область сжатия перед КВМ) и межпланетного коронального выброса массы (КВМ). Согласно [2], он может быть либо в виде магнитного облака (МО), либо в виде выброса (ejecta). Именно внутри МО и ejecta регистрируется эруптивный протуберанец (ЭП), который характеризуется резким и большим скачком концентрации плазмы  $N$  при одновременном резком уменьшении модуля ММП. По этому параметру он является ярко выраженной ДС спорадического СВ [3]. Далее такую структуру будем называть диамагнитной структурой эруптивного протуберанца (ДСЭП), подчеркивая ее источник. Мы исследовали 15 спорадических потоков СВ, в которых удалось однозначно установить наличие ДСЭП.

Целью данной работы является детальное исследование природы и характера возмущения магнитосферы, которые способны вызывать ДСЭП на примере структуры 02.07.1999 для которой удалось собрать наиболее полный пакет данных.

### Данные и методы анализа

Динамика вариаций концентрации плазмы  $N$  потока СВ и модуля ММП  $B$  внутри ДСЭП исследовалась по измерениям в точках либрации на орбитах космических аппаратов (КА) ACE, WIND и вблизи Земли на спутниках Geotail, IMP-8 и ИНТЕРБОЛ-1, а также на спутниках POLAR,



**Рисунок 1.** Схема расположения спутников внутри и вне магнитосферы 02.07.1999 г.



GOES-8, GOES-10, расположенных внутри магнитосферы. Положение спутников показано на рис. 1.

Использованы данные наземных геомагнитных наблюдений на мировой сети станций INTERMAGNET, меридиональной цепочке магнитометров CPMN (210 меридиан) [4], сети CARISMA, а также данные наблюдений индукционных магнитометров обсерваторий Борок (BOR) и Монды (MND).

### Определение и анализ ДСЭП 02.07.1999 г. на орбите Земли

Прежде чем определять источник ЭП на Солнце и анализировать результаты регистрации ДСЭП различными КА, напомним характерные свойства ЭП внутри КВМ в короне Солнца в плоскости эклиптики, перечисленные в [5, 6, 7].

1. Эруптивный протуберанец представляет собой петлю с неоднородными границами и располагается внутри магнитной полости КВМ, которой соответствует МО на 1 а. е.

2. Толщина петли волокна  $\Delta L_p$  вдоль радиуса  $R$  (в направлении оси  $X$  движения КВМ) много меньше аналогичного размера  $\Delta L_{КВМ}$  для КВМ.

3. Толщина петли волокна в направлении  $Z$ , перпендикулярном плоскости эклиптики, сравнима с  $\Delta L_p$ .

4. При движении до орбиты Земли угловые размеры КВМ и эруптивного волокна примерно сохраняются.

Результаты сравнения наблюдений эруптивного волокна при его движении от орбиты либрации до расстояния  $\sim 4R_E$  показаны на рис. 2.

Вертикальными штриховыми линиями на рис. 2 отмечены моменты времени пересечения передней и задней границ волокна,  $\Delta t$  – интервал времени прохождения волокна через спутник. Видно, что обе границы по времени регистрации существенно меньше длительности  $\Delta t$  прохождения волокна через спутник. При этом наблюдается антикорреляция вариаций  $N$  и  $B$  на всех спутниках в СВ и на спутнике Polar внутри магнитосферы на дневной стороне на расстоянии  $\sim 4R_E$ . Именно этот факт позволяет нам впервые интерпретировать ЭП (волокно) в солнечном ветре как ДСЭП и показать прохождение этой структуры внутрь магнитосферы.

В статье [8] было показано, что источником рассматриваемого спорадического СВ является КВМ типа гало, который сопровождался вспышкой с координатами N18E07 и рентгеновским баллом M3.3. Время начала вспышки 29.06.1999,  $t_0 \approx 07:31$  UT.

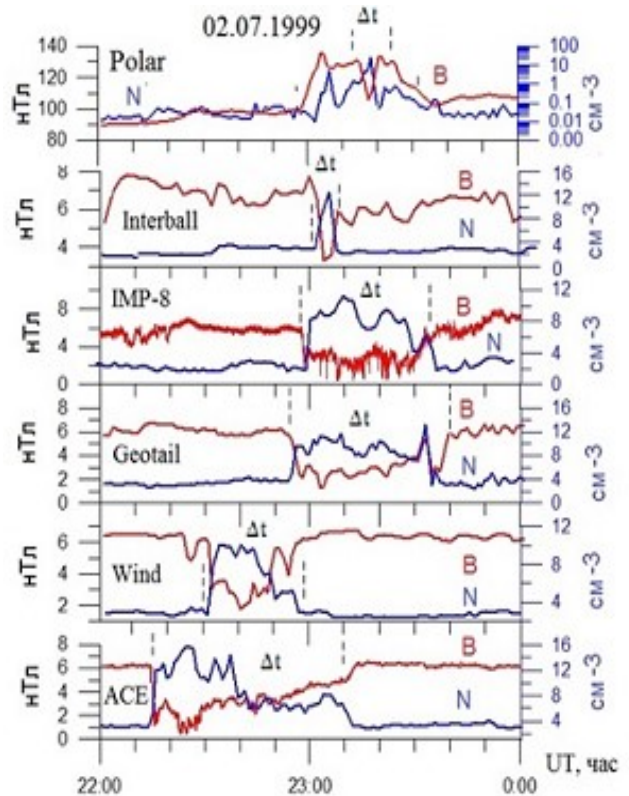
### Отклик в магнитосферных токовых системах

Особенности отклика рассмотрим в двух частотных диапазонах – низкочастотном в токовых системах, определяемых вариациями кольцевого тока (индексами геомагнитной активности SYMH), вариациями авроральных токовых струй (индексы SML, SMU), и высокочастотном, определяемом динамикой нерегулярных геомагнитных пульсаций типа Pi 2-3 ( $T = 180 \div 320$  с).

На рис. 3а показаны параметры  $N$ ,  $B$ ,  $B_y$ ,  $B_z$  ДСЭП по данным OMNI, магнитосферный отклик в вариациях геомагнитного поля на низкоширотных магнитных обсерваториях, в индексах геомагнитной активности  $SML$ ,  $SMU$ ,  $SYM-H$ . Магнитосферный отклик можно разделить на четыре стадии. Стадия 1-2 – соответствует началу взаимодействия, связанного с небольшим возрастанием концентрации плазмы; 2-3 – фаза DCF, резкое возрастание токов на магнитопаузе, вызванное сжатием магнитосферы скачком концентрации СВ от  $2.8$  до  $10 \text{ см}^{-3}$ .

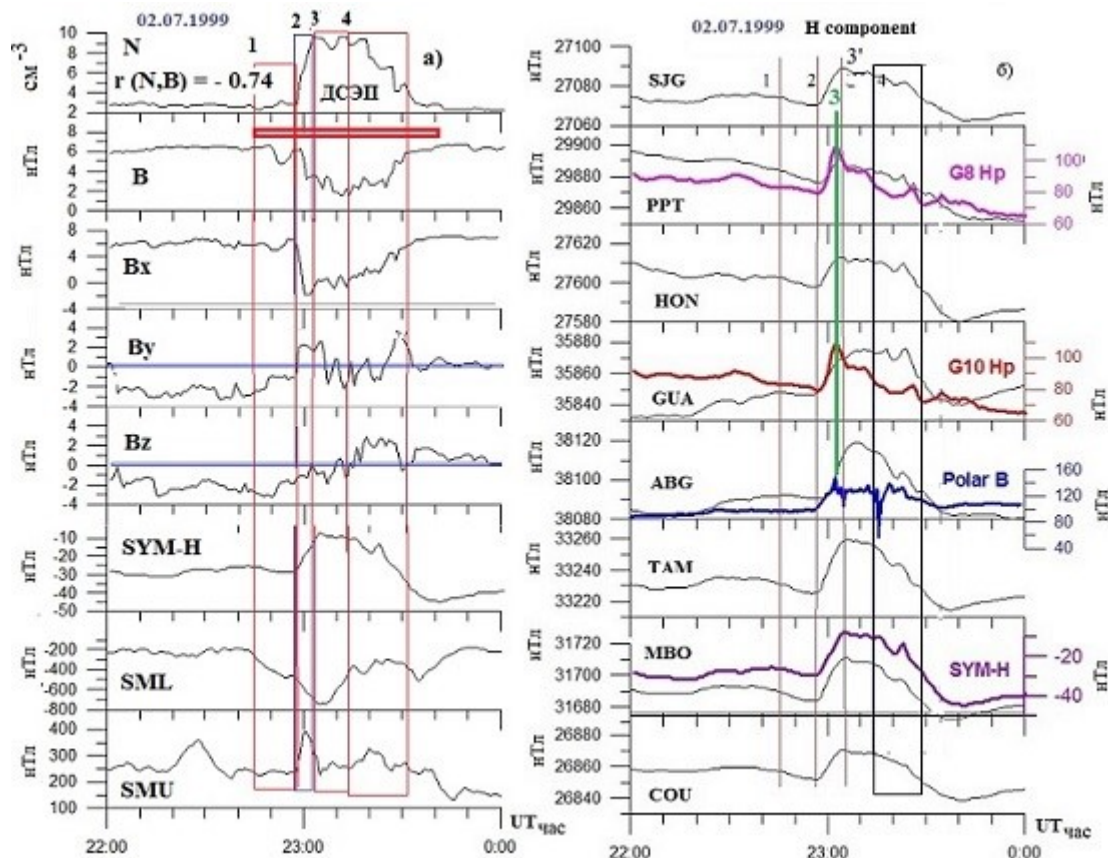
Компоненты ММП  $B_x$  и  $B_y$  в плоскости эклиптики скачком меняют направление на противоположное в момент начала DCF фазы, а  $B_z$  компонента плавно меняет направление с южного на северное. Вероятно, в рассматриваемом событии геоэффективными оказались компоненты ММП в горизонтальной плоскости.

На рис. 3б добавлены: SYM-H на утренней обсерватории MBO и данные спутников Polar (модуль  $B$ ), GOES-10, GOES-8 ( $H_p$ -компоненты) в зависимости от их расположения по местному времени. Все спутники, данные



**Рисунок 2.** Вариации концентрации плазмы  $N$  (синие кривые) и модуля ММП  $B$  (красные кривые), в области ДСЭП 02.07.1999, зарегистрированные на различных КА. Снизу вверх: ACE, WIND, GEOTAIL, IMP-8, INTERBALL-1, POLAR;  $\Delta t$  – интервал времени прохождения волокна через спутник, две временные границы которого показаны вертикальными штриховыми линиями.

которых показаны на рис. 3б, находятся на дневной стороне: Polar – ~9 h, GOES-10 – ~13 h, GOES-8 – ~17 h MLT. На GOES-10 регистрируется резкий скачок  $H_p$ -компоненты геомагнитного поля на ~50 нТл; на GOES-8 на вечерней стороне – 40 нТл. Модуль геомагнитного поля на спутнике Polar в предполуденном секторе возрос скачком на ~60 нТл. Индекс восточной авроральной электроструи SMU скачком возрастает от ~250 до 400 нТл. Возрастания геомагнитного поля по длительности примерно равны времени прохождения переднего фронта ДСЭП через спутники.



**Рисунок 3.** Глобальный магнитосферный отклик на приход к Земле ДСЭП 02.07.1999:

*a* – (сверху вниз) концентрация СВ  $N$  и модуль ММП  $B$  по наблюдениям с разрешением 3 с на спутнике Wind, индекс кольцевого тока  $SYM-H$ , индекс западной авроральной электроструи  $SML$ , индекс восточного тока  $SMU$ . 1 – начало контакта с ДСЭП, 2 – начало взаимодействия ДСЭП с магнитопаузой (начало DCF фазы), 3 – окончание DCF фазы на низкоширотных обсерваториях и стабилизация величины DR (кольцевого тока), 4 – генерация Pi2-3 колебаний.

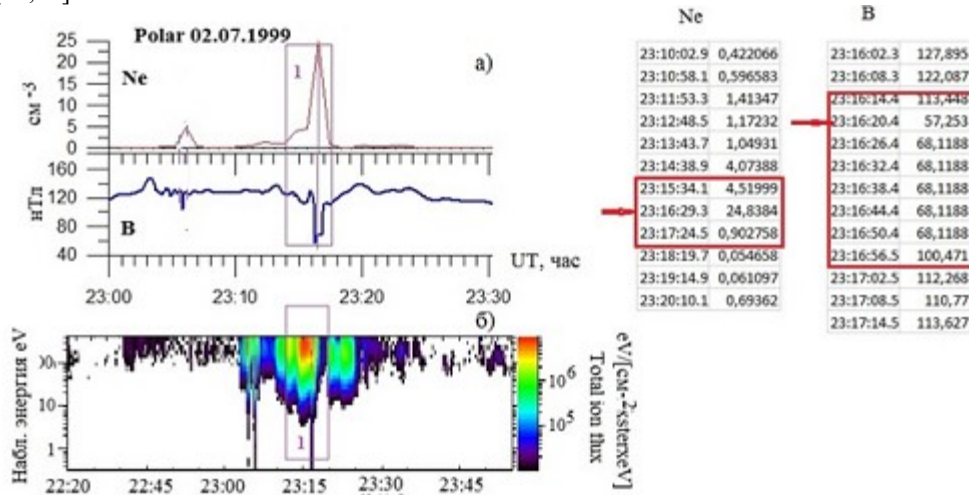
*б* – копии фрагментов магнитограмм низкоширотных обсерваторий в зависимости от местного времени. 1 – начало контакта с ДСЭП, 2 – начало взаимодействия ДСЭП с магнитопаузой (начало DCF фазы), 3 – окончание DCF фазы на спутниках, 3' – окончание DCF фазы на низкоширотных обсерваториях и стабилизация величины DR (кольцевого тока), 4 – генерация Pi2-3 колебаний.

На Земле в ~22:47 UT резко усиливается планетарная магнитная активность. Контакт ДСЭП с магнитосферой вызывает резкое возрастание глобальной магнитной активности, которое определяется синхронным возрастанием индексов авроральной магнитной активности  $SML$  на ~600 нТл и  $SMU$  на 250 нТл и усиление кольцевого тока (индекс  $SYM-H$  возрос на ~20 нТл). Эти эффекты воздействия ДСЭП на магнитосферу можно понять, используя механизм, рассмотренный в [9]. Суть механизма заключается в том, что развитие геомагнитной бури контролируется, как межпланетным магнитным полем, так и кинетическим давлением солнечного ветра, которые создают условия для поступления плазмы во внутреннюю магнитосферу. В нашем случае усиление кольцевого тока происходит на фазе восстановления бури, а не в целом для развития бури, как в цитируемой статье.

Информацию о поступлении энергии внутрь магнитосферы можно также получить из анализа вариаций потоков заряженных частиц (электронов) и модуля магнитного поля на спутнике Polar, показанное на рис. 4а. В указанный краткий интервал,  $N_e$  и  $B$  изменяются в противофазе. Для доказательства антикорреляции и

учитывая большую разницу в частоте дискретизации измеряемых параметров, на рисунке приведены фрагменты файлов регистрации этих параметров. Экстремальные значения Ne и B регистрируются примерно в одно время 23.16:29 UT и 23.16:20 UT соответственно. Факт совершенной антикорреляции между концентрацией заряженных частиц и резкого уменьшения модуля геомагнитного поля, который достигает величины  $\sim 57$  нТл, что существенно ниже значения дипольного геомагнитного поля на оболочке  $L \sim 4$ . Одновременно со скачками Ne, B происходит резкое усиление спектральной мощности потока высыпающихся ионов в диапазоне энергий 0.275 эВ – 320 кэВ (рис. 4б). Это позволяет сделать заключение о том, что на спутнике Polar регистрируется диамагнитная структура, проникающая глубоко в магнитосферу (до 4 Re), т.е. часть энергии ДСЭП проходит не только в магнитослой, но и внутрь магнитосферы, что видно на рис. 4а,б (обозначено прямоугольником 1), что соответствует максимуму стадии 4 на рис. 3а,б.

Приведённый результат совпадает с полученными ранее нами [3] и другими авторами [10] данными об импульсном прохождении энергии СВ внутрь магнитосферы, а также теоретическими и модельными расчётами [11,12].



**Рисунок 4.** а – поток электронов Ne и модуль геомагнитного поля B на спутнике Polar в утреннем секторе магнитосферы; б – спектрограмма потока ионов на спутнике Polar. Прямоугольником 1 обозначен интервал, соответствующий прохождению части ДСЭП в магнитосферу. Ne, B – фрагмент файлов спутниковых измерений величин.

### Отклик в динамике нерегулярных геомагнитных пульсаций типа Pi 2-3 ( $T = 180 \div 320$ с)

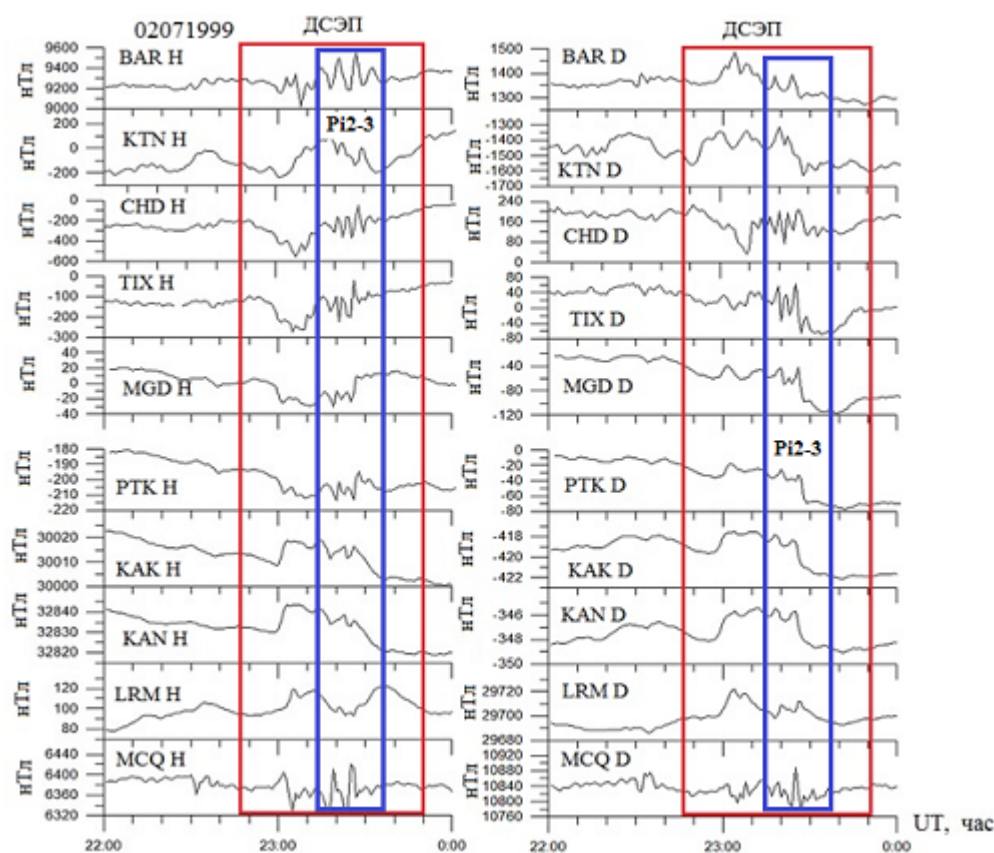
В статьях [3, 10] обнаружено возбуждение иррегулярных геомагнитных пульсаций типа Pi2-3 при импульсном прохождении энергии диамагнитной структуры СВ внутрь магнитосферы. Прежде всего отметим, что воздействие на магнитосферу резких неоднородностей (межпланетных ударных волн, скачков давления и разрывов) приводит к возбуждению всплесков широкополосных УНЧ излучений типа Psc 1-6 в диапазоне периодов  $1 \div 600$  с [13]. Глобальность магнитосферного отклика на контакт с ДСЭП и возбуждения цуга геомагнитных пульсаций хорошо видна на магнитограммах обсерваторий меридиональной цепочки от авроральной зоны до экватора (меридиан  $210^\circ$ ), в том числе и для сопряженной обсерватории южного полушария Mascuaque Island (MCQ) [4] (рис. 5). Местное время станций меридиана 09–10 MLT. Для сравнения приведены данные и полуденной обсерватории Barrow. Для всех обсерваторий, особенно среднеширотных, видно одновременное бухтообразное возмущение с наложением цуга геомагнитных пульсаций Pi2-Pi3. Поэтому учитывая ширину полосы периодов, далее будем называть такой цуг Pi2-3 колебаниями. Для рассматриваемого события период колебаний не зависит от долготы пункта наблюдения, что указывает на общность источника колебаний. Таким источником могут быть МГД волны, которые генерируются при резких изменениях магнитного поля вследствие прохождения сгустков плазмы (джетов) через плазму магнитослоя. Такие волны с задержкой в 140 секунд наблюдались внутри магнитосферы [10].

### Отклик в полярных сияниях на контакт с ДСЭП

Последовательность развития полярных сияний, отражающих взаимодействие ДСЭП с магнитосферой и регистрируемых инструментом UVI на спутнике Polar [14], показана на рис. 6а. На первом кадре в 22:19:49 UT активность в сияниях не определяется. На следующем кадре в 22:29:21 в утреннем секторе 08–05 LT на широте  $\sim 63^\circ$  N появляется спокойная дуга, вытянутая вдоль параллели. В 22:38:23 UT возникает трансполярная полоса сияний (сердце поперек полярной шапки), которая существует до 22:52:47 UT. В 22:58:28 видно усиление активности с вечерней стороны. На кадре в 22:38:23 свечение усиливается в вечерне-полуночном секторе. В 23:03:39 свечение охватывает весь овал полярных сияний в диапазоне широт  $\sim 62^\circ$ –

74°, на широте ~70° появляется второй овал сияний. Такая форма сияний свойственна для sawtooth-суббурь. Максимальная интенсивность сияний наблюдается с 23:09:30 до 23:20:33. На кадре в 23:20:33 видно смещение области свечения к северу. Затем активность сияний затухает и сияния прекращаются после ~ 23:50, когда  $N$  СВ и  $B$  в ДСЭП возвращаются к невозмущенному уровню.

Анализ наблюдений полярных сияний, возникающих после контакта ДСЭП с магнитосферой, показывает кардинальное отличие развития авроральных форм от динамики сияний, сопровождающих на полуночной стороне магнитосферы суббурю, причиной которой являются процессы в хвосте магнитосферы. В классической суббуре наблюдается регулярно наблюдаемая последовательность явлений. На начальном этапе в разрыве Харанга в околополуночные часы зарождается начальное уярчение, интенсивность которого резко возрастает в фазу взрыва и изгиб в полярных сияниях движется к западу [15]. В исследуемом событии свечение атмосферы начинается на дневной стороне, перемещаясь к западу и востоку от полудня. Аналогичная динамика полярных сияний была рассмотрена нами ранее для события 28.06.1999 [16]. Динамика сияний отличается также и от сияний типа “shock aurora” [17], которые начинаются на дневной стороне после контакта магнитосферы с межпланетными ударными волнами и свечение распространяется к востоку со скоростью ~6–11 км/с.



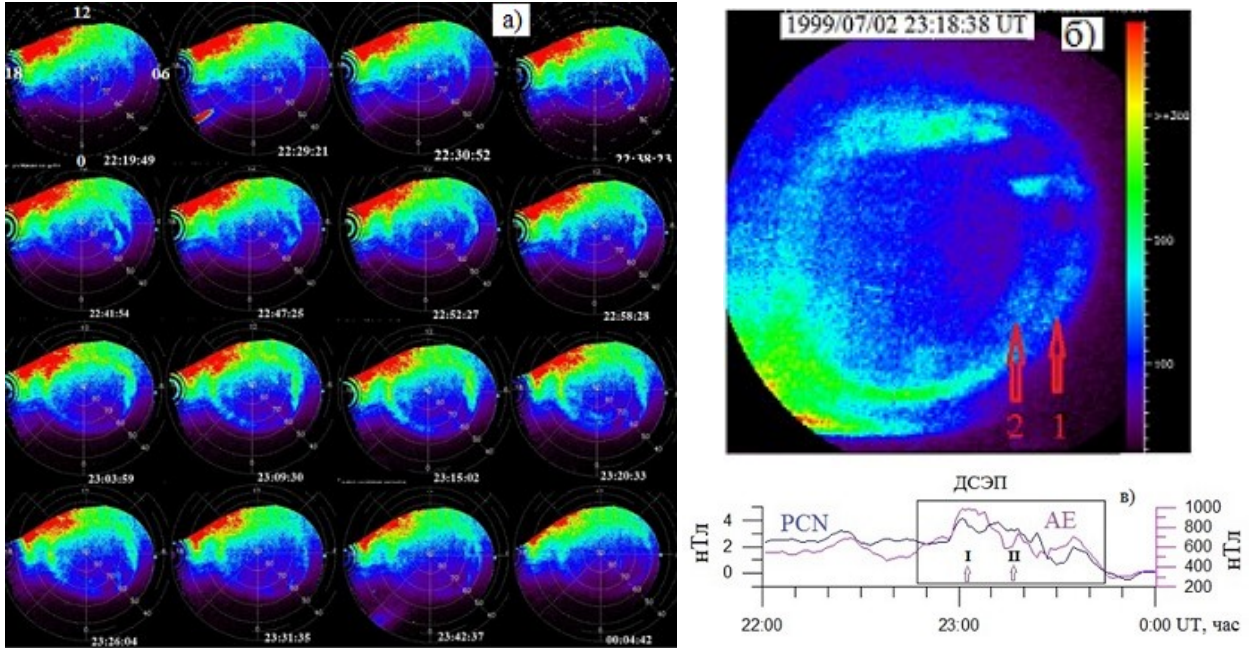
**Рисунок 5.** Фрагменты магнитограмм  $H$ - и  $D$ -компонент по данным обсерваторий меридиональной цепочки CPMN (меридиан 210°) [4]. Время наблюдения ДСЭП показано красным прямоугольником. Синий прямоугольник – интервал регистрации цуга  $Pi$  2-3.

Обратим внимание на особенности свечения атмосферы на кадрах с 22:41:54 до 23:31:35 UT (рис. 6а), на которых видно появление второй полосы свечения к северу от основной полосы овала полярных сияний. Для ясности на панели б показан увеличенный кадр с деталями свечения атмосферы в UVI-диапазоне сияний в 23:18:38 UT. Стрелками 1 и 2 обозначены первая и вторая полосы. Подчеркнем, что такая форма сияний наблюдается во время saw-tooth суббурь [18]. Другая особенность, свойственная saw-tooth суббурям, – инжекция высокоэнергичных частиц на геостационарной орбите.

Согласно описанию динамики развития saw-tooth суббурь [19], наблюдается строгое соответствие между вариациями магнитной активности в полярной шапке и развитием магнитных возмущений в авроральной зоне. В случае взаимодействия ДСЭП с магнитосферой также видно такое взаимодействие, которое проявляется синхронностью вариаций индекса  $AE$ , определяющего силу ионосферного тока в авроральной зоне и индекса  $PCN$ , определяющего силу ионосферных токов в полярной шапке. Коэффициенты корреляции между  $PCN$  и  $AE$ ,  $AL$  соответственно равны 0.78 и -0.65.

Таким образом, в результате взаимодействия ДСЭП с магнитосферой наблюдаются следующие явления.

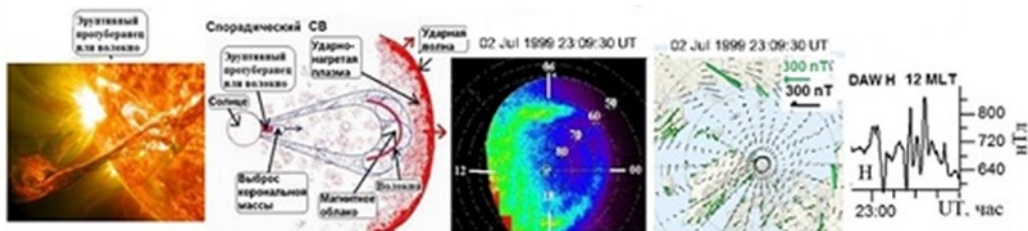
1. Глобальный отклик в ионосферных токах полярной шапки, авроральной зоны и кольцевого тока.
2. Усиление полярных сияний, которое начинается на полуденной стороне, а свечение распространяется на вечернюю и утреннюю стороны. В максимуме активности возникают структуры в виде двойного аврорального овала.
3. На орбите спутника Polar внутри магнитосферы резко возрастают потоки электронов и ионов в противофазе с изменениями модуля геомагнитного поля подобно противофазности вариаций концентрации протонов и модуля ММП в ДСЭП в солнечном ветре.
4. Вариации ионосферных токов в полярной шапке синхронны с вариациями ионосферных токов в авроральной зоне ( $r_{AE, PCN} = 0.78$ ).
5. Генерируется глобальный цуг колебаний P12-P13.



**Рисунок 6.** *a* – последовательность снимков сияний (спутник Polar, инструмент UVI), отражающих взаимодействие ДСЭП с магнитосферой и развитие сияний с дневной стороны; появление второго овала видно на кадрах с 23:09:30 до 23:31:35 UT; *б* – увеличенный кадр, стрелки 1, 2 отмечают овалы сияний; *в* – вариации индексов PCN и AE, стрелка I указывает начало появления второй полосы сияний, стрелка II – время снимка сияний.

### Заключение

В заключение представим общую качественную модель распространения ДСЭП (Рис. 7). Структура зарождается как результат эрупции протуберанца (или волокна) при возникновении КВМ вблизи поверхности Солнца и затем распространяется в составе КВМ до орбиты Земли и далее. Воздействие волокна (ДСЭП) на магнитосферу приводит к сжатию последней и одновременно к прохождению части энергии ДСЭП внутрь магнитосферы. Энергия ДСЭП расходуется на ускорение частиц в радиационных поясах, высыпание электронов в атмосферу и генерацию полярных сияний, а также на повышение ионизации ионосферы, усиление кольцевого тока, аврорального электроджета и генерацию УНЧ-излучений в виде геомагнитных пульсаций P12-P13 с амплитудой сравнимой с амплитудой бухтообразного возмущения.



**Рисунок 7.** Качественная модель генерации и распространения ДСЭП

## Список литературы

1. Пархомов В.А., Еселевич В.Г., Еселевич М.В., Дмитриев А.В., Ведерникова Т.И. Диамагнитные плазмиды, как составная часть диамагнитных структур “медленного” солнечного ветра, и их воздействие на магнитосферу Земли. *Солнечно-земная физика*. 2019. Т. 5. № 4. С. 42–54. DOI: 10.12737/szf-54201905
2. 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.
3. Пархомов В.А., Еселевич В.Г., Еселевич М.В., Дмитриев А.В., Суворова А.В., Хомутов С.Ю., Цэгмэд Б., Торо Райта. Магнитосферный отклик на взаимодействие с диамагнитной структурой спорадического солнечного ветра. *Солнечно-земная физика*. 2021. Т. 7, № 3. С. 12–30. DOI: 10.12737/szf-73202102
4. Yumoto K. and the MAGDAS Group. MAGDAS project and its application for space weather ILWS WORKSHOP – 2006. GOA, February 19–24, 2006. P. 1–7.
5. Burlaga L. Microscale structure in the interplanetary medium. *Solar Phys.* 1968. No. 4. P. 67.
6. Burlaga L., Sittler E., Mariani F., Schwenn R. Magnetic loop behind an interplanetary shock: Voyager, Helios and IMP-8 observations. *J. Geophys. Res.* 1981. V. 86, No. 8. P. 6673.
7. Пархомов В.А., Бородкова Н.Л., Еселевич В.Г., Еселевич М.В., Застенкер Г.Н. Резкие изменения концентрации в спорадическом солнечном ветре и их воздействие на магнитосферу Земли. *Космические исследования*. 2015. Т. 53. № 5. С. 1–12. DOI: 10.7868/S002342061505009X
8. Пархомов В.А., Еселевич В.Г., Еселевич М.В., Цэгмэд Б. Геоэффективность эруптивного протуберанца. *System Analysis & Mathematical Modeling*. 2022. №4 (в печати).
9. Калегаев В.В., Власова Н.А., Пенг Ж. Динамика магнитосферы во время геомагнитных бурь. *Космические исследования*. 2015. Т. 53. № 2. С. 105–117.
10. Katsavriasi C., Rapits S., Daglis L.A., Karlsson T., Georgiou N., Balasis G. On the generation of Pi2 pulsations due to plasma flow patterns around magnetosheath jets. *Geophys. Res. Lett.* 2021. V. 48. e2021GL093611. DOI: 10.1029/2021GL093611
11. Lemaire J. Plasmoid motion across a tangential discontinuity (with application to the magnetopause). *J. Plasma Phys.* 1985. Vol. 33. No. 3. P. 425–436.
12. Echim M.M., Lemaire J.F. Laboratory and numerical simulations of the impulsive penetration mechanism. *Space Sci. Rev.* 2000. Vol. 92. P. 56–61.
13. Нишида А. Геомагнитный диагноз магнитосферы. М.: Мир, 1980. 300 с.
14. Torr M.R., Torr D.G., Zukic M., Johnson R.B., Ajello J., Banks P., et al. A far ultraviolet imager for the international solar-terrestrial physics mission. *Space Sci. Rev.* 1995. V. 71. P. 329–383.
15. Kepko L., McPherron R.L., Amm O., Apatenkov S., Baumjohann W., Birn J., Lester M., Nakamura R., Pulkkinen T.I., Sergeev V. Substorm current wedge revisited. *Space Sci. Rev.* 2015. V. 190. P. 1–46. DOI: 10.1007/s11214-014-0124-9
16. Пархомов В.А., Бородкова Н.Л., Еселевич В.Г., Еселевич М.В., Дмитриев А.В., Чиликин В.Э. Особенности воздействия диамагнитной структуры солнечного ветра на магнитосферу Земли. *Солнечно-земная физика*. 2017. Т. 3. № 4. С. 47–62. DOI: 10.12737/szf-3420170544
17. Zhou X.-Y., Tsurutani B.T. Rapid intensification and propagation of the dayside aurora: Large-scale interplanetary pressure pulses (fast shocks). *Geophys. Res. Lett.* 1999. V. 26. Iss. 8. P. 1097–1100. DOI: 10.1029/1999GL900173
18. Troshichev O., Stauning P., Liou K., Reeves G. Saw-tooth substorms: inconsistency of repetitive bay-like magnetic disturbances with behavior of aurora. *Adv. Space Res.* 2011. V. 47. P. 702–709. DOI: 10.1016/j.asr.2010.09.026
19. Troshichev O.A., Janzhura A. *Space Weather Monitoring by Ground-Based Means: PC Index*. Springer-Verlag, 2012, 287 p. DOI: 10.1007/978-3-642-16803-1

DOI: 10.51981/2588-0039.2022.45.010

## ПРОГНОЗ ИЗОЛИРОВАННЫХ СУББУРЬ, ВЫЗЫВАЕМЫХ СОЛНЕЧНЫМИ ПЛАЗМЕННЫМИ ПОТОКАМИ

С.Е. Ревунов<sup>1</sup>, О.М. Бархатова<sup>2</sup>, В.Г. Воробьев<sup>3</sup>, А.Е. Барсукова<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Нижегородский государственный педагогический университет им. К. Минина

<sup>2</sup>Нижегородский государственный архитектурно-строительный университет

<sup>3</sup>Полярный геофизический институт

### Аннотация

Выполнен нейросетевой прогноз суббурь, обусловленных воздействием потоков плазмы солнечного ветра на магнитосферу Земли. Для этого были созданы рекуррентные нейросетевые модели, основанные на ранее установленных физических причинно-следственных связях динамики высокоширотной геомагнитной активности (по индексу AL) с параметрами плазменных потоков. Здесь в качестве входных последовательностей использованы два параметра – Vz компонента ММП и интегральный параметр  $\Sigma[N*V^2]$ , учитывающий предысторию процесса накачки кинетической энергии в магнитосферу, где N и V – концентрация плазмы и скорость солнечного ветра, соответственно.

### Введение

Использование нейросетей в решении фундаментальных задач гелиогеофизики открывает новые возможности поиска причинно-следственных связей динамики параметров магнитосферы и межпланетной среды. Известно [1, 2], что исследуемые конфигурации динамики AL индекса содержат в себе информацию о характеристиках крупномасштабного плазменного потока типа MO, в которое погружается земная магнитосфера. В зависимости от скорости облака относительно солнечного ветра на переднем фронте его тела может образовываться ударная волна, за которой следует турбулентная область, часто называемая оболочкой облака. Исследования показывают, что для большинства магнитных облаков начало соответствующих им геомагнитных возмущений приходится на ударную волну и оболочку [3, 4].

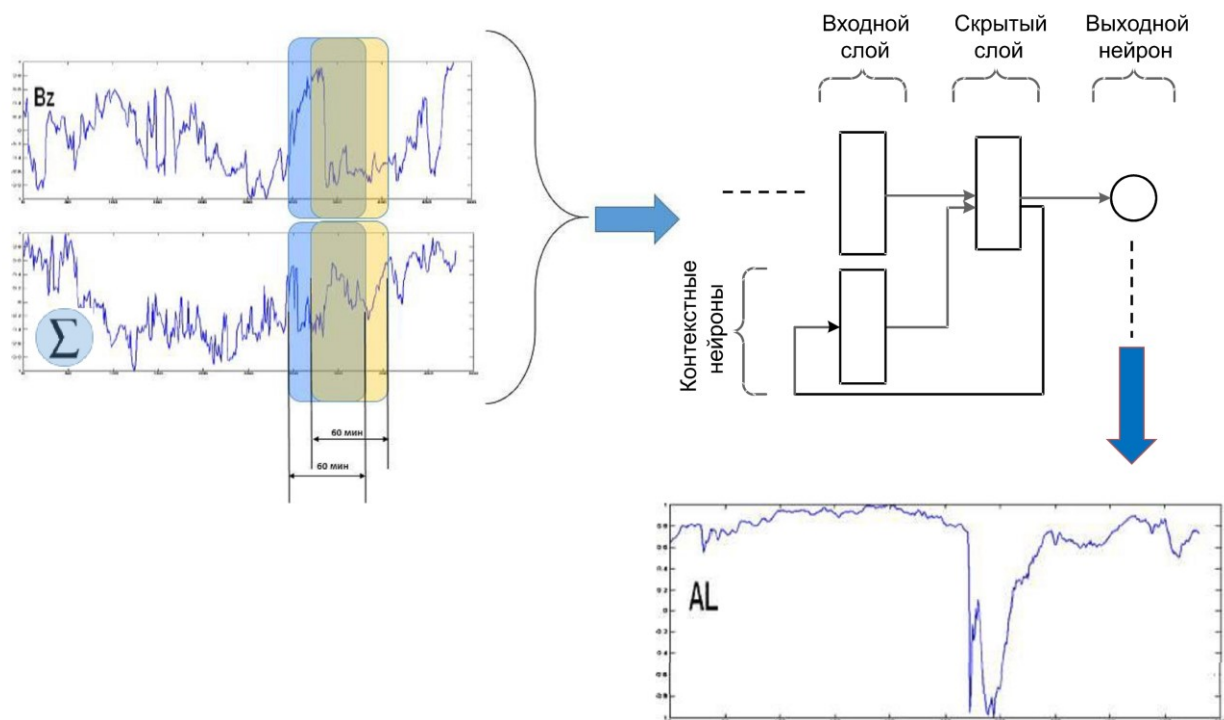
Источником энергии магнитосферных суббурь является плазма солнечного ветра и межпланетное магнитное поле, содержащееся в телах MO. В настоящем исследовании применен классификационный нейросетевой подход, который использовался нами ранее [1] при анализе комплекса явлений высокоширотной геомагнитной активности (динамика индекса AL), вызываемых телом магнитного облака солнечного ветра. В качестве входных параметров для нейросетевых экспериментов были использованы интегральные компоненты ММП, показавшие свою эффективность ранее. Однако в настоящей работе мы обращаем внимание на возможность участия турбулентных оболочек MO в динамике суббурь. Турбулентные оболочки магнитных облаков, сопровождаемых ударными волнами, являются важной причиной возникающего суббурного процесса [2]. Здесь для поиска причинно-следственных характеристик образов этой структурной части магнитного облака и динамики высокоширотной геомагнитной активности применяется ИНС типа слоя Кохонена.

### Используемые данные и методы обработки

Демонстрация функционирования прогноза выполнена на минутных данных, зарегистрированных в 1998-2012 гг. (<http://cdaweb.gsfc.nasa.gov>) и отвечающих 8 часовым интервалам 70 изолированных магнитосферных суббурь. Часть событий выборки (65 событий) использовались для обучения ИНС, другая часть (5 событий) использовались для тестирования качества обучения нейросетей. Данные ПСВ и ММП учитывают время переноса возмущения от патрульного КА до границ магнитосферы. В связи с этим, расчетное время прогноза можно считать увеличенным на 35-45 мин., поскольку прогноз в режиме реального времени не будет иметь возможности учитывать такую корректировку. Предлагаемая прогностическая модель суббурной активности на 120 минут выполнена с использованием 12 нейросетей, где каждая ИНС прогнозировала AL индекс на конкретное время от текущего момента: +10 мин, +20 мин, ... +120 мин. Таким образом, полученный спрогнозированный ряд AL-индекса содержит 12 значений с дискретностью 10 минут.

В качестве входных последовательностей всех нейросетевых моделей, использованы три параметра – компонента ММП  $V_z(t)$ , интегральный параметр  $\Sigma[N*V^2](t)$ , учитывающий предысторию процесса накачки кинетической энергии в магнитосферу в течение 90 минут, значения индекса AL(t). Единственный выходной нейрон генерирует последовательность значений AL(t+n) с заданным временным сдвигом n, моделирующим прогностическую последовательность (рис. 1). С целью минимизации эффекта «запоминания» последнего

обучающего образца предлагаемые пакеты данных нормировались и подавались на вход каждой ИНС в случайном порядке. Таким образом, тестирование качества настройки ИНС всегда выполнялось на пакетах данных, исключенных из обучающего массива.



**Рисунок 1.** Архитектура ИНС и принципиальная схема эксперимента.

Объективная оценка качества восстановления AL-индекса выполнялась путем вычисления классического коэффициента корреляции  $R$  и эффективности восстановления  $PE$  между реальными (целевыми) и сгенерированными нейронной сетью значениями. Эффективность восстановления  $PE$  вычислялась по формуле [2]:

$$PE = \left( 1 - \frac{\sum_{\mu=1}^N (T^{\mu} - O^{\mu})^2}{\sum_{\mu=1}^N (T^{\mu} - \langle T \rangle)^2} \right) \cdot 100\%, \quad \mu = 1, 2, \dots, N,$$

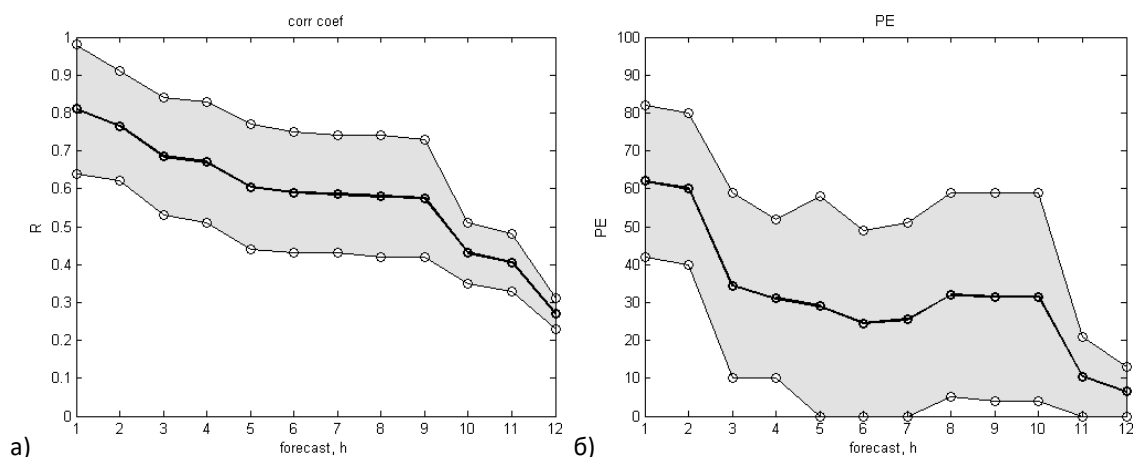
где  $T^{\mu}$  – целевое (реально зарегистрированное) значение для сопоставления с выходом для  $\mu$ -го примера во входной последовательности,  $O^{\mu}$  – значение  $\mu$ -го выхода ИНС для  $\mu$ -го примера входной последовательности,  $\langle T \rangle$  – среднее по всем целевым значениям выхода ИНС,  $N$  – число точек целевого процесса. Таким образом, под эффективностью восстановления понимается единица, уменьшенная на величину средней относительной вариации, которая в свою очередь является отношением среднеквадратичной ошибки к дисперсии целевого процесса.

### Результаты прогнозирования

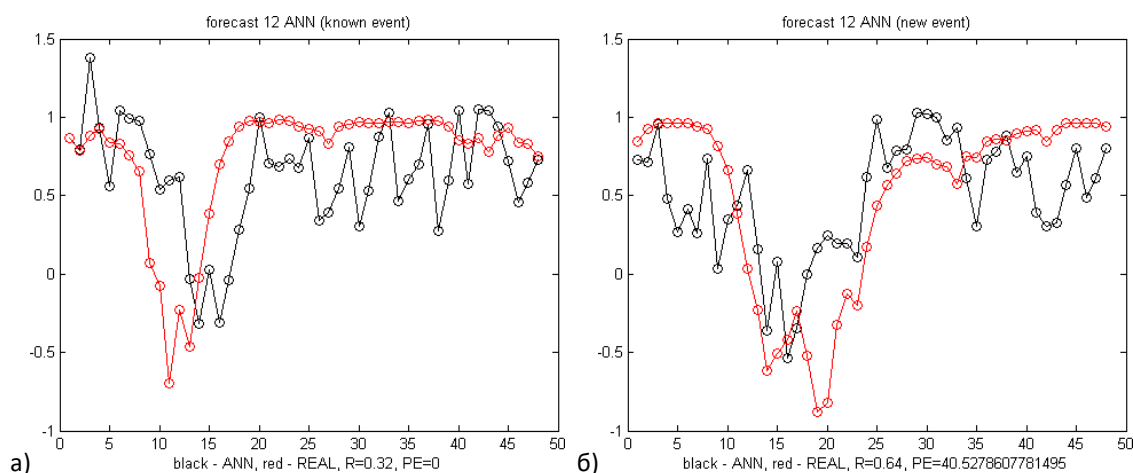
На рис. 2 показано, как меняется качество восстановления прогнозируемых данных AL-индекса при увеличении времени прогноза на конкретное время от текущего момента +10 мин, +20 мин, ... +120 мин. Как видно из графиков на рис. 2, при последовательном увеличении времени прогноза качество синтезированного пакетом ИНС индекса AL постепенно снижается от  $R \sim 0.8$  до  $\sim 0.2$  и  $PE$  от  $\sim 70\%$  до  $\sim 0\%$ . Т.е. прогноз индекса AL на времена свыше  $\sim 6$  часов затруднен.

Демонстрация прогноза индекса AL пакетом ИНС показана на рис. 3. Полученные спрогнозированные ряды AL-индекса содержат 4 интервала по 12 значений с дискретностью 10 минут. Т.е. двухчасовой прогноз применен последовательно в 4 момента времени.





**Рисунок 2.** Динамика объективного качества обучения пакета ИНС при прогнозе AL-индекса. Приведены данные для всех событий, участвующих в исследовании. Серая область ограничена минимальными и максимальными значениями, жирная черная кривая – усредненные данные. По оси абсцисс указано время прогноза в часах. а) – коэффициент корреляции R, б) - эффективность восстановления PE.



**Рисунок 3.** Демонстрация прогноза AL-индекса пакетом ИНС данных участвующих в обучении (а), новых данных (б). На графиках черным цветом показаны синтезируемые прогностические данные, красным – реальные данные. Коэффициенты R и PE приведены под графиками. Черным и красным для одного события.

### Заключение и выводы

Объективная оценка качества прогноза AL-индекса выполнялась вычислением коэффициента корреляции R и эффективности восстановления PE между реальными (целевыми) и сгенерированными значениями, полученными 12-ю параллельно работающими ИНС. В экспериментах показано, что в среднем качество прогнозируемого ряда значений AL-индекса снижается от R=0.82, PE=79% (+10 мин) до R=0.61, PE=42% (+120 мин). Таким образом, созданные нейросетевые модели с достаточной эффективностью могут быть применены для прогнозирования изолированных суббурь, вызываемых солнечными плазменными потоками. Предложенный алгоритм прогнозирования динамики AL-индекса при использовании онлайн-данных патрульного космического аппарата и учета известной модели загрузки авроральной магнитосферы кинетической энергией солнечного ветра для возникновения суббуревоего процесса может быть использован для мониторинга процесса формирования геомагнитных возмущений глобальной и высокоширотной активности.

### Список литературы

1. Бархатов Н.А., Воробьев В.Г., Ревунев С.Е., Ягодкина О.И. Проявление динамики параметров солнечного ветра на формирование суббуревой активности // Геомагнетизм и аэронавигация. Т. 57. №3. С. 273–279. 2017
2. Barkhatov N.A., Revunov S.E., Uryadov V.P. Forecasting of the critical frequency of the ionosphere F2 layer by the method of artificial neural networks // Int. J. Geomagn. Aeron. GI2010, DOI:10.1029/2004GI000065. 2004.

DOI: 10.51981/2588-0039.2022.45.011

## PROBLEMS OF MAGNETOSPHERIC DYNAMICS AND FEATURES OF MAGNETOSPHERIC MAGNETIC FIELD STRUCTURE

E.E. Antonova<sup>1,2\*</sup>, I.P. Kirpichev<sup>2</sup>, V.G. Vorobjev<sup>3</sup>, O.I. Yagodkina<sup>3</sup>, M.V. Stepanova<sup>4</sup>,  
A.V. Eyelade<sup>1,2</sup>, C.M. Espinoza<sup>1,2</sup>, I.L. Ovchinnikov<sup>1</sup>, D.Yu. Naiko<sup>1</sup>, M.S. Pulinets<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Moscow State University, Moscow, 119991, Russia

<sup>2</sup>Space Research Institute (IKI) Russian Academy of Science, Moscow, Russia

<sup>3</sup>Polar Geophysical Institute, Apatity, Russia

<sup>4</sup>University of Santiago de Chile, Chile

\*E-mail: [elizaveta.antonova@gmail.com](mailto:elizaveta.antonova@gmail.com)

### Abstract

Different models are frequently used for the description of large-scale magnetospheric dynamics without analysis of the scope of their applicability. The traditional approaches based on the ideal MHD approximation, which is violated only in narrow local regions, encounter fundamental difficulties in the regions with large turbulent fluctuations and laminar slow bulk flow. Therefore, before the selection of the proper scheme for the description of definite magnetospheric region, it is necessary to know properties of its turbulence, plasma parameter and the relation of the Alfvén velocity to bulk flow velocity. We obtain and analyze the distribution of the ratio of the Alfvén velocity to the plasma flow velocity averaged under magnetically quiet conditions at geocentric distances up to  $20 R_E$  using THEMIS mission data. It is shown, that this ratio is much higher than unity inside the magnetosphere. The applicability of magnetohydrodynamic models for describing equilibrium and nonequilibrium processes is considered. We argue that the use of models based on the approximation of magnetostatic equilibrium has a number of advantages in the formation of the structure of the magnetospheric magnetic field. A number of problems connected with the comparatively stable local magnetic field decrease and increase are discussed.

### 1. Introduction

Magnetospheric plasma is a collisionless medium (the mean free path of particles with respect to Coulomb collisions exceeds the distance from the Earth to the Sun). Full kinetic modelling of magnetospheric dynamics requires the self-consistent analysis of every particle motion, particle interactions and the creation of self-consistent electric and magnetic fields. Such problem cannot be solved now. At the same time, nonequilibrium distribution functions formed in the collisionless processes, relatively quickly relax to kappa distributions and later to Maxwell distributions (see [Espinoza et al., 2018; Kirpichev and Antonova, 2020; Kirpichev et al., 2021]), which is associated with the development of various instabilities, wave-particle interactions and plasma turbulization. Such feature gives the possibility to use the magnetohydrodynamic description of large-scale magnetospheric dynamics. This formalism is based on the solving a system of simplified magnetohydrodynamic equations (MHD). It is assumed, that the absence of Coulomb collisions makes it possible to use the suggestion about the validity of the frozen-in condition of a magnetic field into a plasma. At the same time, the applicability of this approach frequently is not verified. According to popular concepts, the frozen-in condition can be violated only in relatively thin local regions with scales of the order of the ion Larmor radius or the ion inertial length. However, the scale of these regions is determined not only by the plasma and magnetic field parameters. It strongly depends on the relation of Alfvén speed and bulk flow velocity (see [Antonova and Stepanova, 2021] and references therein). Therefore, it is of interest to obtain the distribution of the ratio of the Alfvén velocity to the plasma velocity and to analyze the applicability of widely used magnetohydrodynamic models.

### 2. The relation of Alfvén speed to plasma flow velocity

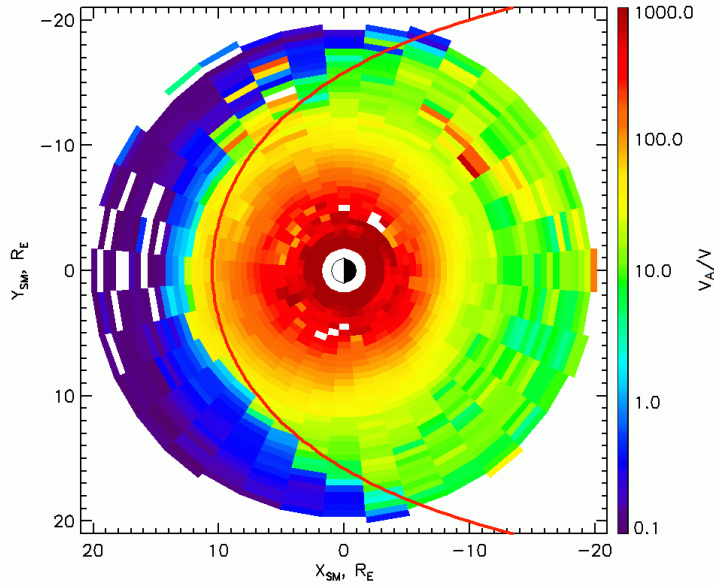
The value of the Alfvén speed is equal  $V_A = B / (\mu_0 mn)^{1/2}$ , where  $B$  is the magnetic field,  $\mu_0$  is the magnetic permeability of vacuum,  $mn$  is the plasma density,  $m \approx m_i$ ,  $n = (m_i n_i + m_e n_e) / m$ ,  $n$  is the concentration,  $m_i$  and  $m_e$  are ion and electron mass. The value of plasma flow velocity  $\mathbf{V} = (m_i n_i \mathbf{v}_i + m_e n_e \mathbf{v}_e) / mn$  practically coincide with ion velocity. To obtain averaged  $V_A / V$  we used data of the THEMIS mission for the period from 2007 till 2011 at geocentric distances smaller than  $20 R_E$  available online at the following sites: (<http://themis.ssl.berkeley.edu/>) and (<http://cdaweb.gsfc.nasa.gov/>). The averaged picture was obtained for all IMF and all solar wind dynamic pressures, densities and velocities. We selected the intervals of quite geomagnetic conditions when  $Dst > -20$  nT,  $Al > -300$ . The layer  $\pm 3 R_E$  was selected for averaging. THEMIS data have no discrimination between different ion species and we assumed that all measured ions are H.

Figure 1 shows the picture  $V_A/V$  near the equatorial plane and illustrate the well-known information. As it can be easily seen, the super-alfvénic solar wind is a region where  $V_A/V \ll 1$  (dark blue sectors). A comparatively sharp transition from  $V_A/V \ll 1$  to  $V_A/V > 1$  is observed in the magnetosheath region before the magnetopause shown by red line in accordance with *Shue et al.* [1998] model. The averaged flow velocity in the subsolar magnetosheath and in all of the magnetosphere is much smaller than the Alfvén velocity. The value of averaged  $V$  cannot reach  $V_A$  in all magnetospheric regions. It is necessary to mention that  $V_A/V \ll 1$  only in the solar wind flow direction. This corresponds to the super-alfvénic flows of the solar wind. However, it is necessary to remind that different turbulent flow velocities are observed in the reference frame of the solar wind. At geocentric distances smaller than  $8R_E$  strong magnetic field provides  $V_A/V \ll 1$  which is taken into account in the inner magnetospheric modelling of plasma flows.

The obtained picture clearly shows that modelling different magnetospheric regions it is necessary to use different approximations as the contribution of different terms in the generalized Ohm's law, as was mentioned in the Introduction, strongly depends on the relation  $V_A/V$ . In the collisionless plasma the generalized Ohm's law has the form:

$$\mathbf{E}[\mathbf{V} \times \mathbf{B}] = \frac{[\mathbf{j} \times \mathbf{B}]}{ne} - \frac{\nabla p_e}{ne} \left[ \frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t} \nabla \cdot (\mathbf{j} \mathbf{V} \mathbf{j}) \right] \frac{m_e}{ne^2}, \quad (1)$$

where  $\mathbf{E}$  is the electric field,  $\mathbf{j}$  is the current density,  $m_e$  and  $n_e$  is the mass and concentration of electrons,  $m_i$  and  $n_i$  is the mass and concentration of ions. The third and fourth terms are of interest in the cases of analysis of electron diffusion regions (see the results of MMS observations) and will not be discussed here. It is small in the case of large-scale motions. If the right-hand side of equation (1) is smaller than  $[\mathbf{V} \times \mathbf{B}]$ , then the equation (1) represents the frozen-in condition.



**Figure 1.** The ratio  $V_A/V$  near the equatorial plane at geocentric distances smaller than  $20 R_E$ .

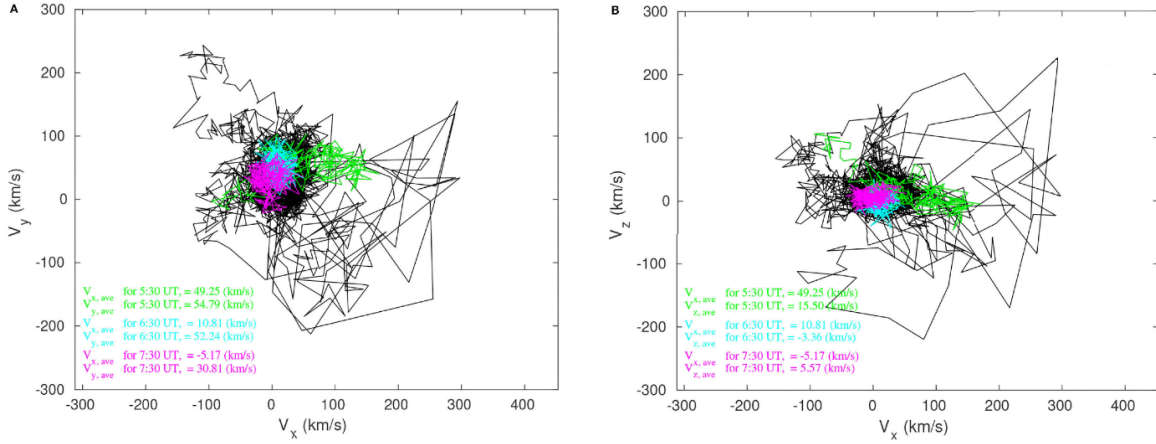
The contribution of the right-hand side of equation (1) to the generalized Ohm's law becomes especially significant in the regions of high current density due to the Hall term. The region where  $\mathbf{E}[\mathbf{V} \times \mathbf{B}] \neq 0$  due to a large value of the Hall term is named the ion diffusion region. Its scale is equal  $L_{\text{Hall}} = \lambda_i V_A/V$ , where  $\lambda_i = c/\omega_{pi}$  is the ion diffusion region,  $c$  is the velocity of light,  $\omega_{pi} = [(e^2 n)/(\epsilon_0 m_i)]^{1/2}$  is the ion plasma frequency,  $\epsilon_0$  is the vacuum dielectric constant. Therefore Fig. 1 shows that during quite conditions when  $V \rightarrow 0$  physics of magnetosphere cannot be described by MHD suggesting the validity of the frozen-in condition. Plasma motions with Alfvén velocities are typical only for fast processes.

### 3. Tail turbulence and magnetostatic equilibrium

The velocity of plasma flows in the geomagnetic tails can be comparable with Alfvén velocity [*Borovsky et al.*, 1997]. However, such flows are the part of observed plasma sheet turbulence or the result of Alfvén-like wave propagation. This turbulence has the intermittent character. Fig. 2 shows three examples of hodograms of the bulk velocity in the  $(V_x, V_y)$  and  $(V_y, V_z)$  planes observed 26 February 2008 between 5 and 8 UT by satellite THEMIS-C (THC) during three 12 min intervals [*Eyelade et al.*, 2021]. The colors represent 12 min intervals centered at the time indicated in the lower left corner by the same color together with the average bulk velocity calculated for each interval. It is possible to see that velocity fluctuations have the random character. The level of velocity fluctuations is ordinarily smaller than the Alfvén speed and analysis of such turbulent fluctuations can be done with the inclusion of terms in the right-hand side of the equation (1). However, fast flows with the Alfvén speed are also observed. Such fast flows can lead to scenarios described by reconnection theories. It is necessary to mention that in accordance with [*Lazarian et al.*, 2019] for solar wind and astrophysical turbulence and [*Antonova and Steanova*, 2021] for turbulence in the geomagnetic tail, reconnection events can be considered as the intrinsic properties of turbulent cascade.

The most important feature of velocity scattering is the existence of flow fluctuations across the plasma sheet in Z direction which was first time demonstrated due to INTERBALL/Tail probe observations [*Yermolaev et al.*, 2000]. Such turbulent velocity fluctuations create the diffusion flux which can destroy the plasma sheet (see the reviews

[Ovchinnikov and Antonova, 2017; Antonova and Stepanova, 2021]). The problem was theoretically solved and gave the possibility to predict the value of the eddy diffusion coefficient, which was measured experimentally. It was based on the observed pressure balance across the plasma sheet [Baumjohann et al., 1990; Petrukovich et al., 2011], its dependence on IMF Bz and large-scale plasma flow from the tail lobes to its center when IMF Bz<0.



**Figure 2.** Hodograms of the bulk velocity in the ( $V_x, V_y$ ) and ( $V_y, V_z$ ) planes observed 26 February 2008.

### 3. The condition of magnetostatic equilibrium and the advantages of its use

The main differences of magnetospheric plasma from the plasma in the most of laboratory plasma devices is the absence of rigid walls. Magnetospheric dynamics are controlled by outer boundary conditions created in the process of turbulent solar wind interaction with the magnetic field of the Earth's dipole. The level of solar wind turbulence is greatly increased after the bow shock crossing forming the turbulent magnetosheath where  $\mathbf{E}[\mathbf{V} \times \mathbf{B}] \neq 0$ . In spite of great level of turbulence, the pressure balance at the magnetopause take place with rather high accuracy (see [Znatkova et al., 2011] and references therein) and even can be used for calibration of electrostatic analyzers in flight [McFadden et al., 2008]. The existence of pressure balance across the plasma sheet was mentioned earlier. This means that the relaxation of the magnetosphere to the condition of magnetostatic equilibrium when averaged flow velocity is much slower than Alfvén and sound velocity can be selected as the main mechanism of magnetospheric dynamics.

The condition of magnetostatic equilibrium when plasma pressure  $p$  is near to isotropic has the form:

$$[\mathbf{j} \times \mathbf{B}] = \nabla p. \quad (2)$$

This condition is very useful for mapping the low latitude regions to the equatorial plane as in accordance with (2) isotropic plasma pressure has the constant value along magnetic field line. This approach was first used, as we know, in the paper [Dubyaagin et al., 2003] to demonstrate the near-Earth auroral breakup location (at  $\sim 8R_E$ ). After the obtaining plasma pressure distribution at the equatorial plane [Kirpichev and Antonova, 2011] it became possible to compare plasma pressure distribution at the equatorial plane and at low latitudes. It was shown that the auroral oval is mapped to the surrounding the Earth plasma ring at geocentric distances till  $\sim 10-13 R_E$ . [Antonova et al., 2014; 2015; 2018; Kirpichev et al., 2016]. Latest results about distribution of plasma pressure in the low latitude boundary layer were published in [Vorobjev et al., 2021].

### 4. Conclusions and discussion

Produced analysis leads to the next conclusions:

- The relation of Alfvén to averaged plasma flow velocity is larger than unity in the plasma sheet and very high in the inner magnetosphere which strongly limited the using of the frozen-in condition.
- Velocity fluctuations across the plasma sheet create the problem for its stability. However comparatively stable plasma sheet can be formed taking into account plasma regular flow from the tail lobes to the tail center.
- Magnetospheric dynamic is directed to the formation of stress balance which can coexists with large velocity fluctuations.
- Analysis of pressure distribution at low altitudes and at the equatorial plane provides the effective way of mapping.

However, the using of plasma pressure as the magnetic field market strongly complicates due to nonhomogeneous distribution of magnetic field and plasma pressure in the radial direction [Saito et al., 2010; Petrukovich et al., 2013; Vovchenko et al., 2018].

### References

Antonova E.E., Stepanova M.V. (2021). The impact of turbulence on physics of the geomagnetic tail. *Front. Astron. Space Sci.*, 8:622570. DOI: 10.3389/fspas.2021.622570

- Antonova E.E., Vorobjev V.G., Kirpichev I.P., Yagodkina O.I. (2014). Comparison of the plasma pressure distributions over the equatorial plane and at low altitudes under magnetically quiet conditions. *Geomagnetism and Aeronomy*, Vol. 54, No. 3, pp. 278–281. DOI: 10.1134/S0016793214030025
- Antonova E.E., Vorobjev V.G., Kirpichev I.P., Yagodkina O.I., Stepanova M.V. (2015). Problems with mapping the auroral oval and magnetospheric substorms. *Earth, Planets, and Space*, Vol. 67, Art. 166. DOI: 10.1186/s40623-015-0336-6
- Antonova E.E., Stepanova M., Kirpichev I.P., Ovchinnikov I.L., Vorobjev V.G., Yagodkina O.I. et al. (2018). Structure of magnetospheric current systems and mapping of high latitude magnetospheric regions to the ionosphere. *J. Atmosf. Solar-Terr. Phys.*, Vol. 177, pp. 103–114. DOI: 10.1016/j.jastp.2017.10.013
- Baumjohann W., Puscmann G., Lüth H. (1990). Pressure balance between lobe and plasma sheet. *Geophys. Res. Lett.*, Vol. 17, No. 1, pp. 45–48. DOI: 10.1029/GL017i001p00045
- Dubyagin S.V., Sergeev V.A., Carlson C.W., Marple S.R., Pulkkinen T.I., Yahnin A.G. (2003). Evidence of near-Earth breakup location. *Geophys. Res. Lett.*, Vol. 30, No. 6, 1282. DOI: 10.1029/2002GL016569
- Espinoza C.M., Stepanova M., Moya P.S., Antonova E.E., Valdivia J.A. (2018). Ion and electron  $\kappa$  distribution functions along the plasma sheet. *Geophys. Res. Lett.*, Vol. 45, No. 13, pp. 6362–6370. DOI: 10.1029/2018GL078631
- Eyelade A.V., Espinoza C.M., Stepanova M., Antonova E.E., Ovchinnikov I.L., Kirpichev I.P. (2021). Influence of MHD turbulence on ion plasma sheet as a function of plasma  $\beta$  parameter. *Front. Astron. Space Sci.*, 8:647121. DOI: 10.3389/fspas.2021.647121
- Kirpichev I.P., Antonova E.E. (2011). Plasma Pressure Distribution in the Equatorial Plane of the Earth's Magnetosphere at Geocentric Distances of 6–10 RE according to the International THEMIS Mission Data. *Geomagnetism and Aeronomy*, Vol. 51, No. 4, pp. 450–455. DOI: 10.1134/S0016793211040049
- Kirpichev I.P., Yagodkina O.I., Vorobjev V.G., Antonova E.E. (2016). Position of projections of the nightside auroral oval equatorward and poleward edges in the magnetosphere equatorial plane. *Geomagnetism and Aeronomy*, Vol. 56, pp. 407–414. DOI: 10.1134/S001679321604006X
- Kirpichev I.P., Antonova E.E. (2020). Dependencies of kappa parameter on the core energy of kappa distributions and plasma parameter in the case of the magnetosphere of the earth. *The Astrophysical Journal*, Vol. 891, Art. 35. DOI: 10.3847/1538-4357/ab700f
- Kirpichev I.P., Antonova E.E., Stepanova M., Eyelade A.V., Espinoza C.M., Ovchinnikov I.L., et al. (2021). Ion kappa distribution parameters in the magnetosphere of the Earth at geocentric distances smaller than 20 RE during quiet geomagnetic conditions. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, Vol. 126, e2021JA029409. DOI: 10.1029/2021JA029409
- Lazarian A., Eyink G.L., Jafari A., Kowal G., Li H., Xu S.S., Vishniac E.T. (2020). 3D turbulent reconnection: Theory, tests, and astrophysical implications. *Phys. Plasmas*, Vol. 27, 012305. DOI: 10.1063/1.5110603
- McFadden J.P., Carlson C.W., Larson D., Bonnell J., Mozer F., Angelopoulos V., Glassmeier K.-H., Auster U. (2008). THEMIS ESA first science results and performance issues. *Space Sci. Rev.*, Vol. 141, pp. 477–508. <http://dx.doi.org/10.1007/s11214-008-9433-1>
- Ovchinnikov I.L., Antonova E.E. (2017). Turbulent transport of the Earth magnetosphere: review of the results of observations and modeling. *Geomagnetism and Aeronomy*, Vol. 57, No. 6, pp. 655–663. DOI: 10.1134/S0016793217060081
- Petrukovich A.A., Mukai T., Kokubun S., Romanov S.A., Saito Y., Yamamoto T., Zelenyi L.M. (1999). Substorm associated pressure variations in the magnetotail plasma sheet and lobe. *J. Geophys. Res.*, Vol. 104, No. A3, pp. 4501–4513. DOI: 10.1029/98JA02418
- Petrukovich A.A., Artemyev A.V., Nakamura R., Panov E.V., Baumjohann W. (2013). Cluster observations of dBz/dx during growth phase magnetotail stretching intervals. *J. Geophys. Res. Space Physics*, Vol. 118, pp. 5720–5730. DOI: 10.1002/jgra.50550
- Saito M.H., Hau L.-N., Hung C.-C., Lai Y.-T., Chou Y.-C. (2010). Spatial profile of magnetic field in the near-Earth plasma sheet prior to dipolarization by THEMIS: Feature of minimum B. *Geophys. Res. Lett.*, Vol. 37, CiteID L08106. DOI: 10.1029/2010GL042813
- Sergeev V.A., Gordeev E.I., Merkin V.G., Sitnov M.I. (2018). Does a local B-minimum appear in the tail current sheet during a substorm growth phase? *Geophys. Res. Lett.*, Vol. 45, No. 6, pp. 2566–2573. DOI: 10.1002/2018GL077183
- Shue J.-H., Song P., Russell C.T., Steinberg J.T., Chao J.K., Zastenker G.N., et al. (1998). Magnetopause location under extreme solar wind conditions. *J. Geophys. Res.*, Vol. 103, pp. 17691–17700. DOI: 10.1029/98JA01103
- Yermolaev Y.I., Petrukovich A.A., Zelenyi L.M., Antonova E.E., Ovchinnikov I.L., Sergeev V.A. (2000). Investigation of the structure and dynamics of the plasma sheet: the CORALL experiment of the INTERBALL project. *Kosmicheskie Issledovaniia*, Vol. 38, No. 1, pp. 16–22 [In Russian].
- Vorobjev V.G., Yagodkina O.I., Antonova E.E. (2021). Ion Pressure in the precipitation region of dayside low latitude boundary layer. *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics*, Vol. 85, No. 3, pp. 242–245. DOI: 10.3103/S1062873821030291
- Vovchenko V.V., Antonova E.E., Stepanova M. (2018). Magnetic holes observed in the ring current region near the equatorial plane. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.*, Vol. 177, pp. 141–147. DOI: 10.1016/j.jastp.2017.08.024
- Wang C.-P., Yue C., Zaharia S., Xing X., Lyons L., Angelopoulos V., Nagai T., Lui T. (2013). Empirical modeling of plasma sheet pressure and three-dimensional force-balanced magnetospheric magnetic field structure: 1. Observation. *J. Geophys. Res. Space Phys.*, Vol. 118, pp. 6154–6165. DOI: 10.1002/jgra.50585
- Znatkova S.S., Antonova E.E., Zastenker G.N., Kirpichev I.P. (2011). Pressure balance on the magnetopause near the subsolar point according to observational data of the THEMIS project satellites. *Cosmic Research*, Vol. 49, Is. 1, pp. 3–20. DOI: 10.1134/S0010952510061048

DOI: 10.51981/2588-0039.2022.45.012

## ПУЛЬСИРУЮЩИЕ ПОЛЯРНЫЕ СИЯНИЯ В УЛЬТРАФИОЛЕТОВОМ ДИАПАЗОНЕ И ВЫСЫПАНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ ПО ДАННЫМ СПУТНИКОВ «ЛОМОНОСОВ» И «МЕТЕОР-М2»

П.А. Климов<sup>1</sup>, Г.И. Антонюк<sup>1,2</sup>, В.В. Бенгин<sup>1</sup>, А.Р. Иванова<sup>1,2</sup>, В.В. Калегав<sup>1</sup>,  
К.Ф. Сигаева<sup>1,2\*</sup>, Н.А. Власова<sup>1</sup>, И.А. Золотарев<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына  
МГУ им. М.В. Ломоносова, 119234, Россия, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

<sup>2</sup>Физический факультет Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова,  
119234, Россия, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

\*E-mail: [sigaeva.kf15@physics.msu.ru](mailto:sigaeva.kf15@physics.msu.ru)

**Аннотация.** Представлены результаты анализа одновременной регистрации пульсаций ультрафиолетового (УФ) излучения атмосферы Земли телескопом ТУС на спутнике Ломоносов и потоков заряженных частиц на спутниках *Метеор-М2* и *Ломоносов* с целью определения источников пульсаций УФ излучения. Показано, что пульсации наблюдаются во время геомагнитной активности, по данным приборов спутников *Метеор-М2* и *Ломоносов* преимущественно в области внешнего радиационного пояса Земли вблизи максимумов потоков электронов с энергиями  $>100$  кэВ и  $>1$  МэВ, соответственно, а также в районе высыпаний потоков электронов с энергией  $>100$  кэВ.

### Введение

Пульсирующие полярные сияния (ППС) являются одним из проявлений авроральной активности на высоких широтах в атмосфере Земли. Это – квазипериодические модуляции интенсивности свечения амплитудой около 10% относительно максимальной яркости свечения и с частотами 2-10 Гц, представленного в виде «колонн» при общем усилении яркости свечения дискретных аврор. Ширина колонны составляет порядка нескольких километров (1-12 км), а высота – более 10-40 км [1]. Характерное расположение ППС – полуночно-утренний сектор MLT на экваториальной кромке аврорального овала, для более низких частот пульсаций характерно расположение на более низких широтах [2].

ППС разделяют, например, на основе стабильности формы и пространственного размера пульсирующих пятен на три типа: аморфные ППС, пятнистые ППС и пятнистые полярные сияния [3]. Аморфные ППС являются самими быстро развивающимися из всех трех типов, пятнистые ППС и пятнистые полярные сияния – относительно стабильные структуры, которые могут наблюдаться в течение десятков минут. Аморфные ППС являются наиболее часто встречающимся типом авроры и преимущественно возникают до полуночи, в то время как пятнистые ППС и пятнистые полярные сияния возникают в секторе позднего утра [3]. Важно отметить, что разные типы ППС проецируются в разные области магнитосферы: если пятнистые и пульсирующие пятнистые относятся к внутренней магнитосфере (4-9  $R_E$ ), то аморфные – к внешней, до 15  $R_E$ .

ППС чаще всего наблюдают при помощи наземных камер всего неба, регистрирующих события в оптическом диапазоне (например, сеть THEMIS [4] и камеры Полярного Геофизического института [5]), в то время как в настоящей работе предлагается анализ пульсирующих сияний, зарегистрированных в УФ диапазоне при помощи аппаратуры на искусственном спутнике Земли.

### Инструменты

Детектор «Трековая установка» (ТУС) был установлен на борту спутника *Ломоносов* и выведен в апреле 2016 года на солнечно-синхронную орбиту (наклонение  $97.3^\circ$ , высота около 500 км) [6]. Срок активного функционирования прибора ТУС на орбите составил около полутора лет. Прибор представляет собой высокочувствительный телескоп-рефлектор, направленный в нади́р. Телескоп – зеркало-концентратор френелевского типа площадью около  $2 \text{ м}^2$ , установленный в фокальной плоскости зеркала фотоприемника. Фотоприемник – высокочувствительная матрица из 256 фотоэлектронных умножителей (ФЭУ) Hamamatsu R1463. Каждый пиксель имеет бленду черного цвета, защищающую от боковой засветки, и УФ фильтр (УФС1) диаметром 13 мм и толщиной 2.5 мм. Диапазон регистрации длин волн: 240 нм – 400 нм, нижняя граница диапазона обеспечивается квантовой эффективностью ФЭУ, а верхняя – использованием УФ

фильтра. Поле зрения одного пикселя 10 мрад, что соответствует площадке 5×5 км на поверхности Земли, а полное поле зрения телескопа составляет 80×80 км. Электроника детектора обеспечивает 4 режима работы с различным временным разрешением (0.8 мкс, 25.6 мкс, 0.4 мс и 6.6 мс), предназначенных для регистрации событий различной природы в атмосфере Земли. Пульсации УФ свечения в полярной области, описанные в настоящей работе, были зарегистрированы в режиме с временным разрешением 6.6 мс.

Для определения источника наблюдаемых телескопом ТУС УФ пульсаций проведен сравнительный анализ с экспериментальными данными по регистрации частиц детекторами на спутнике *Метеор-М2* [7] и детектором ДЭПРОН (Дозиметр Электронов, ПРОтонов, Нейтронов), установленным на спутнике *Ломоносов*. Спутник *Метеор-М2* был запущен на солнечно-синхронную орбиту (наклонение – 98°, высота – 825 км) в 2014 году, и срок его активного существования составил 5 лет. Главной задачей космического аппарата было наблюдение атмосферы и поверхности Земли с целью анализа гидрометеорологической и гелиогеофизической информации в планетарном масштабе. В числе научной аппаратуры спутника имелась система регистрации частиц различной энергии, позволявшая определять направления потоков частиц, тип (протоны или электроны) и энергии частиц. Детекторы системы позволяют разделить потоки в двух направлениях: часть детекторов направлена в зенит, часть – вдоль вектора тангенциальной скорости. Также система позволяла определить энергии частиц в диапазоне от нескольких кэВ до нескольких МэВ для электронов и от сотен кэВ до сотен МэВ для протонов. Данные детекторов спутника *Метеор-М2* представлены на сайте Центра анализа космической погоды НИИЯФ МГУ (<https://swx.sinp.msu.ru/index.php>).

Детектор ДЭПРОН предназначен для регистрации на орбите Земли высокоэнергичных частиц космического излучения и для измерения поглощенных доз от них. Прибор представляет собой систему из двух кремниевых полупроводниковых детекторов и двух гелиевых газоразрядных счетчиков тепловых нейтронов. Полупроводниковые детекторы работают в амплитудно-импульсном режиме, что позволяет регистрировать поток и мощность дозы заряженных частиц, попадающих в детектор [8]. Порог регистрации частиц у данного прибора составляет около 1 МэВ.

## Результаты и обсуждение

В ходе работы детектора ТУС на орбите было зарегистрировано около 10000 событий в режиме с временным разрешением 6.6 мс. Периоды работы аппаратуры в этом режиме приведены в первом столбце таблицы 1. Периоды соответствуют полярному дню в южном полушарии, поэтому регистрация, требующая низкой фоновой засветки, проводилась только в северных широтах. Среди всех проанализированных событий обнаружено 66 событий с необычными УФ пульсациями, которые оказались расположены вдоль экваториальной границы аврорального овала в диапазоне широт от 52 с.ш. до 71 с.ш. [9]. Распределение количества событий по периодам измерений показано в таблице 1.

**Таблица 1.** Время работы и количество событий в режиме с временным разрешением 6.6 мс.

Даты	Общее количество событий	Количество событий с пульсациями
26.12.2016-10.01.2017	3501	32
28.02.2017-21.03.2017	4368	2
08.11.2017-15.11.2017	2225	32

Примеры зарегистрированных событий приведены в нескольких работах (см., например, [9,10]).

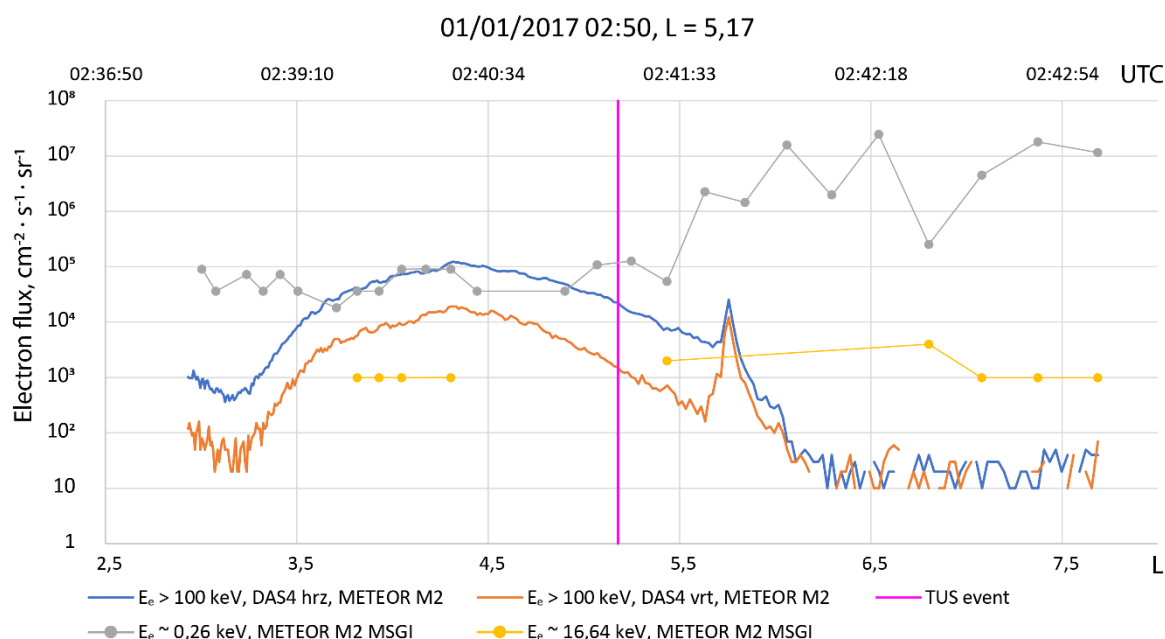
Характерными чертами наблюдаемых событий являются:

- Наличие вариаций интенсивности свечения: амплитуда вариации составляет 10-20% относительно среднего уровня яркости аврорального свечения. Частота наблюдаемых пульсаций находится в диапазоне от 1 до 10 Гц;
- В большинстве случаев схожие временные структуры пульсаций наблюдаются в нескольких близко расположенных на матрице детектора пикселях, что означает, что размер области свечения не превышает порядка нескольких пикселей, т.е. 10-15 км;
- Максимум распределения событий по L оболочкам находится от 4L до 6.5L, где, как правило, регистрируется экваториальная кромка аврорального овала и полярная граница внешнего радиационного пояса Земли.

Два основных периода наблюдения пульсаций (январь и ноябрь 2017 г.) совпали с фазой восстановления умеренной геомагнитной бури (SYM/H индекс не превышает значения -70 нТл), при этом в течение нескольких дней наблюдалась высокая суббуравая активность. Такие периоды, когда в течение двух и более

дней значение АЕ-индекса не падает менее 200 нТл, а пиковые значения доходят до 1000 нТл, получили название High-Intensity, Long-Duration, Continuous AE Activity (HILDCAA) Events [11]. Во время этих событий наблюдается активная генерация хоровых волн, которая приводит к эффективному ускорению магнитосферных электронов вплоть до релятивистских энергий.

В качестве одновременных наблюдений детектором ТУС и приборами спутника *Метеор-М2* были выбраны моменты, когда *Метеор-М2* находился на той же L-оболочке, что и спутник *Ломоносов*, в пределах получаса полета от него и с близкими значениями MLT. Всего было обнаружено 18 таких совместных наблюдений. В качестве примера на рис. 1 приведены результаты наблюдений 01.01.2017. Оранжевая и голубая линии отображают профили возрастания интенсивности потоков электронов с энергией более 100 кэВ во время пролета спутником *Метеор-М2* внешнего радиационного пояса Земли (РПЗ). Таким образом, может быть определено пространственное положение события, зарегистрированного детектором ТУС, относительно РПЗ. Желтой и серой линиями представлены пространственно-временные профили потоков частиц низких энергий (частиц аврорального овала). Это дает возможность определить положение аврорального овала на момент регистрации события детектором ТУС. На рис. 1 можно видеть, что событие пульсаций (момент отмечен вертикальной розовой линией) было зарегистрировано детектором ТУС на экваториальной кромке аврорального овала и, в то же время, недалеко от максимума потока частиц РПЗ. Интересно, что примерно в это же время наблюдалась изотропизация потоков энергичных частиц в области возрастания в районе  $L \sim 5.7$ : примерное совпадение величин потоков энергичных электронов по данным двух детекторов, углы зрения которых направлены взаимно-перпендикулярно (DAS4 hrz и DAS4 vrt).



**Рисунок 1.** Пространственно-временные профили потоков электронов по данным спутника *Метеор-М2* 01.01.2017. Вертикальная розовая линия указывает L-координату регистрации события с пульсациями детектором ТУС в 02:50 UTC того же дня.

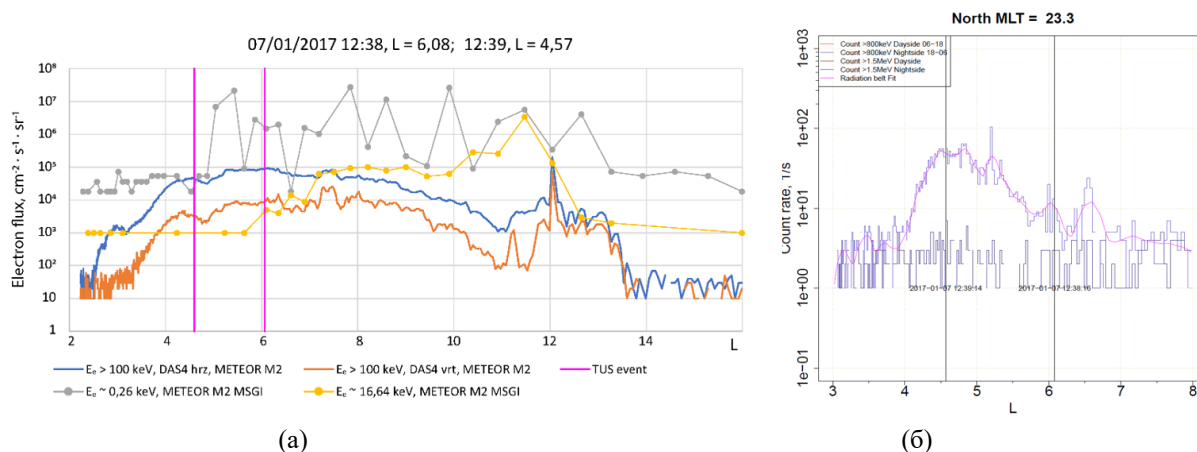
Также проведен анализ событий, зарегистрированных детектором ТУС, и экспериментальных данных, полученных детектором ДЭПРОН в эти же интервалы времени. Срок активной работы детектора ДЭПРОН на орбите составил около 7 месяцев (с 5 мая 2016 года по 10 января 2017 года). Пересечение периодов работы детекторов ТУС и ДЭПРОН только частичное. В результате поиска моментов времени одновременной работы обоих приборов было обнаружено 13 промежутков времени, среди которых найдено 3 события, когда происходит регистрация события телескопом ТУС и есть информация с прибора ДЭПРОН, а также с детекторов спутника *Метеор-М2*. На рис. 2 представлено одно из событий, 07.01.2017.

Можно видеть, что события были зарегистрированы в области существенного увеличения потоков как частиц с энергией  $>100$  кэВ (рис. 2а), так и с энергией  $>1$  МэВ (рис. 2б). Неполное соответствие относительного расположения моментов событий, зарегистрированных детектором ТУС, на профилях потоков частиц РПЗ по данным двух спутников *Метеор-М2* и *Ломоносов*, вероятно, может быть обусловлено разницей орбит спутников, а также разницей энергетических порогов детекторов на спутниках, 100 кэВ и 1 МэВ, соответственно.



Из всего вышесказанного, можно сделать следующие выводы:

1. УФ пульсации наблюдаются во время длительной геомагнитной активности (события HILDCAA). В такие периоды активно формируются хорвые волны в магнитосфере Земли, которые связаны с активным питч-угловым рассеянием и ускорением электронов до релятивистских энергий.
2. Обнаружено, что во время регистрации пульсаций действительно наблюдаются повышенные потоки энергичных электронов по данным спутников *Метеор-М2* и *Ломоносов*.
3. Во время некоторых событий пульсаций регистрируется изотропизация потоков электронов с энергией  $>100$  кэВ по данным спутника *Метеор-М2*, которая свидетельствует о высыпаниях этих частиц в атмосферу Земли.



**Рисунок 2.** Пространственно-временные профили потоков частиц по данным спутника *Метеор-М2* (а) и прибора ДЭПРОН 07.01.2017. Моменты регистрации событий телескопом ТУС в 12:38:16 UTC и в 12:39:14 UTC обозначены вертикальными линиями.

## Заключение

Детектор ТУС зарегистрировал в полярной области магнитосферы Земли события с УФ пульсациями. Проведен анализ экспериментальных данных со спутников *Метеор-М2* и *Ломоносов* по измерению потоков электронов с энергией  $>100$  кэВ и  $>1$  МэВ в периоды, включающие моменты времени регистрации УФ пульсаций с целью определения источников этих событий. В качестве одновременных наблюдений детектором ТУС и приборами спутника *Метеор-М2* были выбраны моменты, когда *Метеор-М2* находился на той же L-оболочке, что и спутник *Ломоносов*, в пределах получаса полета от него и с близким значениями MLT. Обнаружено 18 одновременных наблюдений пульсаций телескопом ТУС с периодами измерений детекторами на спутнике *Метеор-М2* и 13 с измерениями прибором ДЭПРОН на спутнике *Ломоносов*. При анализе данных спутника *Метеор-М2* было выявлено, что в ряде случаев (32% событий) регистрация УФ пульсаций наблюдалась вблизи максимума внешнего электронного РПЗ, где уровень потоков электронов повышен. Также было установлено, что 8% событий пульсаций происходили в более высокоширотной области, в которой наблюдалась изотропизация потоков электронов и их высыпания в атмосферу Земли. Данные детектора ДЭПРОН подтверждают выводы, сделанные в результате анализа данных спутника *Метеор-М2*. Показано, что УФ пульсации могут наблюдаться во время длительной геомагнитной активности (события HILDCAA), когда в магнитосфере Земли формируются хорвые волны.

Анализ УФ свечения атмосферы по данным детектора «ТУС» выполнен за счет гранта Российского научного фонда № 22-62-00010 (<https://rscf.ru/project/22-62-00010/>), анализ потоков заряженных частиц по данным спутника *Метеор-М2* выполнен за счет гранта Российского научного фонда № 22-62-00048 (<https://rscf.ru/project/22-62-00048/>). Авторы выражают благодарность коллективу коллаборации *Ломоносов* и Центра анализа космической погоды НИИЯФ МГУ за предоставленные данные, используемые в работе.

## Список литературы

- [1] Sakanoi K., Fukunishi H., Kasahara Y. A possible generation mechanism of temporal and spatial structures offlickering aurora // J. Geophys. Res. 2005. vol. 110. A03206
- [2] Duncan C.N., Creutzberg F., Gattinger R.L. et al. Latitudinal and temporal characteristics of pulsating auroras // Can. J. Phys. 1981. vol. 59. 1063-1069.
- [3] Grono E., Donovan E. Differentiating diffuse auroras based on phenomenology // Ann. Geophys. 2018. vol. 36. 891-898. <https://doi.org/10.5194/angeo-36-891-2018>

- [4] Eric Donovan, Stephen Mende, Brian Jackel, Harald Frey, Mikko Syrjäsuo, Igor Voronko. The THEMIS all-sky imaging array—system design and initial results from the prototype imager // *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*. 2006. vol. 68. Is. 13. 1472-1487. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2005.03.027>
- [5] Kozelov B.V., Pilgaev S.V., Borovkov L.P. et al. Multi-scale auroral observations in Apatity: winter 2010-2011 // *Geosci. Instrum. Method. Data Syst.* 2012. vol. 1, p. 1-6. <https://doi.org/10.5194/gi-1-1-2012>
- [6] Klimov P.A., Panasyuk M.I., Khrenov B.A. et al. The TUS Detector of Extreme Energy Cosmic Rays on Board the Lomonosov Satellite // *Space Sci. Rev.* 2017. vol. 212, 1687–1703. <https://doi.org/10.1007/s11214-017-0403-3>
- [7] [http://smdc.sinp.msu.ru/index.py?nav=meteor\\_m2](http://smdc.sinp.msu.ru/index.py?nav=meteor_m2)
- [8] Bingham V.V., Nechaev O.Y., Zolotarev I.A. et al. An experiment in radiation measurement using the depron instrument // *Space Sci. Rev.* 2018. vol. 214. Is. 1. Art. 9.
- [9] Klimov P.A., Sigaeva K.F. Fast near-UV radiation pulsations measured by the space telescope TUS in the auroral region // *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*. 2021. vol. 220. 105672. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2021.105672>
- [10] Klimov P. A., Sigaeva K.F. UV Pulsations in the Auroral Region According to Measurements on the Lomonosov Satellite // *Problems of Geocosmos–2020*. – Springer, Cham, 2022. – С. 421-430.
- [11] Bruce T. Tsurutani, Walter D. Gonzalez. The cause of high-intensity long duration continuous AE activity (HILDCAAs): Interplanetary Alfvén wave trains // *Planet. Space Sci.* 1987. vol. 35. No. 4. 405-412.

DOI: 10.51981/2588-0039.2022.45.013

## **Pi3 ПУЛЬСАЦИИ ПО ДАННЫМ ОДНОВРЕМЕННЫХ НАЗЕМНЫХ И СПУТНИКОВЫХ НАБЛЮДЕНИЙ ВО ВРЕМЯ СИЛЬНОЙ МАГНИТНОЙ БУРИ 08.09.2017**

В.Б. Белаховский<sup>1</sup>, В.А. Пилипенко<sup>2</sup>

<sup>1</sup>ФГБНУ «Полярный геофизический институт», г. Апатиты, Россия; e-mail: belakhov@mail.ru

<sup>2</sup>ФГБНУ «Институт космических исследований РАН», г. Москва, Россия;  
e-mail: pilipenko\_va@mail.ru

**Аннотация.** Исследованы пространственно-временные характеристики геомагнитных Pi3 пульсаций (периоды 5-20 мин) во время магнитной бури 08.09.2017. Используются данные наземных магнитометров сетей CARISMA, THEMIS, риометров сети NORSTAR, спутников GOES. Корреляция Pi3 пульсаций на земной поверхности и в магнитосфере невысокая. Колебания имеют заметную компоненту сжатия геомагнитного поля и способны заметно модулировать потоки захваченных и высыпающихся энергичных электронов. Обсуждаются возможные механизмы генерации Pi3 колебаний.

### **Введение**

При развитии суббури первоначальная неустойчивость магнитосферной плазмы развивается в области замкнутых силовых линий, а затем выведенная из равновесия магнитосферная система высвобождает основную энергию в результате пересоединения в хвосте. Во время геомагнитной суббури в ночном секторе магнитосферы разыгрывается целый комплекс волновых процессов. Неотъемлемым элементом суббури являются Pi2 пульсации (периоды 50-150 секунд). Эти пульсации возникают при резкой активизации магнитосферной активности – начале взрывной фазы суббури (breakup), и являются “маркером”, отмечающим переход медленной фазы роста возмущения ночной магнитосферы во взрывную фазу [Pilipenko et al., 2005]. Возбуждение Pi2 пульсаций во время брейккапа сопровождается интенсификацией полярных сияний, усилением и перестройкой ионосферных и магнитосферных продольных токов, и всплеском высыпания энергичных электронов. Кроме того, авроральные активизации сопровождаются всплесками широкополосных электромагнитных шумов диапазона 0.1-10 Гц (Pi1B).

Также на фоне суббури или усиления стационарной магнитосферной конвекции (SMC) наблюдаются более длиннопериодные иррегулярные Pi3 (или Ps6) пульсации с периодом ~5-20 минут и амплитудой в сотни нТл [Cheng et al., 2014; Martines-Bedenko et al., 2022]. Эти пульсации представляют собой не гармонические колебания, как Pc3-5 или Pi2 пульсации, а последовательность квазипериодических импульсов. Данные пульсации наблюдались как на земной поверхности, так и в магнитосфере, не только во время фазы роста суббури, но в течение всего периода суббуревой активности. Предложено несколько качественных теоретических моделей, описывающих картину возбуждения Pi3 колебаний, так или иначе согласующихся с наземными и спутниковыми наблюдениями, но окончательно их физическая природа так и остается невыясненной.

Во многих теоретических моделях неустойчивости, приводящей к развитию взрывной фазы суббури, альвеновские колебания силовых линий и их активное взаимодействие с ионосферой играют принципиальную роль [Rae et al., 2014]. Поэтому изучение Pi3 пульсаций, являющихся по существу тонкой структурой суббури, приобретает особое значение, т.к. понимание физической природы данных колебаний может лучше понять физическую природу самой суббури.

Пульсации Pi3 имеют особое значение не только для фундаментальной космической физики и ее приложений. Благодаря крутизне фронтов импульсов пульсации Pi3 индуцируют наиболее значительные вариации dB/dt на земной поверхности, и вызывают интенсивные всплески геоиндуцированных токов в линиях электропередач [Belakhovsky et al., 2019; Пилипенко, 2021].

В данной работе будут рассмотрены Pi3 пульсации во время магнитной бури 08.09.2017. Это рассмотрение, по нашему мнению, ставит ряд важных вопросов о физической природе Pi3 пульсаций.

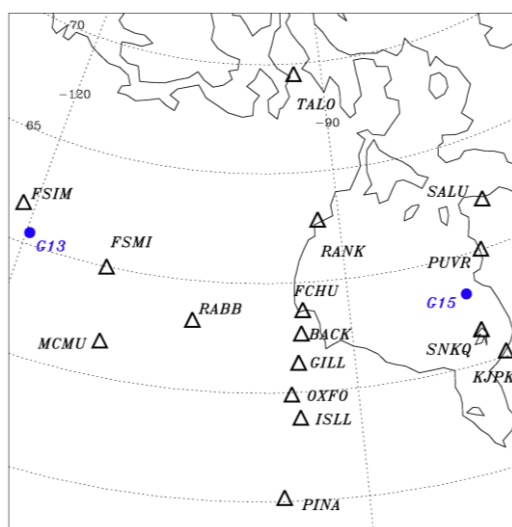
### **Данные наблюдений**

Нами использованы данные наземных магнитометров сетей CARISMA и THEMIS на севере Канады, данные по магнитному полю и потокам энергичных заряженных частиц со спутников GOES. Для регистрации потоков высыпающихся заряженных частиц использованы данные риометров сети NORSTAR. Параметры солнечного ветра и межпланетного магнитного поля (ММП) брались из базы данных OMNI. Наличие большого числа

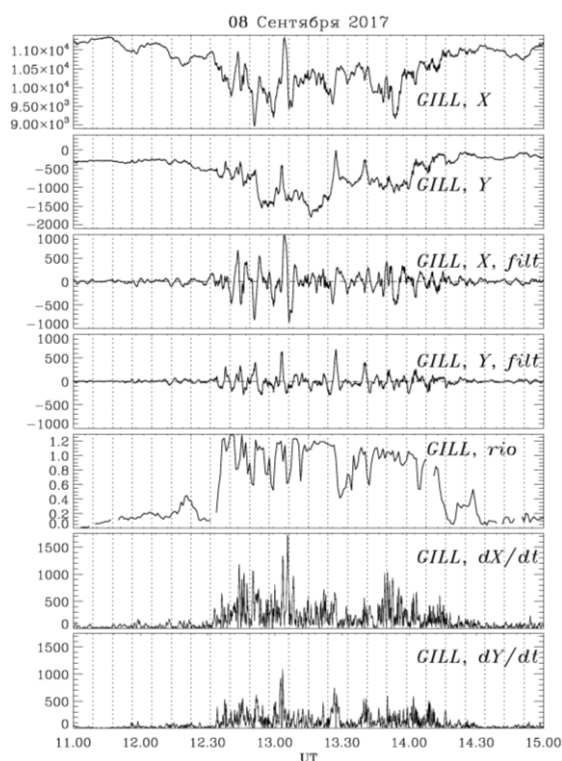
пунктов наземных и спутниковых наблюдений в изучаемом событии (показаны на рис. 1) дает возможность более глубоко исследовать механизмы возбуждения P13 пульсаций. Географические и геомагнитные координаты станций приведены на сайтах (<https://www.carisma.ca/>) и (<https://aurora.phys.ucalgary.ca/norstar/rio/>), ([https://themis.igpp.ucla.edu/instrument\\_gmags.shtml](https://themis.igpp.ucla.edu/instrument_gmags.shtml)).

### Событие 8 сентября 2017

Во время сильного возмущения космической погоды 7-8 сент. 2017 произошло три активизации авроральной и геомагнитной активности: 7-8 сентября 20 UT – 05 UT, при котором началась суперсуббура на фоне магнитной бури с  $Dst \sim -140$  нТл с эпицентром в Скандинавии; 8 сентября на фоне магнитной бури с  $Dst \sim -130$  нТл с эпицентром в Северной Канаде. Последний мы и рассматриваем.



**Рисунок 1.** Расположение наземных станций (треугольники), и геомагнитные проекции спутников GOES-13, GOES-15 (кружки).



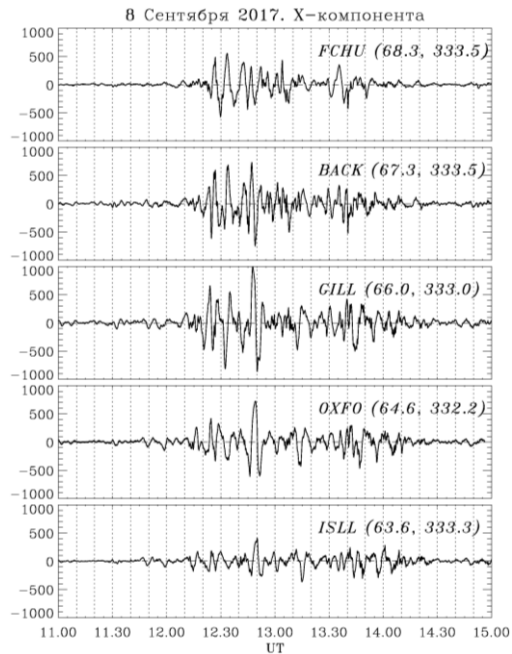
**Рисунок 2.** Вариации магнитного поля и риометрического поглощения на станции GILL профиля CARISMA 08.09.2017, 11-15 UT: X и Y компоненты [нТл], отфильтрованные X и Y компоненты [нТл], риометр [дБ], значения производной геомагнитного поле  $dX/dt$  и  $dY/dt$  [нТл/мин].

P13 пульсации наблюдались в течение всего периода развития суббуревой активности (рис. 2). Для выделения P13 пульсаций из исходных вариаций геомагнитного поля были вычтены низкочастотные вариации (рис. 2,3). Максимальная амплитуда пульсаций наблюдается в авроральной зоне на геомагнитной широте  $\sim 66^\circ$  (станция CGL). Анализ распределения P13 пульсаций по геомагнитной широте (рис. 3.) показывает их слабую корреляцию друг с другом. Сопоставление P13 пульсаций на азимутально разнесенной паре станций FSIM (геомагнитная долгота  $294.3^\circ$ ) – FSMI ( $306.9^\circ$ ), расположенных на одной геомагнитной широте  $67.2^\circ$ , также показывает слабую связь между вариациями геомагнитного поля на относительно близко расположенных станциях, что говорит о мелкомасштабности данных колебаний.

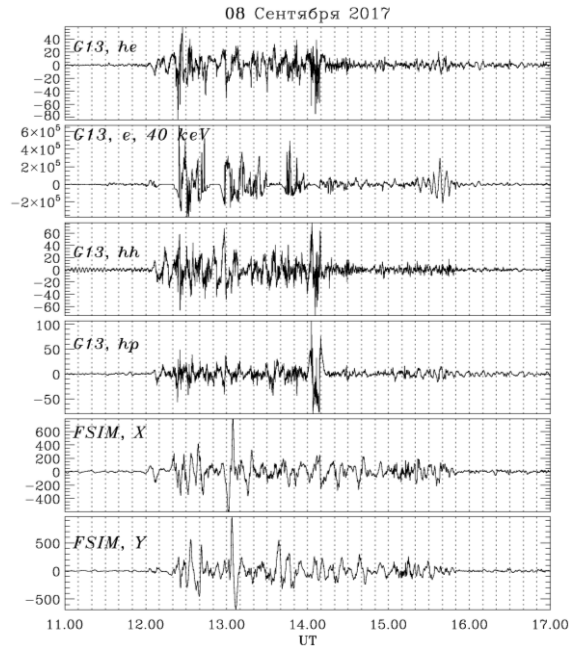
Лучше всего пульсации выражены в X-компоненте геомагнитного поля на Земле, что соответствует азимутальной компоненте геомагнитного поля на геостационарных спутниках GOES. С началом суббурь наблюдается резкое увеличение потоков энергичных частиц в районе геостационарной орбиты (рис. 4), и увеличение высыпания электронов по данным риометрического поглощения (рис. 2).

P13 пульсации в геомагнитном поле вызывают одновременные пульсации в риометрическом поглощении, что свидетельствует о модуляции потоков высыпающихся в ионосферу энергичных и надтепловых электронов. Однако корреляция между геомагнитными пульсациями и пульсациями риометрического поглощения невысокая (рис. 2).

X-компонента геомагнитных Pi3 колебаний на станции FSIM коррелирует с азимутальной Vn-компонентой на спутнике GOES-13 (рис. 4), что говорит о повороте эллипса поляризации рассматриваемых колебаний на  $\pi/2$  при переходе через ионосферу. Поворот эллипса поляризации характерен для возмущений альвеновского типа, переносящих нестационарные продольные токи. Данные GOES-13 показывают наличие заметной компоненты сжатия Vt в структуре поля магнитосферных Pi3 пульсаций (рис. 4). Такая структура колебаний характерна для полоидальной альвеновской моды в плазме конечного давления (баллонной моды).



**Рисунок 3.** Вариации X-компоненты геомагнитного поля [нТл] с убраным низкочастотным трендом по данным меридиональной цепочки станций сети CARISMA 08.09.2017 в интервале 11-15 UT.



**Рисунок 4.** Вариации геомагнитного поля на спутнике GOES-13 с убраным низкочастотным трендом (Vt, Ve, Vn-компоненты), вариации потоков электронов (40 кэВ) на GOES-13, X- и Y-компоненты геомагнитного поля на станции FSIM 08.09.2017.

Pi3 геомагнитные колебания модулируют потоки электронов с энергией 40 кэВ в магнитосфере, как видно из данных детектора частиц спутника GOES-13 (рис. 4). Однако корреляция между Pi3 пульсациями в геомагнитном поле и потоках заряженных частиц невысокая.

### Обсуждение

Pi3 пульсации — одни из немногих оставшихся УНЧ колебательных явлений, физический механизм которых так и не установлен окончательно, несмотря на многочисленные морфологические исследования. Вероятно, существует несколько возможных механизмов квазипериодических возмущений в полосе Pi3, хотя критерий их разделения не найден.

Спорадически возникающие квазипериодические вариации параметров солнечного ветра или межпланетного магнитного поля (ММП) в диапазоне Pi3 могут вызывать планетарный отклик внутри магнитосферы и на Земле. Эти глобальные колебания, вероятно, связаны с колебаниями полости магнитосферы [Leonovich et al., 2005]. Однако в данном событии вариаций диапазона Pi3 в параметрах солнечного ветра и ММП не наблюдалось. Утренние/вечерние фланги внешней магнитосферы с плазмой конечного давления являются областью, благоприятной для возбуждения плазменных неустойчивостей. Инжекция энергичных электронов на утренний фланг и горячих протонов на вечерний фланг во время суббури оказалась триггером возбуждения длиннопериодных волн [James et al., 2013].

Пульсации Pi3 могут быть связаны с квазипериодическими быстрыми потоками в направлении Земли (BBF) в плазменном слое, которые предположительно вызваны пульсационным режимом пересоединения в хвосте магнитосферы [Wei et al., 2021]. Однако характерные периоды квази-периодических BBF лежат в более высокочастотном диапазоне Pi2 [Wu et al., 2017]. Однако многие традиционные модели физики УНЧ-волн, в которых участвуют альвеновские колебания квази-дипольных силовых линий, не могут быть применены к интерпретации Pi3. Например, моделирование фундаментальной моды собственных колебаний силовых линий на широте станции Gakona (Аляска) для реалистичных параметров магнитосферной плазмы дает оценку  $\sim 5$  мГц, что намного выше типичной частоты Pi3 наблюдаемых на этой станции [Guido et al., 2014].

Остается непонятной причина больших периодов Pi3 пульсаций (15-20 минут) во время активной фазы суббури, намного больших, чем период резонансных Pc5 альвеновских колебаний (3-10 мин) на тех же широтах, наблюдаемых на фазе восстановления суббури. Мы полагаем, что Pi3 пульсации имеют иную физическую природу, чем Pc5 пульсации, занимающие близкий частотный диапазон, и наблюдающиеся на тех же широтах. Изменение конфигурации силовых линий геомагнитного поля на ночной стороне магнитосферы во время сильных суббуревых возмущений (вытягивание в хвост) может привести к увеличению периодов колебаний. Кроме того, межмодовое зацепление между альвеновскими и медленными магнитозвуковыми колебаниями [Мазур и др., 2014] приводит к появлению двух ветвей МГД колебаний: квази-альвеновских с периодом  $T$  порядка альвеновского периода  $T_A$  и смешанной поляризации  $V_z \sim V_\perp$ , и медленной моды с большими периодами  $T \gg T_A$ , но большой компрессионной магнитной компонентой  $V_z \gg V_\perp$ . Спутниковые наблюдения поляризации Pi3 колебаний показывают, что они могут соответствовать медленной моде.

Рассмотренное нами событие дополнительно ставит ряд вопросов о физической природе Pi3 пульсаций. Корреляция Pi3 пульсаций на земной поверхности и в магнитосфере невысокая. Колебания имеют заметную компоненту сжатия геомагнитного поля и способны заметно модулировать потоки захваченных и высыпающихся энергичных электронов. Отсутствие корреляции между вариациями геомагнитного поля и поглощения космических радишумов может быть связано с тем, что магнитный эффект на земной поверхности создается не только полями волны, но и токами ионосферы, сильно модулированными высыпаниями энергичных электронов.

### Заключение

Исследованы иррегулярные пульсации Pi3 во время магнитной бури 08.09.2017 по данным спутниковых наблюдений магнитного поля и потоков энергичных электронов на геостационарном спутнике и наземных геомагнитных и риометрических наблюдений. С началом суббурь наблюдается резкое увеличение потоков энергичных частиц, увеличение высыпания электронов. Pi3 иррегулярные пульсации интенсивно модулируют потоки электронов в магнитосфере, риометрическое поглощение.

Корреляция Pi3 пульсаций на земной поверхности и в магнитосфере невысокая. Колебания имеют заметную компоненту сжатия геомагнитного поля и способны заметно модулировать потоки захваченных и высыпающихся энергичных электронов. Отсутствие корреляции между вариациями геомагнитного поля и поглощения космических радишумов может быть связано с тем, что магнитный эффект на земной поверхности создается не только полями волны, но и токами ионосферы, сильно модулированными высыпаниями энергичных электронов.

**Благодарность.** Исследование выполнено за счет госзаданий ПГИ и ИКИ.

### Литература

1. Мазур Н.Г., Федоров Е.Н., Пилипенко В.А. Продольная структура баллонных МГД возмущений в модельной магнитосфере // Космические исследования. Т.52, С.187–196, 2014.
2. Пилипенко В.А. Воздействие космической погоды на наземные технологические системы // Солнечно-земная физика. Т.7, №3, С.73–110, 2021. <https://doi.org/10.12737/szf-73202106>
3. Belakhovsky V., Pilipenko V., Engebretson M. et al. Impulsive disturbances of the geomagnetic field as a cause of induced currents of electric power lines // Journal of Space Weather and Space Climate. V.9, A18, 2019.
4. Guido T., Tulegenov B., Streltsov A.V. Large-amplitude ULF waves at high latitudes // J. Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics. V.119, P.102–109, 2014.
5. James M.K., Yeoman T.K., Mager P.N., Klimushkin D.Y. The spatio-temporal characteristics of ULF waves driven by substorm injected particles // J. Geophys. Res. Space Physics. V.118, P.1737–1749, 2013.
6. Leonovich A.S., Mazur V.A. Why do ultra-low-frequency MHD oscillations with a discrete spectrum exist in the magnetosphere? // Annales Geophysicae. V.23, P.1075–1079, 2005.
7. Martines-Bedenko V.A., Pilipenko V.A., Hartinger M., Partamies N. Conjugate properties of Pi3/Ps6 pulsations according to Antarctica-Greenland observations // Russian Journal of Earth Sciences. V.22, N4, ES4006, 2022. doi:10.2205/2022ES000805
8. Pilipenko V., Mazur N., Fedorov E. et al. Excitation of Alfvén impulse by the anomalous resistance onset on the auroral field lines // Annales Geophysicae. V.23, P.1455–1465, 2005.
9. Rae I.J., Murphy K.R., Watt C.E.J., et al. Field line resonances as a trigger and a tracer for substorm onset // J. Geophys. Res. V.119, P.5343–5363, 2014.
10. Vaivads A., Baumjohann W., Georgescu E. et al. Correlation studies of compressional Pc5 pulsations in space and Ps6 pulsations on the ground // Journal Geophysical Research. V.106, P.29,797–29,806, 2001.
11. Wei D., Dunlop M.W., Yang J. et al. Intense dB/dt variations driven by near-Earth bursty bulk flows (BBFs): A case study // Geophysical Research Letters. V.48, e2020GL091781, 2021.
12. Wu Q., Du A.M., Volwerk M. et al. The distribution of oscillation frequency of magnetic field and plasma parameters in BBFs: THEMIS statistics // J. Geophys. Res. V.122, P.4325–4334, 2017.

DOI: 10.51981/2588-0039.2022.45.014

## ПОТОК НАДТЕПЛОВЫХ ЭЛЕКТРОНОВ, УСКОРЯЕМЫХ В ИОНОСФЕРУ КИНЕТИЧЕСКИМИ АЛЬФВЕНОВСКИМИ ВОЛНАМИ И ВОЗМОЖНОСТЬ ФОРМИРОВАНИЯ SAR ARCS

А.А. Власов, А.С. Леонович, Д.А. Козлов

Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия; e-mail: a.vlasov@mail.iszf.irk.ru

**Аннотация.** Показано, что вблизи плазмопаузы при определённых условиях может формироваться диссипативный слой, в котором происходит полная передача энергии кинетических альфвеновских волн (KAWs) электронам фоновой плазмы. В этом слое скорость движения электронов вдоль силовых линий геомагнитного поля близка к скорости распространения альфвеновских волн, что создаёт условия для их («черенковского») резонанса, в результате чего значительная часть электронов попадает в конус потерь и высыпается в ионосферу. Как показывают оценки, вблизи плазмопаузы энергия таких («надтепловых», 2-5 eV) электронов достаточна для возбуждения в ионосфере атомов кислорода с последующим излучением в красной линии, т.е. эти электроны могут служить источником stable auroral red (SAR) arcs. Этот механизм передачи энергии от KAWs к электронам фоновой плазмы был ранее описан в работе *Hasegawa and Mima* (1978), где была предложена простая формула для оценки плотности потока высыпавшихся в ионосферу надтепловых электронов и переносимой ими энергии. Однако предложенная в этой работе формула не учитывает некоторые существенные особенности KAWs, связанные с их поперечной дисперсией. В настоящей работе для оценки плотности потока высыпавшихся в ионосферу электронов мы разработали новую формулу, учитывающую возможность генерации KAWs широкополосными источниками и медленное их перемещение поперек магнитных оболочек. Показано, что широкополосные KAWs могут сформировать потоки высыпавшихся в ионосферу надтепловых электронов на порядок более мощные, чем те, что предсказываются формулой *Hasegawa and Mima* (1978). Оказывается, что плотности этих потоков достаточно для формирования SAR ARCS средней интенсивности (~1-10 kR).

### Введение

Кинетические альфвеновские волны (KAWs) – это волны, групповая поперечная скорость которых определяется малыми дисперсионными эффектами [1]. Этими же дисперсионными эффектами определяется и характерная длина волны KAW поперёк магнитных оболочек. Существует два эффекта, приводящих к поперечной дисперсии альфвеновских волн [2, 3]. В «холодной» плазме поперечная дисперсия альфвеновских волн определяется малой скин-длиной электронов  $s_e$ . В «теплой» плазме дисперсия связана с учётом конечной величины ларморовского радиуса ионов  $\rho_i$ . Переход от «холодной» дисперсии к «теплой» происходит при изменении параметра  $\beta = 8\pi P_0/B_0^2$  ( $P_0$  – газокинетическое давление плазмы,  $B_0$  – напряжённость магнитного поля) от значений  $\beta \ll m_e/m_i$  до  $\beta \gg m_e/m_i$ , где  $m_e$  – масса электронов,  $m_i$  – масса ионов [4].

В «тёплой» плазме, заполняющей внешнюю магнитосферу Земли, имеем  $\beta \lesssim 1$ , а в «холодной» плазмосфере  $\beta \ll m_e/m_i \ll 1$ . Переход от «холодной» к «тёплой» дисперсии KAWs происходит в некоторой области, расположенной в окрестности плазмопаузы. Масштаб, на котором осуществляется такой переход, существенно меньше масштаба неоднородности магнитосферной плазмы, т.е. эта область имеет вид узкого переходного слоя. Внутри этого слоя происходит полное поглощение энергии падающих на него кинетических альфвеновских волн. Поэтому далее будем называть его диссипативным слоем. Пространственная структура кинетических альфвеновских волн в областях магнитосферы как с «теплой», так и с «холодной» поперечной дисперсией изучена достаточно хорошо [5]. Однако исследования этой структуры в областях вблизи диссипативного слоя до настоящего времени не проводились.

В данной работе представлены расчёты поперечной структуры KAWs в окрестности диссипативного слоя, а также приведена оценка плотности потока энергии высыпавшихся в ионосферу надтепловых электронов, способных инициировать и поддерживать SAR arcs средней интенсивности (~1-10 kR).

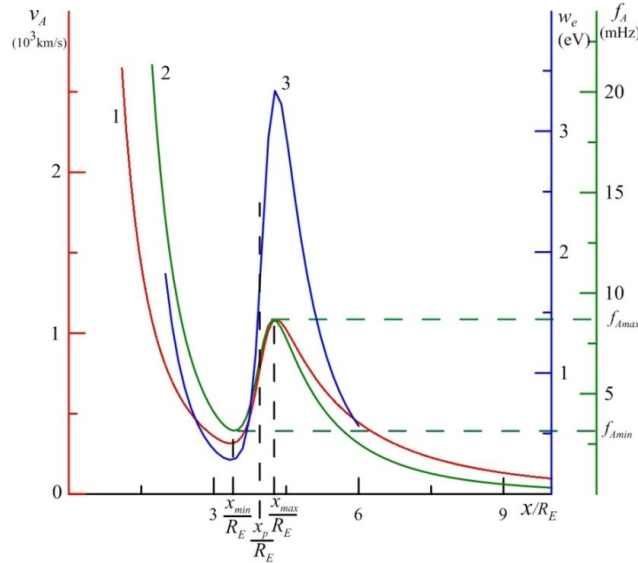
### Модель среды

Рассмотрим простую модель приэкваториальной магнитосферы, в которой неоднородность плазмы направлена поперёк магнитных оболочек. Введём декартову систему координат  $(x, y, z)$ , в которой магнитное поле направлено по оси  $z$ , неоднородность плазмы – по оси  $x$ , а вдоль оси  $y$  будем считать плазму и магнитное

поле однородными. В наших расчетах мы использовали следующую модель для экваториального распределения альфвеновской скорости ( $v_A = B_0/\sqrt{4\pi\rho_0}$ , где  $\rho_0$  - плотность плазмы):

$$v_A = \frac{x_p^2}{2x^2} \left[ \frac{x_p}{x} v_{Am} + v_{Ap} - \left( v_{Am} - \frac{x_p}{x} v_{Ap} \right) \tanh \frac{x - x_p}{\Delta_p} \right],$$

$v_{Am}$ ,  $v_{Ap}$  – характерные значения альфвеновской скорости вблизи плазмопаузы со стороны плазмосферы и внешней магнитосферы соответственно,  $x_p$  – радиус середины переходного слоя плазмопаузы,  $\Delta_p$  - его характерная толщина. В численных расчётах были использованы следующие значения параметров:  $v_{Ap} = 200$  км/с,  $v_{Am} = 1500$  км/с,  $x_p = 4R_E$ ,  $\Delta_p = 0.3R_E$  ( $R_E = 6370$  км – радиус Земли). Соответствующее распределение альфвеновской скорости, а также связанных с ней параметров, представлено на рис. 1. Такое распределение  $v_A(x)$  типично для приэкваториальной области дневной средневозмущенной магнитосферы.



**Рисунок 1.** Модельные распределения: альфвеновской скорости  $v_A(x)$  (красная линия), частоты колебаний основной гармоники стоячих альфвеновских волн  $f_A = \omega_A(x)/2\pi$  (зелёная линия) и средней энергии резонансных электронов  $w_e = m_e v_A^2(x)/2$  (синяя линия).

Параметром, описывающим поперечную дисперсию КАВ, является квадрат их дисперсионной длины:

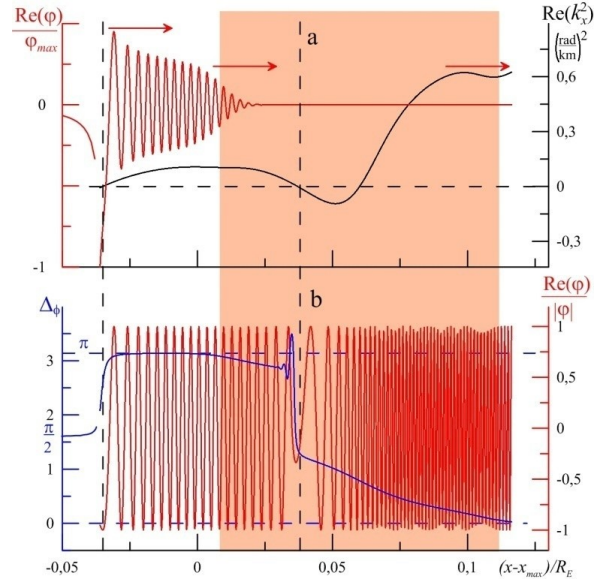
$$\Lambda^2 = \begin{cases} -s_e^2, & s_e \gg \rho_s - \text{в "холодной" плазме} \\ \rho_s^2, & s_e \ll \rho_s - \text{в "теплой" плазме} \end{cases},$$

где  $s_e = c/\omega_{pe}$  – скин-длина электронов,  $\omega_{pe} = \sqrt{4\pi n e^2/m_e}$  – плазменная частота электронов ( $e, m_e$  – заряд и масса электрона соответственно,  $n$  – концентрация плазмы),  $\rho_s = v_{es}/\omega_i$  – ларморовский радиус ионов, где  $\omega_i = eB_0/m_i c$  – циклотронная частота ионов,  $v_{es} = \sqrt{\gamma T_e/m_i}$ . В области диссипативного слоя, где  $s_e \sim \rho_s$  параметр  $\Lambda^2$  является существенно комплексной величиной:  $|Im(\Lambda)| \sim |Re(\Lambda)|$ . Именно мнимая часть  $\Lambda^2$  описывает затухание альфвеновской волны, связанное с её резонансом с электронами фоновой плазмы.

### Структура резонансной кинетической волны вблизи диссипативного слоя

Рассмотрим следующую задачу (см. [6]). Пусть монохроматическая БМЗ-волна с частотой  $\omega$  возбуждает кинетическую альфвеновскую волну с «холодной» дисперсией на резонансной поверхности  $x = x_A$  (где  $\omega = \omega_A(x_A) = k_z v_A(x_A)$ ), которая расположена слева от точки максимума в распределении альфвеновской скорости. Легко проверить, что вблизи максимума в распределении  $v_A(x)$  таких резонансных поверхностей две, слева и справа от  $x = x_{max}$  (см. рис. 1). Поперечная структура резонансной кинетической альфвеновской волны для такого случая представлена на рис. 2. Поскольку мы рассматриваем эффекты, связанные с диссипацией КАВs, рассмотрим случай, когда правая резонансная поверхность находится внутри диссипативного слоя (показан на рис.2 бежевой полосой). Волна генерируется на резонансной поверхности  $x = x_A$ , добегает до диссипативного слоя, где почти полностью поглощается. Поглощение происходит за счёт черенковского резонанса. Механизмом такого взаимодействия является бесстолкновительное затухание Ландау (между волной и электронами фоновой плазмы): тепловая скорость электронов в диссипативном слое близка к альфвеновской скорости ( $v_A \approx v_e$ ).





**Рисунок 2.** Поперечная структура резонансной альфвеновской волны, точка отражения которой  $x_r$  (где  $Re k_x^2(x_r) = 0$ ,  $k_x^2(x)$  – квадрат поперечного волнового числа), чёрная линия находится внутри диссипативного слоя (показан бежевой полосой). (a) Структура скалярного потенциала  $Re(\varphi)/\varphi_{max}$ , нормированная на максимальную амплитуду (красная линия). (b) Структура нормированного скалярного потенциала  $Re(\varphi)/|\varphi|$  (красная линия) и разность фаз компонент электромагнитного поля  $\Delta\varphi$  (синяя линия).

### Оценка потока энергии резонансных электронов и возможность формирования SAR arcs

Представления о том, что кинетические альфвеновские волны могут создавать потоки надтепловых электронов, достаточные для формирования SAR дуг, сформировались достаточно давно [7]. Для этого необходимо, чтобы энергия высыпавшихся в ионосферу электронов была близкой к 2 эВ. Как видно из рис. 1, одной из областей, где резонансные с KAWs электроны фоновой плазмы имеют такую энергию, является плазмопауза, где, предположительно, как раз и расположен диссипативный слой. В работе [4] была предложена простая оценка плотности потока энергии, переносимой высыпавшимися в ионосферу резонансными электронами:

$$S_e(\text{эрг/см}^2\text{с}) \approx 10^{-5} \frac{|\bar{B}(\text{нТ})|^2}{8\pi} v_A(\text{км/с}),$$

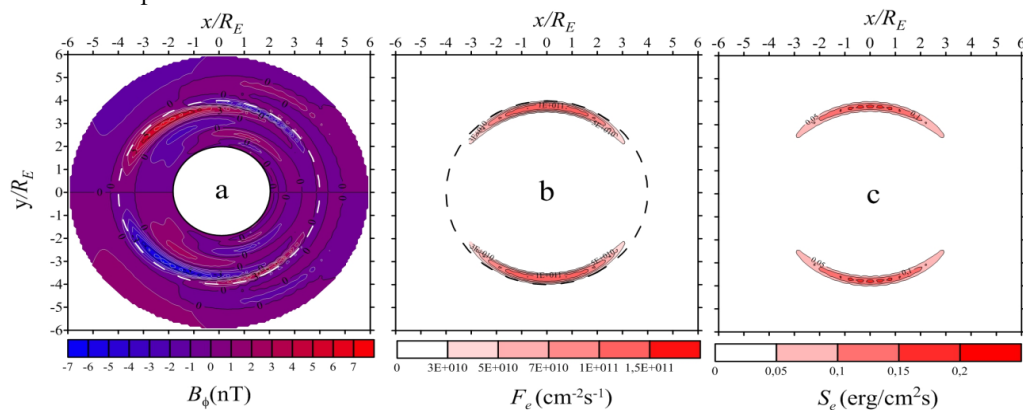
которая предполагает, что в магнитосфере имеются кинетические альфвеновские волны, амплитуда колебаний магнитного поля которых равна  $\bar{B}$ , а резонансные электроны переносят её энергию в ионосферу с альфвеновской скоростью  $v_A$ . Если использовать типичные для плазмопаузы оценки параметров магнитосферной плазмы ( $v_A = 1000$  км/с) и наблюдаемых в магнитосфере альфвеновских волн ( $\bar{B} = 10$  нТ), то плотность потока энергии, переносимой в ионосферу резонансными электронами  $\sim 0.04$  эрг/см<sup>2</sup>с. По мнению авторов [4], этого достаточно для формирования красных дуг средней интенсивности ( $\sim 1-10$  кR).

Однако, из-за интенсивного поглощения, раскачать кинетические альфвеновские волны непосредственно в диссипативном слое невозможно. Единственным вариантом доставки волновой энергии к диссипативному слою является медленное перемещение KAWs поперёк магнитных оболочек. Скорость такого перемещения (групповая скорость KAWs) много меньше альфвеновской. Вся энергия таких волн поглощается резонансными электронами ещё на границе слоя. С учётом этого мы предлагаем следующую оценку для плотности потока энергии резонансных электронов:

$$S_e(\text{эрг/см}^2\text{с}) \approx 10^{-5} \frac{\pi v_A(\text{км/с})}{4n} \left| \frac{\Lambda(\text{км})}{a(\text{км})} \right|^{2/3} \Phi(\theta) \sum_{N=1}^{\infty} N |\bar{B}_N(\text{нТ})|^2.$$

Здесь параметр  $|\Lambda/a| \ll 1$  описывает отличие скорости поперечного движения KAWs от скорости Альфвена  $v_A$ . Суммирование в приведённой выше формуле проводится по всем гармоникам стоячих альфвеновских волн, где  $N$  - номер гармоники,  $B_N$  - её амплитуда,  $a$  – характерный масштаб изменения альфвеновской скорости в направлении поперёк магнитных оболочек,  $\Phi(\theta)$  - параметр, описывающий изменение геометрических размеров сечения магнитной трубки, внутри которой резонансные электроны движутся от экваториальной плоскости до ионосферы [6],  $n$  – характерное число длин волн, на котором происходит полное затухание волны вблизи границы диссипативного слоя. Как видно из наших расчётов, представленных на рис. 2а,  $n \approx 10$ .

Оценка плотности потока энергии по приведённой выше формуле даёт  $0.045 \text{ эрг/см}^2\text{с}$  ( $N=1$ ), что численно согласуется с оценкой, полученной по формуле, предложенной Hasegawa и Mima. Однако необходимо учесть, что широкополосный источник способен возбуждать сразу множество гармоник альфвеновских волн на одной и той же резонансной оболочке. Рассчитаем, в качестве примера, плотность потока резонансных электронов в случае прохождения по магнитосфере межпланетной ударной волны с амплитудой  $\overline{B}_F = 50 \text{ нТ}$ . В результате взаимодействия фронта ударной волны с плазмопаузой, на ней возбуждаются сразу множество гармоник стоячих альфвеновских волн. Поле таких резонансных альфвеновских волн было рассчитано в [6]. Все гармоники этих волн могут добежать до диссипативного слоя и дать вклад в формирование потока резонансных электронов, высыпаящихся в ионосферу. Результат такого расчёта представлен на рис. 3. Видно, что волны, возбуждаемые широкополосным источником, дают поток энергии резонансных электронов примерно на порядок выше того, который получается из оценки вклада только одной основной ( $N=1$ ) гармоники стоячих альфвеновских волн.



**Рисунок 3.** (а) Распределение в экваториальной плоскости «тороидальной» компоненты магнитного поля резонансных KAWs, возбуждаемых на плазмопаузе широкополосным источником. (б) Плотность потока резонансных электронов на уровне ионосферы. (в) Плотность потока энергии (на уровне ионосферы), переносимой резонансными электронами.

## Заключение

Показано, что кинетические альфвеновские волны в магнитосфере Земли имеют два типа дисперсии. Между такими областями расположен переходный «диссипативный» слой, локализованный вблизи плазмопаузы. В диссипативном слое скорость распространения альфвеновских волн вдоль магнитных силовых линий близка к тепловой скорости электронов, что создаёт условия для их резонансного взаимодействия. Кинетические альфвеновские волны в этом слое полностью затухают, отдавая свою энергию резонансным электронам фоновой плазмы. Предложена новая аналитическая формула для оценки плотности потока энергии резонансных электронов, переносящих энергию KAWs в ионосферу, учитывающая существование широкополосного источника для их генерации и геометрию магнитной трубки, внутри которой резонансные электроны движутся от экваториальной плоскости к ионосфере. Плотности потока энергии таких резонансных электронов оказываются на порядок выше, чем те, что получены по формуле, предложенной Hasegawa и Mima, что лучше согласуется с наблюдениями [6].

**Благодарности:** Исследование выполнено за счёт гранта Российского научного фонда (проект №22-77-10032).

## Список литературы

1. Dmitrienko I.S. (2010, October). Spatio-temporal evolution of thin Alfvén resonance layer. *Journal of Plasma Physics*, 76 (5), 709-734. doi: 10.1017/S002237781000022X
2. Hasegawa A. (1976, October). Particle acceleration by MHD surface wave and formation of aurora. *J. Geophys. Res. (Space Physics)*, 81, 5083-5090. doi: 10.1029/JA081i028p05083
3. Goertz C.K. (1984, November). Kinetic Alfvén waves on auroral field lines. *Planet. Space Sci.*, 32, 1387-1392. doi: 10.1016/0032-0633(84)90081-3
4. Hasegawa A., Mima K. (1978, March). Anomalous transport produced by kinetic Alfvén wave turbulence. *J. Geophys. Res. (Space Physics)*, 83 (A3), 1117-1124. doi: 10.1029/JA083iA03p01117
5. Rankin R., Samson J.C., Tikhonchuk V.T. (1999). Parallel electric fields in dispersive shear Alfvén waves in the dipolar magnetosphere. *Geophys. Res. Lett.*, 26, 3601-3604. doi: 10.1029/1999GL010715
6. Leonovich A.S., Kozlov D.A., Vlasov A.A. (2021, October). Kinetic Alfvén waves near a dissipative layer. *J. Geophys. Res. (Space Physics)*, 126 (10), e29580. doi: 10.1029/2021JA029580
7. Cornwall J.M., Coroniti F.V., Thorne R.M. (1971). Unified theory of SAR arc formation at the plasmapause. *J. Geophys. Res. (Space Physics)*, 76, 4428-4445. doi: 10.1029/JA076i019p04428

DOI: 10.51981/2588-0039.2022.45.015

## ЛОКАЛИЗАЦИЯ МАГНИТОСФЕРНЫХ ИСТОЧНИКОВ ГЕОМАГНИТНЫХ ПУЛЬСАЦИЙ ДИАПАЗОНА Pc1 ПО НАБЛЮДЕНИЯМ ВЫСЫПАНИЙ ЭНЕРГИЧНЫХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ДЛЯ СОБЫТИЯ 20 ИЮНЯ 2013 ГОДА

Т.А. Яхнина<sup>1</sup>, А.Г. Демехов<sup>1</sup>, А.А. Любчик<sup>1</sup>, Ю.В. Федоренко<sup>1</sup>, Е.Н. Ермакова<sup>2</sup>

<sup>1</sup>ФГБНУ «Полярный геофизический институт», г. Апатиты, Россия

<sup>2</sup>Научно-исследовательский радиофизический институт ННГУ им. Н.И. Лобачевского,  
г. Нижний Новгород, Россия

### Аннотация

В данной работе определена локализация магнитосферных источников геомагнитных пульсаций Pc1 диапазона (0,2–5,0 Гц), наблюдаемых 20 июня 2013 г. Рассматриваемое событие состояло из пульсаций IPDP и Pc1. Пульсации IPDP были очень продолжительными, они наблюдались в интервале 16–21 UT, и сразу после них в 21–23 UT регистрировались пульсации Pc1. Пульсации наблюдались на наземных станциях «Ловозеро» (L=5,41) и «Новая жизнь» (L=2,67). Локализация магнитосферных источников определялась по данным низкоорбитальных спутников серии POES (NOAA, MetOp), регистрирующих локализованные высыпания энергичных (> 30 кэВ) протонов и электронов. Как IPDP, так и Pc1 сопровождалась высыпаниями релятивистских (~800 кэВ) электронов. Определены геомагнитные условия и параметры солнечного ветра до и во время наблюдения пульсаций.

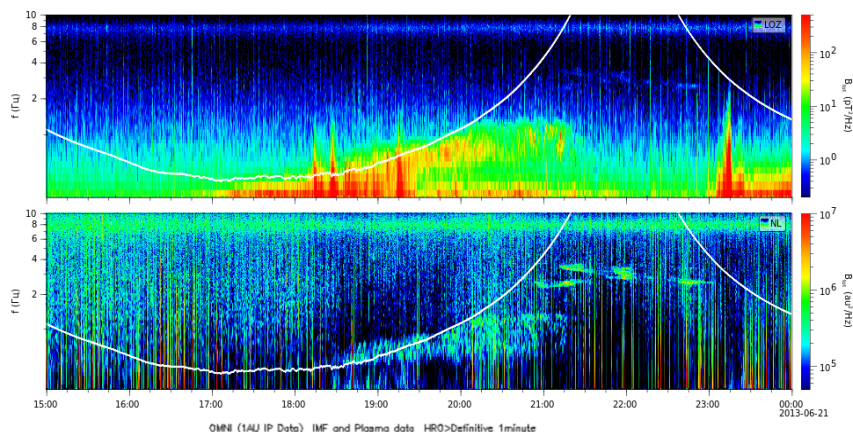
### Введение

Считается, что геомагнитные пульсации в диапазоне Pc1 (электромагнитные ионно-циклотронные (ЭМИЦ) волны) являются результатом развития ионно-циклотронной (ИЦ) неустойчивости вблизи экваториальной плоскости. Ионно-циклотронное взаимодействие предполагает, как генерацию ЭМИЦ волн, так и рассеяние протонов кольцевого тока по питч-углам (например, [Cornwall et al., 1970]), которое приводит к заполнению конуса потерь [Erlandson and Ukhorsky, 2001; Yahnin and Yahnina, 2007] и, соответственно, высыпанию протонов. Наилучшая корреляция между локализованными высыпаниями протонов и пульсациями наблюдалась, когда высыпания фиксировались вблизи (в пределах двух часов магнитного местного времени, MLT) меридиана наземной станции, на которой регистрировались пульсации. Поэтому можно считать, что локализованные высыпания энергичных протонов являются ионосферной проекцией области развития ИЦ неустойчивости в экваториальной магнитосфере [Yahnin and Yahnina, 2007]. Ионно-циклотронная неустойчивость приводит к высыпанию не только протонов с энергиями 10–100 кэВ, но и релятивистских электронов [Sandanger et al., 2007], обеспечивая потери, как частиц кольцевого тока, так и внешнего радиационного пояса. Это объясняет интерес к определению областей развития ИЦ неустойчивости в магнитосфере и их динамики в различных геофизических условиях. Использование нескольких низкоорбитальных спутников серии POES с полярными круговыми орбитами на высоте около 800 км обеспечивают хороший мониторинг ближней магнитосферы. В предыдущих работах мы всегда имели дело с сильной питч-угловой диффузией, когда конус потерь был заполнен и регистрировались потоки как высыпающихся, так и захваченных на высоте спутника протонов. В этой работе будет рассмотрена связь слабой питч-угловой диффузии в конус потерь с генерацией пульсаций Pc1, их частотой и интенсивностью.

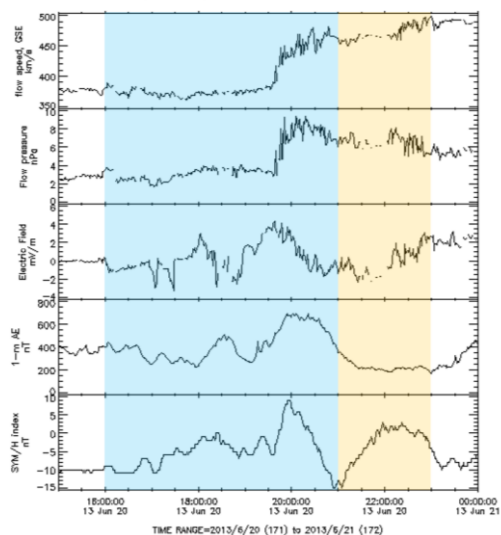
### Наблюдения и результаты

В наземных обсерваториях Ловозеро (LOZ, 68,01°N, 35,30°E; L=5,41) и Новая Жизнь (NL, 56,00 N, 45,74 E; L=2,67) 20 июня 2013 г. в 16–21 UT наблюдались очень продолжительные пульсации IPDP с частотами от 0,3 до 1,5 Гц (рис. 1). После IPDP в 21–23 UT наблюдались пульсации Pc1 с достаточно высокой частотой 2,5–4,0 Гц. Геомагнитные пульсации наблюдались после серии суббурь, регистрируемых в течение нескольких дней. Наблюдению пульсаций предшествовали три магнитосферных поджатия с интенсивностью 6, 12 и 9 нПа, которые имели место 20 июня в 00 UT, 07 UT и 19:45 UT (третье поджатие произошло во время IPDP). После третьего поджатия скорость солнечного ветра увеличилась до 490 км/сек. Электрическое поле во время IPDP было изменчивым: то возрастало до +4 мВ/м, то уменьшалось до -2 мВ/м, а во время Pc1 после 21:30 UT все время возрастало от -2 мВ/м до +3 мВ/м (рис. 2).

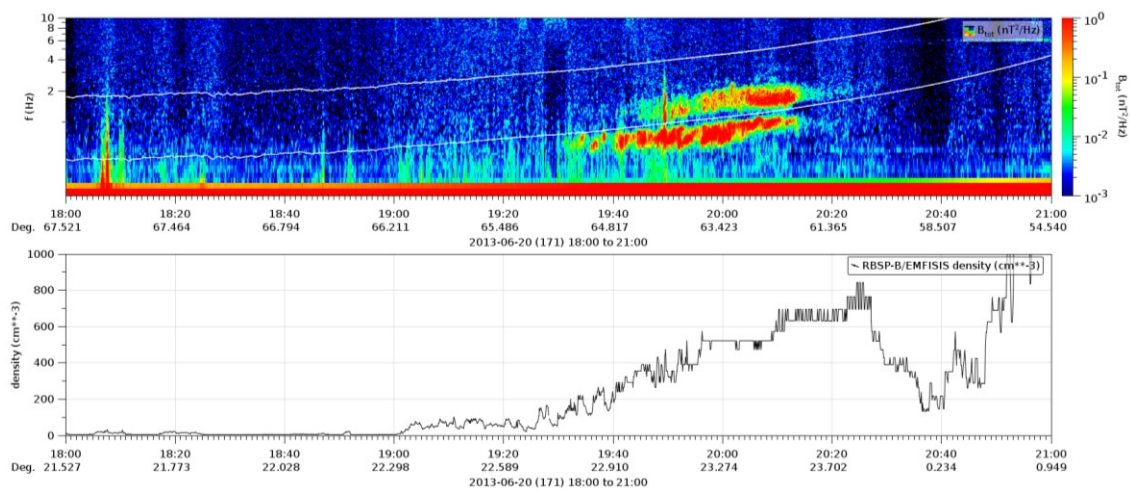
Все низкоорбитальные спутники серии POES (NOAA, MetOp) оснащены однотипными детекторами MERED, измеряющими потоки заряженных частиц с энергией  $E > 30$  кэВ и TED для измерения потоков частиц с энергией  $< 20$  кэВ [Evans et al., 2000]. Во время IPDP одновременно с высыпаниями энергичных протонов регистрировались и высыпания менее энергичных ( $< 20$  кэВ) протонов. При этом протонные высыпания смещались к экватору с 63 до 61 CGMLat. Согласно работе [Yahnina et al., 2003] такие высыпания наблюдаются, в основном, в вечернем секторе и обусловлены взаимодействием с ЭМИЦ волнами дрейфующих на запад протонов на внешней границе плазмосферного «хвоста».



**Рисунок 1.** Спектрограммы геомагнитных пульсаций, регистрируемых в obs. Ловозеро (вверху) и в obs. Новая Жизнь (внизу).



**Рисунок 2.** Индексы SYM-H, AE и параметры солнечного ветра: скорость солнечного ветра, давление и электрическое поле. Пульсации IPDP наблюдались во время интервала, отмеченного голубым цветом. Пульсации Pc1 – желтым цветом.

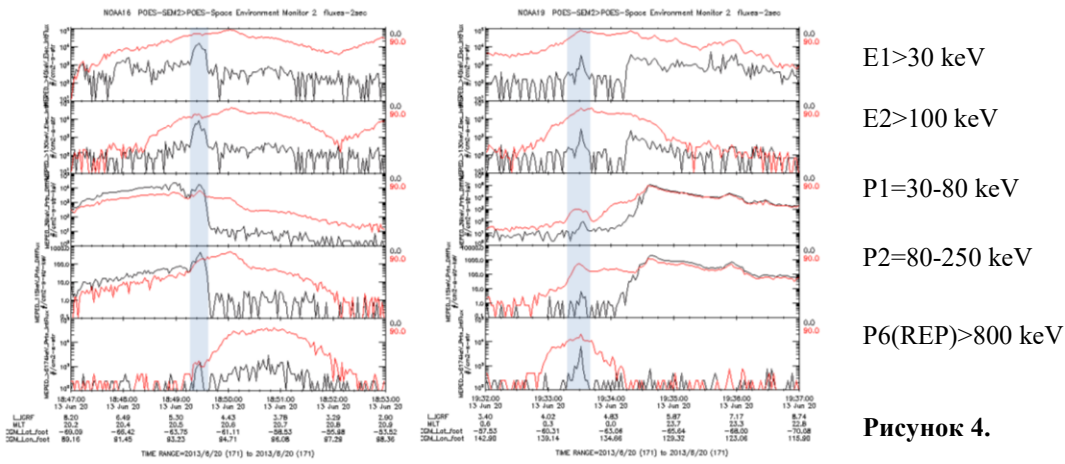


**Рисунок 3.** Наблюдаемые на спутнике RBSP-B ЭМИЦ волны и измеренная плотность плазмы.

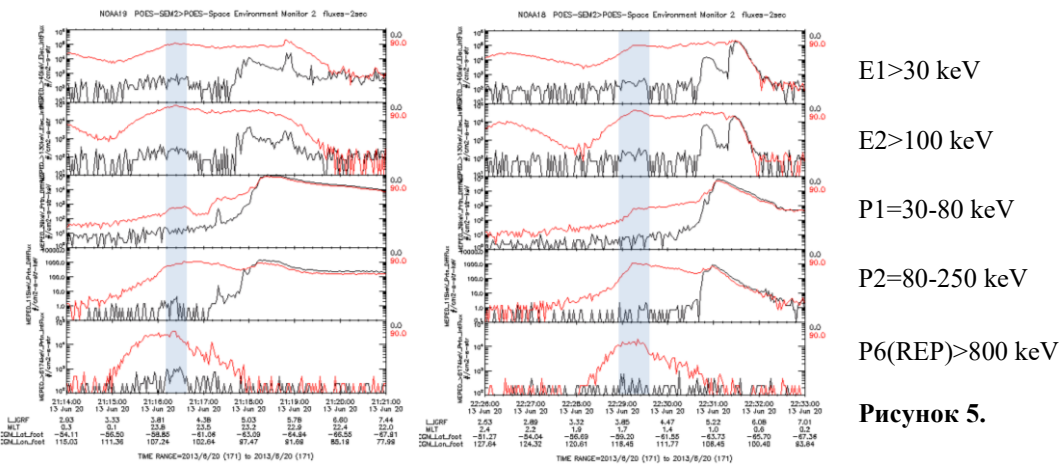
Действительно, на сопряженном со станцией спутнике RBSP-B во время IPDP в 19:30 – 20:15 UT регистрировались ЭМИЦ волны на таких же инвариантных широтах 61,5-65,0 CGMLat, как и протонные высыпания на спутниках POES. Спутник RBSP-B в это же время регистрировал значительное увеличение

плотности холодной плазмы до  $800 \text{ см}^{-3}$ , что соответствует его входу в плазмосферу (рис. 3). Инкремент ЭМИЦ волн был рассчитан с использованием функции распределения энергичных протонов, измеренной спутником RBSB-B. Эти вычисления (не приведены для краткости) продемонстрировали увеличение инкремента в частотно-временной области, которое хорошо соответствует наблюдаемым ЭМИЦ волнам. Этот факт позволяет предположить, что RBSP-B пересек область генерации IPDP во время наблюдения ЭМИЦ волн.

Высыпания энергичных частиц, зарегистрированные на спутниках серии POES во время пульсаций IPDP, показаны на рис. 4, во время пульсаций Pc1 — на рис. 5. Серым цветом отмечены локализованные высыпания.

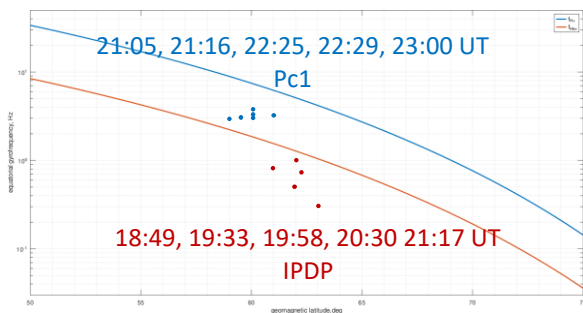


Е1>30 keV  
 Е2>100 keV  
 P1=30-80 keV  
 P2=80-250 keV  
 P6(REP)>800 keV  
**Рисунок 4.**



Е1>30 keV  
 Е2>100 keV  
 P1=30-80 keV  
 P2=80-250 keV  
 P6(REP)>800 keV  
**Рисунок 5.**

Сравнение экваториальных гирочастот ионов гелия  $f_{He^+}$  и водорода  $f_{H^+}$ , оцененных по инвариантной широте предполагаемых источников волн, с частотами пульсаций показало, что пульсации IPDP принадлежат гелиевой полосе ( $f < f_{He^+}$ ) в области ее генерации, а более высокочастотные Pc1 генерируются в водородной полосе частот ( $f_{He^+} < f < f_{H^+}$ ) (рис. 6).



**Рисунок 6.** В указанные моменты времени наблюдались локализованные протонные высыпания во время пульсаций IPDP и локализованные усиления в потоках захваченных протонов во время пульсаций Pc1.

## Результаты и обсуждение

Пульсации IPDP и Pc1 наблюдаются после суббуревой инжекции энергичных протонов в ночном секторе.

Увеличение частоты пульсаций IPDP связано со смещением к экватору протонных высыпаний. Во время IPDP были обнаружены локализованные высыпания энергичных протонов в диапазонах энергий 30-80 кэВ и <20 кэВ, что указывает на возможные магнитосферные источники этих пульсаций.

По данным спутника RBSB-B о функции распределения энергичных протонов был вычислен инкремент ЭМИЦ волн. Результаты показывают увеличение инкремента в частотно-временной области, которое хорошо соответствует наблюдаемым ЭМИЦ волнам.

Положение источников высокочастотных пульсаций Pc1 определялось только по локальным усилениям в потоках захваченных протонов. Такие усиления указывают на наличие слабой питч-угловой диффузии, недостаточной для того, чтобы вызвать высыпание частиц (т.е. заметные потоки в конусе потерь).

Показано, что пульсации IPDP принадлежат гелиевой полосе ( $f < f_{\text{He}^+}$ ) в области их генерации, а более высокочастотные пульсации Pc1 - водородной полосе ( $f_{\text{H}^+} < f < f_{\text{H}^+}$ ).

Высыпания релятивистских электронов наблюдались одновременно с локальными усилениями в потоках захваченных и высыпающихся протонов, которые маркируют область источника пульсаций IPDP и одновременно с локальными усилениями в потоках только захваченных протонов, которые маркируют область источника пульсаций Pc1.

Во время наблюдения пульсаций Pc1 на частотах 2,5-4,0 Гц наблюдаются лишь усиления в потоках захваченных протонов, что соответствует слабой питч-угловой диффузии частиц в конус потерь. Пульсации имеют малую интенсивность. По-видимому, это связано с генерацией пульсаций в водородной (протонной) полосе частот. Сложность обнаружения ЭМИЦ волн этого диапазона на Земле может быть связана с меньшей мощностью или неблагоприятными условиями распространения, а именно, необходимостью преодолеть область циклотронного резонанса с ионами He<sup>+</sup> [Engebretson et al., 2008; Usanova et al., 2008]. Увеличение частоты IPDP сопровождалось сдвигом широт локализованных высыпаний протонов к экватору. Это говорит в пользу механизма формирования пульсаций IPDP (ЭМИЦ волн), связанного с дрейфом энергичных протонов внутрь плазмосферы.

## Выводы

Определена магнитосферная локализация источников геомагнитных пульсаций Pc1 и IPDP.

Пульсации наблюдались после продолжительной суббуревой активности и трех поджатий магнитосферы, в результате которых наблюдалась инжекция энергичных протонов в ночном секторе.

Высыпания релятивистских электронов наблюдались одновременно с локализованными потоками высыпающихся протонов во время пульсаций IPDP и с локализованными потоками захваченных протонов во время пульсаций Pc1, которые маркируют область источника ЭМИЦ волн.

**Благодарности.** Работа Т.А. Яхниной, А.Г. Демехова, А.А. Любича поддержана грантом РФФИ № 22-62-00048.

## Литература

- Cornwall J.M., Coroniti F.V., Thorne R.M. Turbulent Loss of Ring Current Protons // *J. Geophys. Res.* V. 75(25). P. 4699–4709. 1970.
- Engebretson M.J., Lessard M.R., Bortnik J., Green J.C., Horne R.B., Detrick D.L., Weatherwax A.T., Manninen J., Petit N.J., Posch J.L., Rose M.C. Pc1–Pc2 waves and energetic particle precipitation during and after magnetic storms: Superposed epoch analysis and case studies // *J. Geophys. Res.* V. 113. A01211. doi:10.1029/2007JA012362. 2008.
- Erlanson R.E., Ukhorskiy A.J. Observations of electromagnetic ion cyclotron waves during geomagnetic storms: Wave occurrence and pitch angle scattering // *J. Geophys. Res.* V. 106. P. 3883–3895. doi:10.1029/2000JA000083. 2001.
- Evans D.S., Greer M.S. Polar orbiting environmental satellite space environment monitor. 2: Instrument descriptions and archive data documentation // NOAA Technical Memorandum OAR SEC93. Boulder, 2000.
- Sandanger M., Søråas F., Aarsnes K. et al. Loss of relativistic electrons: Evidence for pitch angle scattering by electromagnetic ion cyclotron waves excited by unstable ring current protons // *J. Geophys. Res.* V. 112. A12213. doi:10.1029/2006JA012138. 2007.
- Usanova M.E., Mann I.R., Rae I.J., Kale Z.C., Angelopoulos V., Bonnell J.W., Glassmeier K.-H., Auster H.U., Singer H.J. Multipoint observations of magnetospheric compression-related EMIC Pc1 waves by THEMIS and CARISMA // *Geophys. Res. Lett.* V. 35. L17S25. doi:10.1029/2008GL034458. 2008.
- Yahnin A.G., Yahnina T.A. Energetic proton precipitation related to ioncyclotron waves // *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.* V. 69. P. 1690–1706. doi:10.1016/j.jastp.2007.02.010. 2007.
- Yahnina T.A., Yahnin A.G., Kangas J., Manninen J., Evans D.S., Demekhov A.G., Trakhtengerts V.Yu., Thomsen M.F., Reeves G.D., Gvozdevsky B.B. Energetic particle counterparts for geomagnetic pulsations of Pc1 and IPDP types // *Ann. Geophysicae* V. 21(12). P. 2281–2292. 2003.

DOI: 10.51981/2588-0039.2022.45.016

## TYPES OF MAGNETIC FIELD CONFIGURATIONS IN WHICH ENERGY ACCUMULATION FOR FLARES IS POSSIBLE ACCORDING TO THE RESULTS OF MHD SIMULATION ABOVE THE ACTIVE REGION IN THE REAL SCALE OF TIME

A.I. Podgorny<sup>1</sup>, I.M. Podgorny<sup>2</sup>, A.V. Borisenko<sup>1</sup>

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

<sup>2</sup>*Institute of Astronomy RAS, Moscow, Russia*

### Abstract

To study the mechanism of a solar flare, it is necessary to perform MHD simulations in the corona above a real active region, in which all conditions are taken from observations and the calculation begins several days before the appearance of flares, when the energy for the flare has not yet accumulated in the corona. When setting the problem, no assumptions about the mechanism of the solar flare are made. The MHD simulation continued in this paper confirmed the solar flare mechanism based on the release of energy accumulated in the magnetic field of the current sheet. The fast release of the magnetic energy of the current sheet leads to the observed manifestations of the flare, which are explained by the electrodynamic model of the flare proposed by I. M. Podgorny. In addition to those found in the previous work, the configurations of the magnetic field near singular lines, in which the current sheet is created, are obtained and studied.

### Introduction

The mechanism of a solar flare [1], according to which during a flare there is a release of energy accumulated in the magnetic field of the current sheet, explains the primordial release of flare energy in the solar corona above the active region, which follows both directly from the observations [2] and from numerous considerations derived from the analysis of observational data. The current sheet, which is formed as a result of the accumulation of plasma disturbances near the singular line of the magnetic field, transfers into an unstable state in the process of slow evolution (see, for example, [3]). The instability causes a flare release of energy, accompanied by observational manifestations of a flare, which are explained by the electrodynamic model of a solar flare proposed by I.M. Podgorny [4].

The study of the physical mechanism of solar flares is carried out by magnetohydrodynamic (MHD) simulation of a flare situation in the corona above a real active region [3]. To solve this rather complex problem, special methods are being developed without which it is impossible to perform MHD simulation under the set conditions [5]. MHD simulation above a real active region and the development of mathematical methods necessary for its implementation are continued in this work.

### Conditions and goals of MHD simulation

When setting the conditions for MHD simulation above a real active region, no assumptions were made about the mechanism of a solar flare. All conditions were taken from the observations. The solar flare mechanism must be determined from the results of such simulations. MHD simulation should make it possible in each particular case to understand how the processes occurring in the current sheet arose and to determine the configuration of electric and magnetic fields at the flare site. Such information should be needed in the future to improve the prediction of solar flares based on understanding their physical mechanism and studying the mechanism of acceleration of solar cosmic rays (SCR) by the electric field of the current sheet by calculating the trajectories of protons in the fields obtained by MHD simulation. This problem was solved in [4] for fields obtained by MHD simulation under simplified conditions. The solution of this problem should be continued under real conditions, its solution should allow predicting the appearance of SCRs during a flare.

In addition to us, several groups in foreign countries are engaged in the study of processes in the solar corona by means of numerical MHD simulation (see, for example, [6-11]). Experience has shown that the mechanism of a solar flare can be correctly studied only if the calculation begins several days before the appearance of solar flares, when energy for the flare has not yet been accumulated in the corona. At present, MHD simulation in this setting of the problem is carried out only by us.

### Setting of the problem and developed methods for numerical solution

MHD simulation is carried out over the active region of AR 10365. The computational domain in the corona is a rectangular parallelepiped ( $0 \leq x \leq 1$ ,  $0 \leq y \leq 0.3$ ,  $0 \leq z \leq 1$ ) (the size  $L_0 = 4 \times 10^{10}$  is chosen as the unit of length). The lower boundary of the computational domain  $y=0$  (XZ) is located on the surface of the Sun (photosphere) and contains the active region, the Y axis is directed from the Sun perpendicular to the photosphere. The three-dimensional system of MHD equations for a compressible plasma, taking into account dissipative terms and anisotropic thermal conductivity, is solved numerically in a dimensionless form:

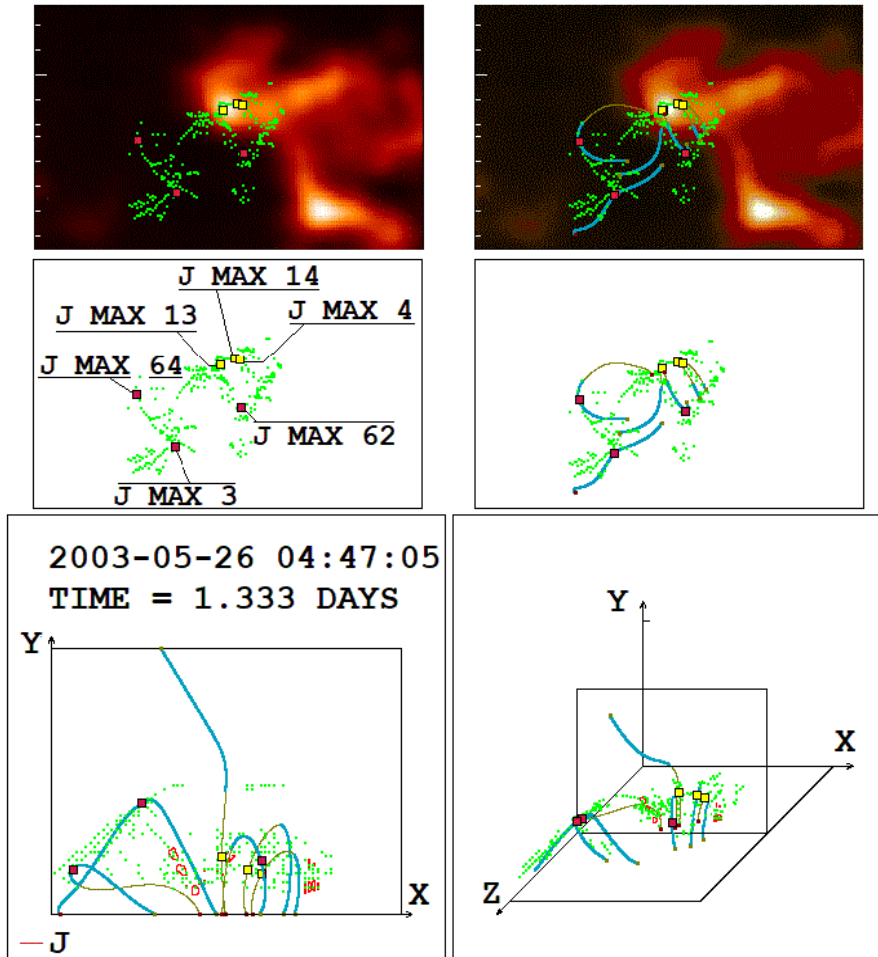
$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \text{rot}(\mathbf{V} \times \mathbf{B}) - \frac{1}{\text{Re}_m} \text{rot} \left( \frac{\sigma_0}{\sigma} \text{rot} \mathbf{B} \right) + \text{rot}(v_{m\_Art} \text{rot} \mathbf{B}) \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\text{div}(\mathbf{V}\rho) \quad (2)$$

$$\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} = -(\mathbf{V}, \nabla) \mathbf{V} - \frac{\beta}{2\rho} \nabla(\rho T) - \frac{1}{\rho} (\mathbf{B} \times \text{rot} \mathbf{B}) + \frac{1}{\text{Re}_\rho} \Delta \mathbf{V} + G_g \mathbf{G} + v_{Art} \Delta \mathbf{V} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial t} = & -(\mathbf{V}, \nabla) T - (\gamma - 1) T \text{div} \mathbf{V} + (\gamma - 1) \frac{2\sigma_0}{\text{Re}_m \sigma \beta_0 \rho} (\text{rot} \mathbf{B})^2 - (\gamma - 1) G_q \rho L'(T) + \\ & + \frac{\gamma - 1}{\rho} \text{div}(\mathbf{e}_{\parallel} \kappa_{dl}(\mathbf{e}_{\parallel}, \nabla T) + \mathbf{e}_{\perp 1} \kappa_{\perp dl}(\mathbf{e}_{\perp 1}, \nabla T) + \mathbf{e}_{\perp 2} \kappa_{\perp dl}(\mathbf{e}_{\perp 2}, \nabla T)) \end{aligned} \quad (4)$$

To select the parameters, the principle of limited simulation was used [12], according to which, the dimensionless parameters which are much larger and much smaller than unit are set in calculations to be much larger and much smaller unit without accurately preserving their values.



**Figure 1.** Comparison of the results of MHD simulation with the intensity distribution of radio emission at a frequency of 17 GHz obtained with the Nobeyama Radioheliograph (NoRH). The configuration of the magnetic field is represented by magnetic lines in the computational domain, passing through the selected current density maxima. The projections of these lines onto the central plane of the computational domain ( $z=0.5$ ) and onto the picture plane perpendicular to the line of sight are presented.



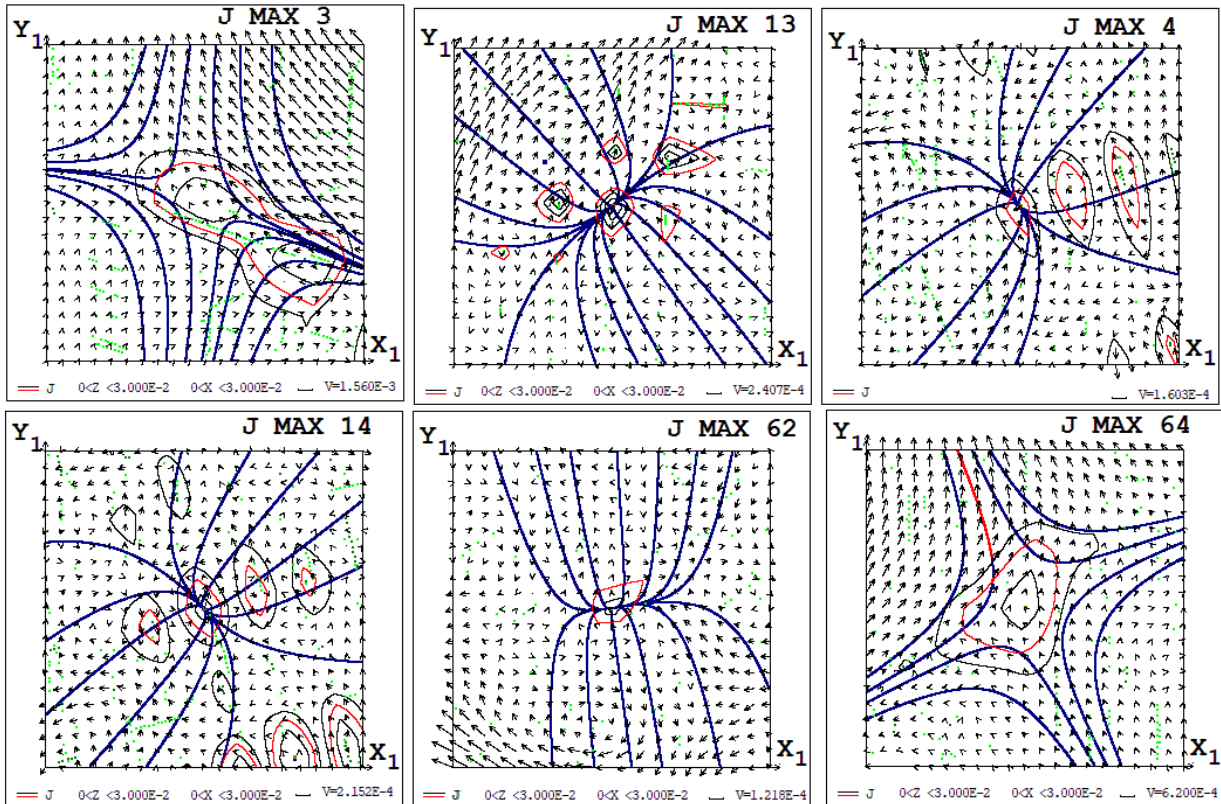
The main parameters are the magnetic and ordinary Reynolds numbers, which are inverse to the dimensionless values of viscosities ( $Re_m = v_{m\_dl}^{-1}$ ,  $Re = v_{dl}^{-1}$ ). Dimensionless values of artificial viscosities ( $v_{m\_Art\_Ph}$  and  $v_{Art\_Ph}$ ) were set mainly near the boundary of the region to stabilize the numerical instabilities.

For the numerical solution, an upwind absolutely implicit finite-difference scheme, conservative relative to the magnetic flux, was developed [13, 14]. The scheme is solved by the method of iterations. The use of special methods was aimed at constructing a scheme that remains stable for the maximal possible time step. Despite the use of special methods that made it possible to significantly speed up the calculation, the numerical solution took a long time, so simulation in the real scale of time is possible only with the help of parallel calculations, which were carried out by parallel computational threads on graphics cards using CUDA technology [15, 16]. After a series of upgrades to the parallel computing algorithm, mainly related to minimizing data exchange between the graphics card memory (GPU) and the central processing unit (CPU) memory, it was possible to increase the calculation speed by 120 times through the use of parallel computing.

The main problem of MHD simulation above a real active region is the numerical instabilities that arise near the boundary of the computational region. The instability stabilization methods developed in [5] are improved in this paper. The methods are based on the use of artificial viscosity and a special selection of values at the boundary; they made it possible to partially solve the problem, which made it possible to carry out simulations for low viscosities ( $Re_m = 10^9$ ,  $Re = 10^7$ ), at which the perturbation propagating from the photosphere is not suppressed and, therefore, a sufficiently large energy can be accumulate in the corona for a flare. Thanks to the use of the developed methods, it was possible to conduct MHD simulations for low viscosities during a period of almost three days. On the basis of the results obtained, ways were found for further improvement of methods for stabilizing numerical instabilities that arise near the boundary of the region.

### Results of MHD simulations and their comparison with microwave observations of preflare plasma

The configuration of the magnetic field obtained by MHD simulation is so complex that it is often impossible to determine the positions of special lines and the current sheets appearing near them from it. For this purpose, a graphical search system [17, 18] was developed, based on determining the positions of the current density maxima that are reached at the centers of the current sheets.



**Figure 2.** Magnetic field configurations in the vicinity of the 3rd, 4th, 13th, 14th, 62nd and 64th current density maxima in the plane perpendicular to the singular line. Velocity fields and current density level lines are also shown.

Figure 1 compares the results of MHD simulations with observations of radio emission at a frequency of 17 GHz obtained with the Nobeyama radio heliograph (NoRH) one hour before the class M 1.9 flare in AR 10365, when the energy for the flare is accumulated in the magnetic field of the current sheets, which are formed near singular lines, and preflare heating of the plasma by the emerging currents occurs. This comparison complements comparisons with observations during flares [5]. The 3rd, 4th, 13th, 14th, 62nd, and 64th current density maxima are highlighted, the remaining maxima are marked by green dots (the maxima are numbered in descending order of the current density in them).

Figure 1 indicates the coincidence with some accuracy of the positions of microwave emission sources with the positions of singular lines. Several tens of current density maxima, in which current sheets are formed, are located in the region of high intensity microwave emission or are close to it, which confirms the flare mechanism based on the release of energy accumulated in the magnetic field of the current sheet. The accuracy of agreement between the simulation results and observations cannot be called very high, since a significant number of current density maxima are located at a rather large distance ( $\sim 10$  Mm) from the region of power radio emission. Possibly, this inaccuracy is related to the error of the method caused by a rather rough spatial grid step of the difference scheme (2 Mm), which is exacerbated by the appearing numerical instability. In the future, it is necessary to try to improve the accuracy of the calculation by both improving mathematical methods and, if such an opportunity presents itself, as a result of using more powerful supercomputers, which permit to reduce the spatial step.

The configurations shown in Figure 2 near the singular lines, on which the selected current density maxima are located, confirm the earlier conclusion ([5]), according to which the configuration in the vicinity of the singular line in the general case is a superposition of an X-type configuration and a diverging magnetic field. Even if the divergent magnetic field dominates, so that a deformed diverging field is obtained as a result of the superposition, due to the presence of an X-type field in the superposition, the disturbances are accumulated to form a current sheet, the plasma is heated by the generated current, so that, as the simulation results show, the corresponding current density maximum is in the region of strong microwave emission. This result indicates the possibility of the formation in the vicinity of a singular line with a dominant superimposed diverging magnetic field of a current sheet, which can cause a sufficiently powerful solar flare.

## Conclusion

1. The use of improved methods made it possible to partially solve the problem of stabilizing numerical instabilities that arise near the boundary of the computational domain and to carry out MHD simulations for low viscosities during a period of almost three days. The results obtained showed the ways of further improvement of the instability stabilization technique.
2. The study of the magnetic field configuration in the preflare state confirmed the existence of a large number of singular lines, near which a divergent magnetic field is superimposed on the X-type magnetic field configuration. In this case, even if the divergent magnetic field dominates, due to the presence of an X-type field in the vicinity of the singular line, a current sheet can arise, which will cause a sufficiently powerful flare.
3. The location of a large number of current density maxima, near which current sheets are formed, in the region of strong microwave radiation confirms the flare mechanism based on the release of energy accumulated in the magnetic field of the current sheet.

## 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.
3. Podgorny A.I., Podgorny I.M. (2012) Geomagn. Aeron. (Engl. Transl.), 52, 150–161.
4. Podgorny I.M., Balabin Yu.V., Vashenuk E.M., Podgorny A.I. (2010) Astronomy Reports, 54, 645–656.
5. Podgorny A.I., Podgorny I.M., Borisenko A.V., Meshalkina N.S. (2021) Proc. 44 Annual Seminar "Phys. of Auroral Phenomena", Apatity, 92-95.
6. Aulanier G., Torok T., Demoulin P., DeLuca E.E. (2010) Astrophysical Journal, 708(1), 314-333.
7. Jiang C., Wu S.T., Feng X., Hu Q. (2016) Nature Communications, 7, id. 11522.
8. Jiang C., Wu S.T., Yurchyshyn V. et al. (2016) Astrophys. J., 828, No. 1, article id. 62, 12 pp.
9. Zuccarello F.P., Aulanier G., Dudik J. et al. (2017) Astrophys. J., 837, No. 2, article id. 115, 15 pp.
10. Jiang C., Zou P., Xueshang X., Hu Q. et al. (2018) Astrophys. J., 869:13, 18 pp.
11. Bian X., Jiang C., Feng X. et al. (2022) Astronomy and Astrophysics, 658, id. A174, 13 pp.
12. Podgorny I.M. (1978) Fundamentals of Cosmic Physics, 1, 1-72
13. Podgorny A.I., Podgorny I.M. (2008) Astron. Rep., 52, 666-675.
14. Podgorny A.I., Podgorny I.M. (2004) Comput. Math. Math. Phys., 44, 1784-1806.
15. Podgorny A.I., Podgorny I.M., Borisenko A.V. (2020) Proc. 43 Annual Seminar "Phys. of Auroral Phenomena", Apatity, 56-59.
16. Borisenko A.V., Podgorny I.M., Podgorny A.I. (2020) Proc. 43 Annual Seminar "Phys. of Auroral Phenomena", Apatity, 69-72.
17. Podgorny A.I., Podgorny I.M. (2013) Sun and Geosphere, 8(2), 71-76.
18. Podgorny A.I., Podgorny I.M. (2013) Proc. 36 Annual Sem. "Phys. of Auroral Phenomena", Apatity, 117-120.

DOI: 10.51981/2588-0039.2022.45.017

## SPECTRAL ANALYSIS OF SOLAR ACTIVITY AND SURFACE TEMPERATURE

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

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

### Abstract

A study of the spectral characteristics of long-term solar activity and surface temperature data has been carried out. Software has been developed which includes digital filtering modules for subsequent calculation of the spectral composition. Filtration reveals causal relationships between processes: solar activity and surface temperature variability. Identical frequency spectra for the surface temperature and Wolf number are obtained.

**Keywords:** solar activity, surface temperature, filtering, forecast, spectral analysis

### Introduction

This study investigates the possibility of establishing solar-terrestrial relations using the spectral characteristics of processes occurring on both the Sun and the Earth. It is known that the Sun is the most important source of energy affecting terrestrial processes and, in particular, the surface temperature. Temperature variability is related to characteristic movements - rotation of the Earth around its own axis (diurnal variations) and rotation around the Sun (annual variations) [1-5]. When analysing long observation series, it is noticed that daily and annual variations are influenced by low-frequency components of temperature, reflecting the so-called temperature background, which determines the character of seasonal temperature: cold or warm winter or summer. The background can also determine climatic changes: an ice age or global warming. Low-frequency variations reflect long-term processes responsible for surface temperature and can serve as indicators for long-term forecasting, which seems relevant today [6].

In this paper, we will use spectral analysis techniques on a long series of surface temperature data to isolate its slow-changing or low-frequency component. Filtration is necessary to identify the coupled processes of solar activity and surface temperature. To calculate the spectrum, an algorithm for the contribution of a single sample to the process spectrum has been developed [7].

The digital filtering module is based on Chebyshev digital filters, chosen for their frequency response. The frequency response of Chebyshev filter is close to the response of sequential application of continuous moving averaging and ideal lowpass filter. The developed recurrence scheme for calculating the coefficients of the Chebyshev filter makes it possible to achieve a degree of suppression in the cut-off bandwidth up to 400 dB.

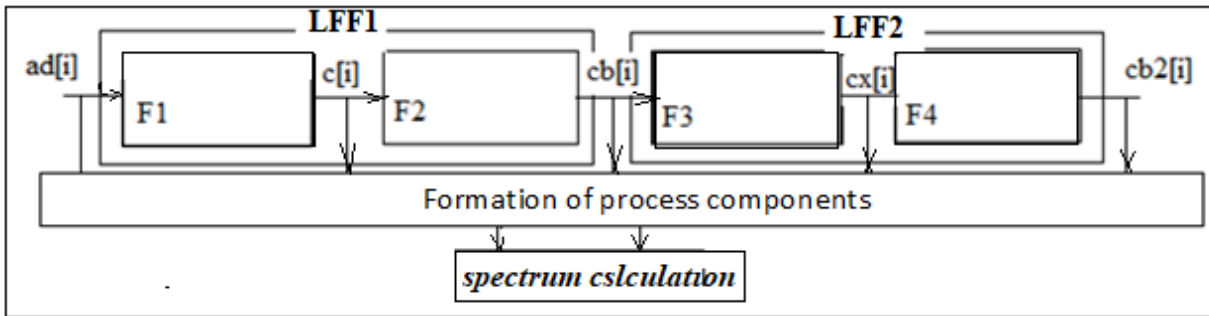
### Schematic of processing and analysis of solar activity and surface temperature data

For spectral analysis, software consisting of digital filters and spectra calculation blocks was developed. The digital filter block is used to form series with different spectral compositions [7-10]. Fourier analysis of long-period components allows obtaining more exact spectral composition.

Based on the spectral analysis of data a set of programs for detecting the characteristics of solar-terrestrial relations was constructed. The methodology of the spectral analysis includes several steps: 1. Entering long data series; 2. Filtering data; 3. Sorting filtering results for optimal spectral analysis; 4. Saving filtering result after sorting; 5. Conducting a spectral analysis based on the contribution of an individual sample to the process spectrum; 6. Building spectral decoding and identification system.

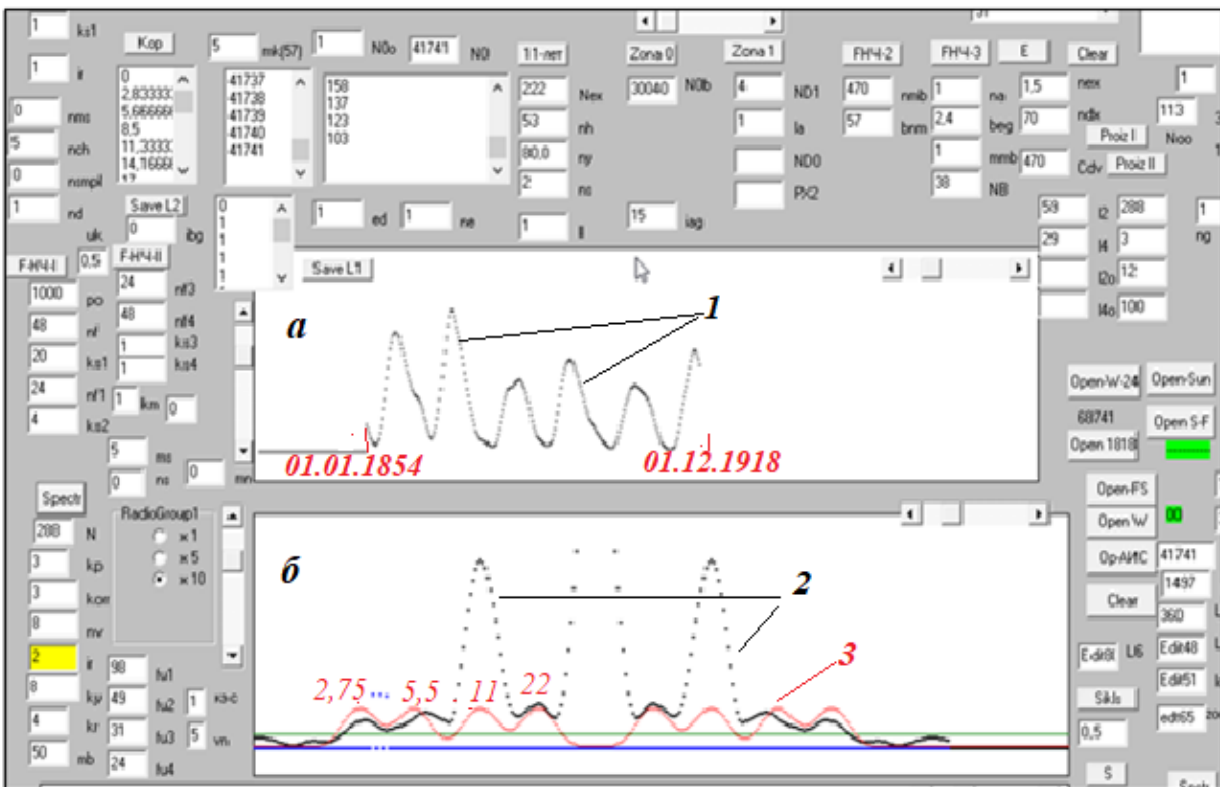
Multi-cascade filtering of long series of experimental data for the purpose of separation of individual components of a complex process was carried out according to the scheme shown in Fig.1.

From series  $c[i]$ ,  $cb[i]$ ,  $cx[i]$ ,  $cb2[i]$  are formed series of differences, which are narrowband signals, which is good for forecasting:  $adc[i] = ad[i] - c[i]$ ;  $cad[i] = c[i] - cb[i]$ ;  $cab[i] = cb[i] - cx[i]$ ;  $cac[i] = cx[i] - cb2[i]$ . A module for calculating the correlation coefficient can be added to the block diagram of Figure 1. Numerical processing is an integral part for predicting the spectral components of various heliogeophysical processes [8-10]. Fig.2 shows the control panel of the computational complex. On the left side are windows of filters LFF-1, LFF-2 and filtering coefficients. Two windows (a, b) serve for graphic representation of results.



**Figure 1.** block diagram of digital filtering system of heliogeophysical data processing and analysis complex: LFF-1, LFF-2 - coupled digital filter blocks F1, F2 and F3, F4,  $ad[i]$  - input data, discrete series of Wolf numbers;  $c[i]$ ,  $cb[i]$ ,  $cx[i]$ ,  $cb2[i]$  - results of series filtering.

Fig.2 shows that spectral components of solar activity of Wolf numbers approximately correspond to 22-year, 11-year periods, there are also components with periods of 5.5 and 2.75 years. It is known that periods of solar cycles vary from 7 to 17 years [12]. For the period in question, 1854-1918, the averaged basic harmonic of the discrete series of the Wolf number is about 9.53 years, the second is 4.9, the third is 3.17, and the fourth is 2.19 years.

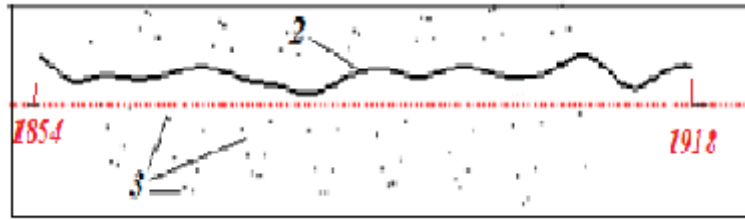


**Figure 2.** Control panel of the software package for analysis and processing of long series of discrete observations with fragments of calculation of solar spectral components: a- 1 - sequence of 11-year cycles of Wolf numbers, and b - spectrum of this sequence: 2 - components of the spectrum of solar activity of Wolf numbers, 3 - markers to determine periods of spectral lines. The red numbers denote the marker values of the four components of the 11-year solar cycle.

An analysis of the surface temperature spectrum obtained in the same time period from data of monthly averages at Moscow-Nemchinovka station has shown that the amplitude of the low-frequency component is much smaller than the daily and annual variations. The averaged for the whole period under consideration main harmonic is equal to about 10 years, the second - 4.83; the third - 3.0; the fourth - 2.25 years.

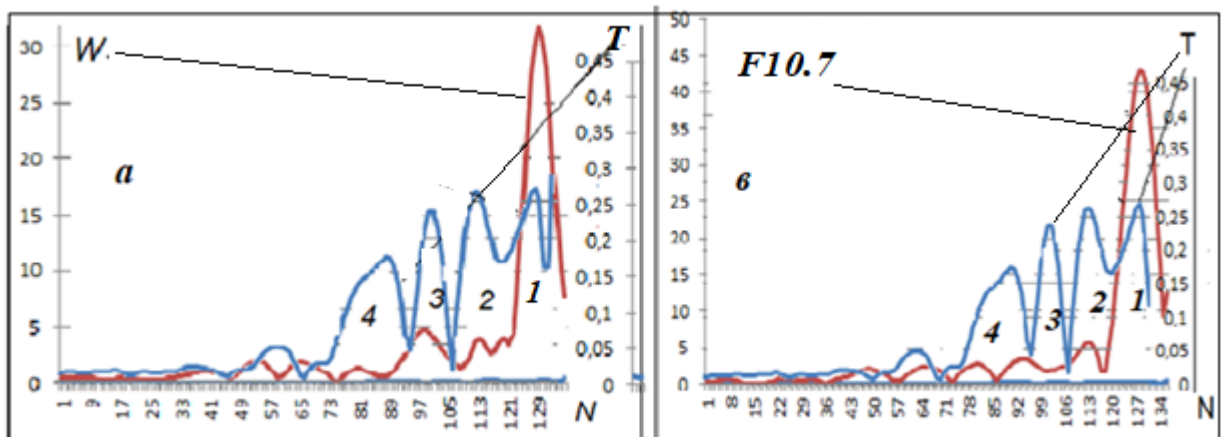
For long-term forecasts, it is necessary to examine the long-period components obtained by low-frequency filtering, for which purpose the high-frequency components must be excluded from the observed process. Filtering the raw data

with a cut-off period of 12 months removes the annual component. The results of the surface temperature filtering are shown in a fragment of the computational complex panel (Fig. 3).



**Figure 3.** Low-frequency component of surface temperature (curve 2); 3 - difference between annual variation and curve 2.

The period of the low-frequency component of surface temperature (curve 2) varies from 2 to 5 years. The amplitude of temperature fluctuations varies from 1.5 to 5 degrees. To assess the attribution of the process or its components to a particular source, it is useful to examine the process spectrum and its configuration. Curve 2, although removing the annual component, gives a contribution to the higher frequency components, namely the annual and daily variations, which, depending on the phase relations, make it possible to determine the cause of cold or warm winters, hot or cold summers. This information is useful for making long-term forecasts. Analysis of the surface temperature spectrum suggests that there is a periodic process of a complex shape, since in addition to the main harmonic, the spectrum includes three to four multiples. Fig. 4 shows to compare the spectra of the low-frequency component of the surface temperature (T), Wolf numbers (W) and solar emission flux 10.7 cm (F10.7).



**Figure 4.** Comparison of spectra of low-frequency component of surface temperature (T) and a - Wolf number (W), c - radiation of the Sun at wavelength 10.7 cm, 1 - basic harmonic, 2, 3, 4 - multiples of 11-year solar cycle.

A comparison of the spectra of low-frequency components of surface temperature and solar activity has shown that the low-frequency components of surface temperature are related to eleven-year cycles of solar activity. This confirms the relative coincidence of the main components of both spectra. There is a relative mismatch between the 11-year cycles of the components of surface temperature and solar activity, which can be explained by the stochasticity of the processes occurring on the Sun and the manifestation of the nonlinearity of the Sun-Earth system, which leads to distortions of the spectral components.

Long-period changes in surface temperature can be predicted by extrapolating curve 2 (Figure 3). The difference spectrum shown in Fig. 3 shows that the signal in the time domain is close to a harmonic signal. This fact allows us to extrapolate only the low-frequency component of the surface temperature. in the time domain. Calculations show that the extrapolation interval is 1 to 5 years.

A comparison of the spectral characteristics of solar activity (Wolf numbers, flux 10.7 cm) and surface temperature shows their structural identity. The Wolf numbers spectrum has components with periods of 9.53; 4.9; 3.17; 2.19 years. The 10.7 cm flux spectrum has periods of 10.95; 5.47; 3.39; 2.63 years. The surface temperature spectrum has periods of 10 years; 4.83; 3.0; 2.25 years. As calculations have shown, the variability of solar activity energy is identical to the time series energy of surface temperature. This creates difficulties in forecasting the low-frequency component of surface temperature because it includes a significant share of stochasticity. Developing a technology

for predicting processes with a significant stochastic component is important for decision making in many areas of human activity.

## **Conclusions**

Based on our analysis of the spectral composition of solar activity and surface temperature data and a visual assessment of the spectral composition of the long-period components, we can conclude that the low-frequency component of surface temperature is due to the influence of the eleven-year solar activity component, since variations in the low-frequency components of surface temperature are similar to those of the eleven-year cycle of Wolf numbers, i.e., the character of low-frequency components of surface temperature is caused by one Long-term forecasts of surface temperature can be made using solar activity forecasts, or surface temperature forecasts can be obtained by numerical extrapolation of the low-frequency component of observational data [10-12], which is advisable by first dividing the spectrum of the original set of experimental data into separate narrowband components.

The subdivision into narrow-band components makes it possible, on the one hand, to increase the extrapolation interval and, on the other hand, to obtain information on abnormal temperature deviations from normal values, taking into account the phase characteristics of individual predicted components. The coincidence in phase of the minimum values of the low-frequency temperature component with the winter months leads to an abnormally low temperature, for example, the winter of 1941, or, by the same principle, the coincidence of the maximum temperature values with the summer months, leads to a hot summer of 1972.

## **Literature**

1. *Akasofu S.-I., Chapman S.*, Solar-Terrestrial physics. Oxford. 1972.
2. Solar-Terrestrial Influences on Weather and Climate / Proceedings of a Symposium / Workshop held at the Fawcett Center for Tomorrow 24-28 August 1978 / by Ed. *McCormac B.M., Seliga T.A.*
3. Solar-Terrestrial physics / Illustrated glossary for solar and solar-terrestrial physics / by Ed. *Bruzek A., Durrant C.J.* / Dorgrecht-Holland / Boston-USA. 1977.
4. *Svalgaard L. and Hansen W.W.*, Solar activity - past, present, future // *J. Space Weather Space Clim.*, V.3, No. A24, 2013, doi: 10.1051/swsc/2013046
5. *Deminov M.G., Nepomnyathshaya E.V., Obridko V.N.*, Solar and ionospheric properties for cycle 25 // *Geomagnetism and aeronomy*, V. 56, № 6, P. 781-788, 2016.
6. *Wilfand R.M., Kiktev D.B., Shestakova N.A.*, To the 90th Anniversary of the Russian Hydrometeorological Centre // *Hydrometeorological Research and Forecasting*, № 4 (374), 2019.
7. *Rozhdestvensky D.B.*, Methodological foundations for digital control // *Devices and Systems. Control, monitoring, diagnostics*, No. 7, P. 9-16, 2011.
8. *Rozhdestvensky D.B., Rozhdestvenskaya V.I., Telegin V.A.*, Spectral analysis and forecasting of the 25<sup>th</sup> solar cycles / *Physics of Auroral Phenomena*, Proc. XLIV Annual Seminar, Apatity, P. 96-99, 2021, doi: 10.51981/2588-0039.2021.44.022
9. *Rozhdestvensky D.B., Telegin V.A.*, Method for predicting discrete ionospheric observations / *Physics of Auroral Phenomena*, Proc. XXXVIII Annual Seminar, Apatity, 2015.
10. *Rozhdestvenskii 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, P. 149-152, 2015.
11. *Alpatov V.V., Ordanovich V.E., Rozhdestvensky D.B.*, Long-period variations of ionospheric parameters // *Heliogeophysical Research*, No.26, P. 19-30, 2020.
12. *Hathaway D.H.*, The Solar Cycle // *Liv. Rev. Solar Phys.*, V. 12, 2015, doi: 10.1007/lrsp-2015-4

DOI: 10.51981/2588-0039.2022.45.018

# OBSERVATIONAL PROPERTIES OF CORONAL MASS EJECTIONS (CMES) ASSOCIATED WITH THE SOFT X-RAYS AND GEO-EFFECTIVENESS DURING SOLAR CYCLES 23 AND 24

Priyank Srivastava, A.K. Singh

*Physics Department, University of Lucknow, Lucknow-226007, India*

## Abstract

The principal agents responsible for spatial weather changes and associated phenomena are coronal mass ejections (CMEs). The geo-effectiveness of CMEs has a large impact on terrestrial climate. CME detection and computation remain tough because to the variety of forms and the complexity of the progression of time. As a result, in order to assess the variable's viability, we examined the regular changes of the total, northern, and southern components of sunspot counts recorded between 1996 and 2020, as well as the solar activity trend for solar cycles 23 and 24. We discovered that solar activity was lower in solar cycle 24 than it was in cycle 23. Based on these results, we concluded that, while the number of CMEs detected in the 24th solar cycle (16680) was more than in the 23rd solar cycle (13640), solar activity fell in cycle 24, which might be connected with the lower geo-effectiveness of CMEs seen during cycle 24. The strength of the flare in optical or X-rays does not indicate the intensity of the ensuing geomagnetic activity. C and M class flares have been linked to severe storms ( $Dst < -100$  nT). The Pearson's correlation coefficient between the initial speed of CMEs and geomagnetic activity was determined to be 0.66, which is moderate and negative. This link shows that the initial speed of halo CMEs is related to geo-effectiveness prediction. Thus, we determined that the solar cycle 24 was weakly active in comparison to the solar cycle 23, and that there was a declining pattern in solar activity based on the number of sunspots and the examination of the observational characteristics of CMEs and their occurrence, as well as geo-effectiveness.

## 1. Introduction

Coronal Mass Ejections are a significant solar violent event that hurls enormous amounts of magnetic flux and plasma out of the solar atmosphere, with the potential to have repercussions on the heliosphere, interplanetary space, and Earth's atmosphere (*Webb and Howard, 2012; Lamy et al., 2019*). These are the most striking events associated with the dynamic Sun and the primary aspect of space weather that further affect the Sun-Earth system (*Singh et al., 2010, 2014*). CMEs provide pathways for the separation from the Sun of an enormous amount of magnetic flux and helical flux, which forms the basis for another solar cycle. CMEs play an important role in the solar dynamo by ejected magnetic helicity (*Webb and Howard, 2012*).

Knowledge of CMEs associated with solar surface activities, as well as with the Earth, has significant importance since the method of initiating CMEs would raise understanding of the physical link between the solar magnetic field and its activity (*Singh et al., 2010*). *Subramanian and Dere (2001)* analysed coronal mass ejections detected between January 1996 and May 1998 and concluded that approximately 41% of CMEs were related with active regions (ARs) and occurred without prominence eruptions, 44% of CMEs observed were associated with eruptions with active region prominence, while 15% of CMEs observed were associated with quiescent prominence. In their study of CMEs in the years 1997 to 2001. There's some evidence that solar dynamic processes owing to horizontal surface mobility of magnetic flux persist well into solar cycle decline, as *Jang et al. (2016)* hypothesized. In recent years, remote sensing devices, in-situ data, and certain models have been utilized to explain the source mechanism, propagation, and absence of shock associated with the CMEs (*Nieves-Chinchilla et al., 2020; Giacalone et al., 2020*).

Section 1 includes a short introduction to the characteristics of coronal mass ejections. Information about data sources is provided in section 2. Section 3 discussed the solar activity and the rate of CMEs. The link between Coronal Mass Ejections and geomagnetic storms, as well as some of SC 23's major storms, are discussed in section 4. Results and discussion are described in section 5 and finally, conclusions are presented in section 6.

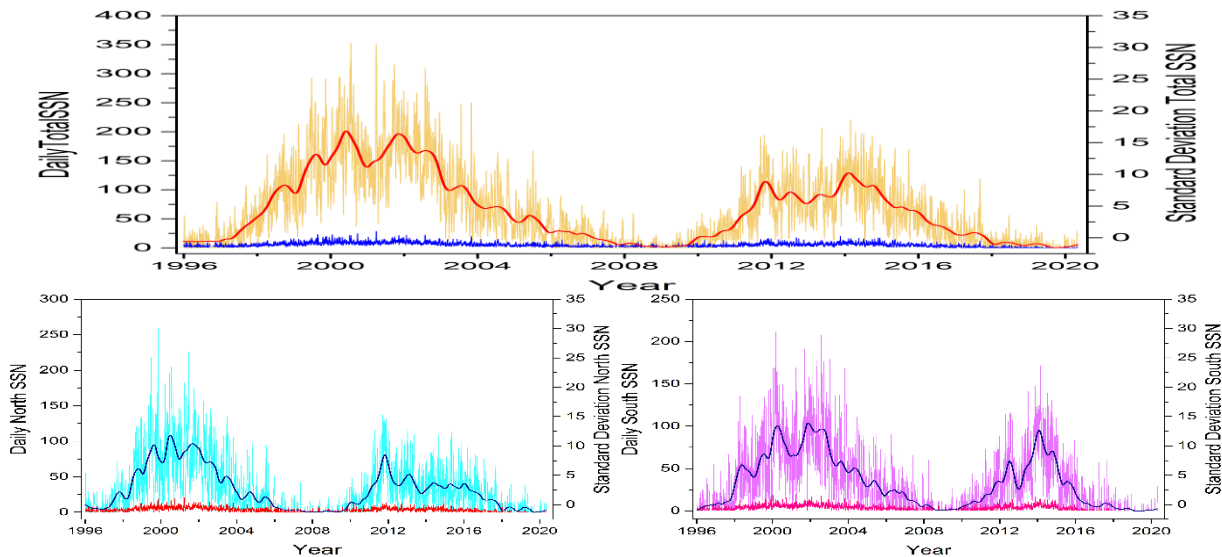
## 2. Data Sources

The data used in the present study for statistical analysis are obtained from the catalogue of SOHO's website ([https://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME\\_list/catalog\\_description.htm](https://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/catalog_description.htm)) as the LASCO is observing CMEs continuously since January 1996 (since the start of solar cycle 23). We have analyzed all the ejection events (CMEs) observed during solar cycles 23 and 24. For studying the variations in the sunspot numbers, we have evaluated sunspot number data from the World Data Centre SILSO from January 1996 to June 2020. The total number of observations was 8887, and

we have also derived the daily total, north and south sunspot numbers. The Dst indices were collected from the World Data Center geomagnetic activity web page (<http://swdcwww.kugi.kyoto-u.ac.jp>).

### 3. Solar Activity and CME rate

The only confrontational route for analyzing the prolonged evolution of the solar cycle is the time series of sunspot numbers and is widely used in various fields, especially in Solar Physics. It offers crucial information on multiple observational properties as their higher and lower numbers are closely related to solar activity (Singh and Bhargawa, 2017, 2019). Figure 1 represents the differences in the daily average SSN and the daily north/south SSN in the years 1996-2020 (solar cycles 23 & 24). Figure 1 demonstrates that the solar cycle 23 sunspot number was greater than the solar cycle 24 count, indicating that solar activity was stronger during the solar cycle 23 compared to the sunspot count during the solar cycle 24. In addition, the graph shows a time series plot of the north/south sunspot counts observed during solar cycles 23 and 24. In solar cycle 23, the mean value of sunspots in the north was  $\sim 36.97$  and  $\sim 41.84$  in the south, whereas in solar cycle 24, the mean value of sunspots in the north was  $\sim 25.11$  and  $\sim 23.03$  in the south. These differences in the north and the south sunspot numbers are known as N-S asymmetry concerning the equator and this asymmetry is always present in the solar cycles during the rising or declining phases. Studies of the N-S asymmetry and its link to solar activity have been conducted by a variety of researchers (Verma, 1993; Ballester et al., 2005). Based on the mean values observed in the present study, we can conclude that solar cycle 23 was south dominant and solar cycle 24 was north dominant. The mean of total sunspot numbers in solar cycles 23 and 24 were  $\sim 78.82$  and  $\sim 48.15$ . This difference in the sunspot numbers, clearly suggests that solar cycle 24 is magnetically weaker than solar cycle 23.



**Figure 1.** Time series plot for daily total, north and south sunspot numbers observed during solar cycles 23 (1996-2008) and 24 (2008-2020).

### 4. Coronal mass ejections (CMEs) and geomagnetic storms

The geomagnetic storm is one of the immediate repercussions of CMEs entering the magnetosphere of the Earth. The ecliptic component ( $B_z$ ) of the IMF is the key link between a geomagnetic storm and a CME (Gopalswamy et al., 2009). The cause of geomagnetic storms is the re-joining of the CME field and the magnetic field of the Earth when  $B_z$  is pointing south (Gopalswamy, 2008). The  $B_z$  component in the quiescent solar wind is insignificant, but CMEs contain  $B_z$  due to their flux rope structure. The compressed sheath field between the flux rope and the shock can also contain  $B_z$  since fast CMEs generate shocks (Manchester et al., 2005). This means that  $B_z$  can arise from the flux rope and sheath. The Dst index (in nT) is a measure of the strength of geomagnetic storms and is calculated from the horizontal component of the Earth's magnetic field recorded at several equatorial sites (Sabaka et al., 2004). Most major storms are triggered by CMEs and have  $Dst \leq -100$  nT (Zhang et al., 2007). Table 1 shows the list of CMEs associated geo-magnetic storms.

### 5. Results and Discussion

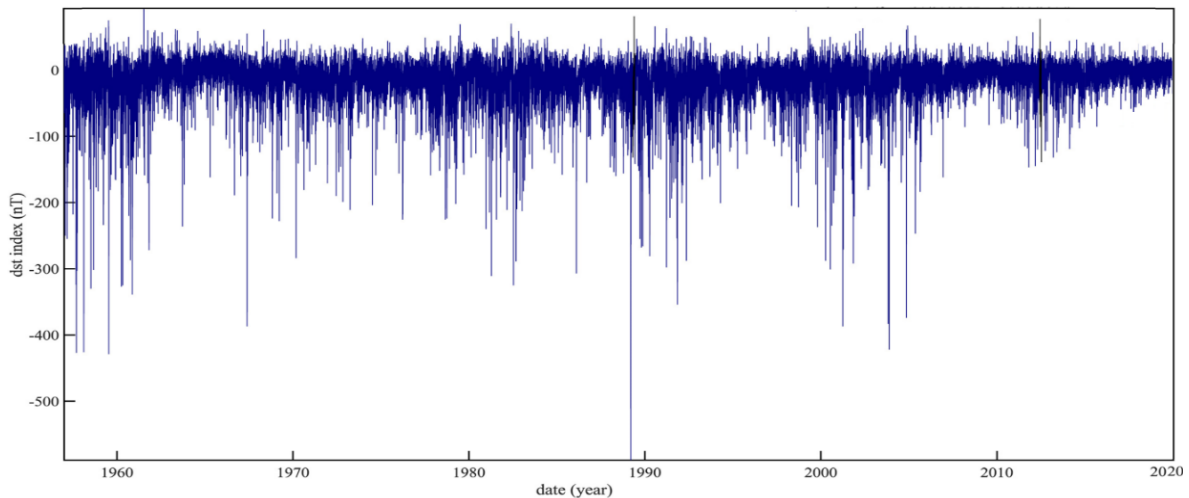
One of the early indicators of a weak solar cycle 24 was the significantly reduced number of large geomagnetic storms ( $Dst \leq -100$  nT) (Kilpua et al., 2014). Figure 2 depicts a time series plot of the Dst index, revealing that the frequency and amplitude of storms in cycle 24 are the lowest in the space age (cycles 19 to 24). Storms with  $Dst < -200$  nT occurred in every cycle since 1957, except for cycle 24, when storms never exceeded 140 nT. Several historical storms



may be identified in the figure 2, including recent ones on 14 March 1989 with Dst = -589 nT and 20 November 2003 with Dst = -422 nT.

**Table 1.** List of geo effective coronal mass ejections with associated geomagnetic storms ( $Dst \leq -300$ ).

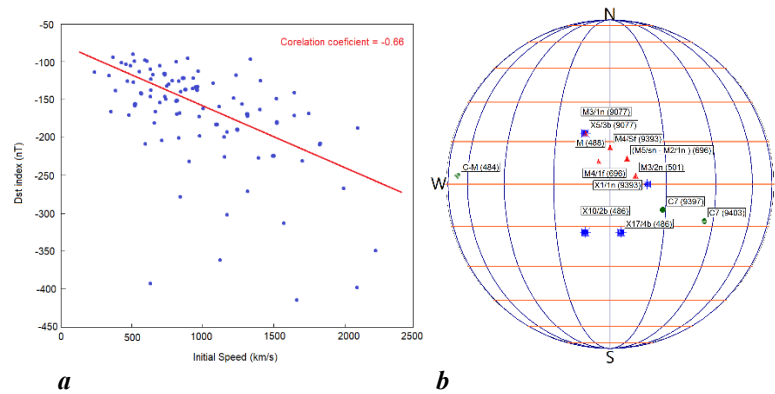
High speed CMEs	Linear Speed	Travel time (hrs)	Associated X-ray events	Region	Dst (nT)	E > 10 MeV
<b>CME of July 14, 2000</b>	1674 km/s	27.71	X5/3b, M3/1n	9077 (N18W09)	-301	24000 pfu
<b>CME of March 28, 2001</b>	1600 km/s	60.03	M1/Sf, M1/Sn, M4/Sf, M1/1f	9393 (N13E00)	-387	1100 pfu
<b>CME of October 28, 2003</b>	2000 km/s	18.68	X17/4b	486 (S17E04)	140	29500 pfu
<b>CME of October 29, 2003</b>	2029 km/s	19.48	X10, M3	486 (S17W09)	-30	3300 pfu
<b>CME of November 18, 2003</b>	1824 km/s	47.21	M3/2n, M9	501 (N03E09)	55	98 pfu
<b>CME of November 4, 2004</b>	1055 km/s	66.95	M5/sn, M2/1n, M4/1f	696 (N09E06)	-374	72 pfu



**Figure 2.** The Dst index as a function of time from 1957 to 2020.

For the period 1996 to 2020, we analyzed all 91 geo-effectiveness of CMEs that generated severe geomagnetic storms (DST index less than -100 nT). According to recent studies by LASCO, CMEs display certain different features independent of their direction of motion. For all geoeffective CMEs recorded between 1996 and 2020, the starting speeds vary from 500 to 2500 km/h in the FOV of LASCO-C2. Pearson's coefficient of 0.66 was shown to be negatively correlated with geomagnetic activity and therefore, the initial speed of the CME and the storm's DST strength are moderately correlated (Figure 3a).

Figure 3 illustrates that the severe geomagnetic storms are connected with solar flares of class X and M that originated from the central-northern area, and these flares came from old active regions. X17/4b and X10/2b were the two most powerful flares of solar cycle 23. They were both produced by Region 486 located in southern part near the equator. M class flares were found to be concentrated in the central northern region of the sun near the equator, whereas C class flares erupted from the western and eastern limbs (Figure 3b).



**Figure 3.** Location of intense solar flares (X, M, C class used in case study of extreme geomagnetic storm) as a function of solar longitude (in degrees) and active regions associated with the flares.

## 6. Conclusion

As part of the present work, we have studied several observational characteristics of CMEs during solar cycles 23 and 24 from 1996 to 2020. We have collated various aspects of CMEs about the overall solar activity represented by the total and hemispherical sunspot numbers. The following are some of the most important conclusions from this statistical analysis:

- We depicted differences in the sunspot numbers in the north and south hemispheres in the solar cycles 23 and 24 which prominently shows the existence of N-S asymmetry.
- Geomagnetic activity during solar cycle 24 was very low as compared to its three precursors.
- The strength of the flare in optical or X-ray images does not accurately predict the intensity of the geomagnetic activity that would occur. However, even C and M class flares can be accompanied by severe storms ( $Dst > -100$  nT).
- The initial speed of CMEs and geomagnetic activity was found to have a moderate and negative Pearson's correlation coefficient of 0.66. This correlation suggests that the prediction of geo-effectiveness is associated with the initial speed of halo CMEs.
- In our case study of geomagnetic storms, we discovered that the majority of the intense solar flares (mostly X and M class) causing the extreme geomagnetic events originate from the former active regions in the central north hemispherical region near the equator, while low M and C class are near the eastern and western limbs.

## References

- Ballester J.L., Oliver R., Carbonell M. 2005, *A&A*, 431, L5-L8  
 Giacalone J., Mitchell D.G., Allen R.C., et al. 2020, *Astrophys. J.*, 246, 29  
 Gopalswamy N. 2008, *J. Atmos. Sol. Terr. Physics*, 70(17), 2078-2100  
 Gopalswamy N., Dal Lago A., Yashiro S., and Akiyama S. 2009, *Central European Astrophysical Bulletin*, 33, 115  
 Jang M., Woods T.N., Hong S., Choe G.S. 2016, *ApJ*, 833, L11  
 Kilpua E.K.J., Luhmann J.G., Jian L.K., Russell C.T., and Li Y. 2014, *J. Atmos. Sol. Terr. Physics*, 107, 12-19  
 Lamy P.L., Floyd O., Boclet B. et al. 2019, *Space Sci. Rev.*, 215, 39  
 Manchester W.B., Gombosi T.I., De Zeeuw D.L. 2005, *The Astrophysical Journal*, 622(2), 1225  
 Nieves-Chinchilla T., Szabo A., Korreck K.E., et al. 2020, *Astrophys. J.*, 246, 63  
 Sabaka T.J., Olsen N., Purucker M.E. 2004, *Geophysical Journal International*, 159(2), 521-547  
 Singh A.K., Siingh D., Singh R.P. 2010, *Surveys in Geophysics*, 31, 581-638  
 Singh, A.K., Tonk, A., Singh, R. 2014, *Indian J. Physics*, 88, 2711-2716  
 Singh A.K., Bhargawa A. 2017, *Astrophys. Space Sci.*, 362, 199  
 Singh A.K., Bhargawa A. 2019, *Astrophys. Space Sci.*, 364, 12  
 Subramanian P., Dere K.P. 2001, *Astrophys. J.*, 561, 372  
 Verma V.K. 1993, *Astrophys. J.*, 403, 797-800  
 Webb D.F., Howard T.A. 2012, *Sol. Phys.*, 9, 3  
 Zhang J., Richardson I.G., Webb D.F., et al. 2007, *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 112(A10), A10102

DOI: 10.51981/2588-0039.2022.45.019

## МЮОННЫЕ ТЕЛЕСКОПЫ В СОСТАВЕ КОМПЛЕКСОВ ДЛЯ МОНИТОРИНГА КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ В АПАТИТАХ И БАРЕНЦБУРГЕ

Ю.В. Балабин, Б.Б. Гвоздевский, А.В. Германенко, Е.А. Маурчев, Е.А. Михалко

*Полярный геофизический институт, Апатиты, Россия*

### Абстракт

Комплексы для мониторинга космических лучей запущены в работу на двух станциях: в Апатитах и в Баренцбурге (Шпицберген). Основу комплекса составляют нейтронный монитор и мюонный телескоп. Нейтронные мониторы производят прием потоков космических лучей в приэклиптической области небесной сферы, а у мюонных телескопов приемные конусы направлены в область северного полюса эклиптики. Представлен первый анализ данных уникального комплекса.

### 1. Введение

Полярный геофизический институт (ПГИ) имеет станции космических лучей в Апатитах (Мурманская область) и в Баренцбурге (арх. Шпицберген). К настоящему времени на обеих станциях помимо стандартных нейтронных мониторов 18-НМ-64 установлены мюонные телескопы для мониторинга космических лучей (КЛ). Нейтронный монитор (НМ) предназначен для регистрации нуклонной компоненты вторичных КЛ, возникающей от первичных КЛ при попадании их в атмосферу Земли. Эффективный диапазон энергий первичных КЛ для НМ составляет от 0.5 до ~20 ГэВ с максимумом чувствительности при единицах ГэВ [1]. Эффективный здесь означает обеспечивающий вклад в общий темп счета ~90 %. Мюонный детектор чувствителен к заряженным частицам: мюонам, электронам и позитронам. Специальным расположением детекторов и условиями их совместной работой создается мюонный телескоп (МТ). МТ позволяет сузить диаграмму приема в небольшой области небесной сферы. Пороговая энергия первичной частицы КЛ, от которой после взаимодействия с ядрами атомов атмосферы мюоны могут достигнуть поверхности земли, составляет ~5 ГэВ, а основной вклад в счет МТ обеспечивают КЛ с энергиями 50-100 ГэВ [1]. НМ является наиболее распространенным прибором для регистрации КЛ. За многие десятилетия работы нейтронные мониторы показали высокую стабильность.

Объединение НМ и МТ расширяет энергетический диапазон, в котором производится мониторинг КЛ, что позволяет наблюдать и изучать влияние многих факторов межпланетной среды на космические лучи в зависимости от их энергии.

### 2. Станции Апатиты и Баренцбург

В последний десяток лет ПГИ на своих станциях КЛ Апатиты и Баренцбург модернизирует и развивает как аппаратную часть, так и программную. В настоящее время на этих станциях осуществляет мониторинг КЛ многоканальный комплекс. Стандартные НМ (18-НМ-64) на этих станциях оснащены скоростной системой регистрации, фиксирующей появление каждой частицы с точностью до 1 мкс; записывается также и номер канала (номер счетчика), где это произошло. Это перевело НМ в разряд многопрофильных детекторов: помимо измерения вариаций потока КЛ проводятся наблюдения за различными быстропротекающими процессами в КЛ [2, 3].

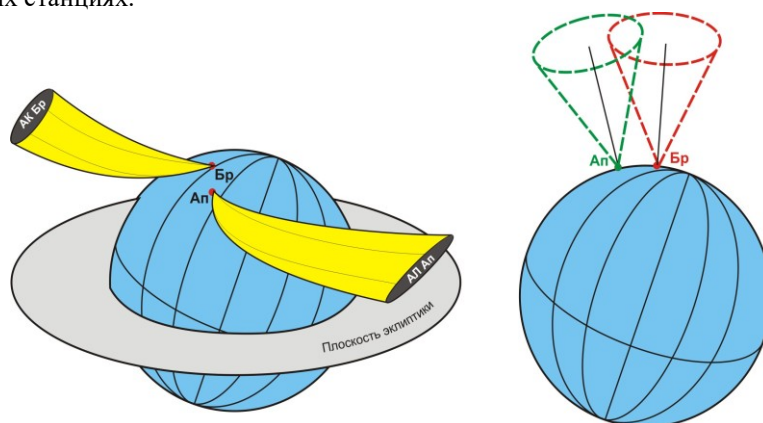
На станциях также завершена установка мюонных телескопов. В настоящее время МТ собраны по простой схеме: пара сцинтилляционных пластин, расположенные одна над другой, разделены слоем свинца. МТ имеет следующие характеристики: тип сцинтиллятора – органический, площадь каждой пластины 0.25 м<sup>2</sup>, поле зрения около 1 ср. Толщина свинцового слоя 100 мм, размеры свинцового слоя в несколько раз больше размеров пластин, таким образом, каждая из пластин МТ принимает мягкие частицы только из соответствующей полусферы. МТ имеет три выходных канала: импульсы от верхней пластины, от нижней и от схемы совпадений. Схема совпадений выделяет из общего потока мюоны, попадающие в МТ из зенитной области неба и имеющие достаточно энергии, чтобы преодолеть слой свинца и обе сцинтилляционные пластины. Нижний энергетический порог для этих мюонов составляет ~300 МэВ на уровне земли или ~2 ГэВ при образовании в атмосфере. Наличие отдельных выходов от пластин позволяет с помощью МТ измерять не только поток высокоэнергичных мюонов из зенитной области, но и потоки мягких заряженных частиц с энергиями >10 МэВ, приходящих со всей полусферы. Верхняя пластина регистрирует заряженные частицы, приходящие из верхней полусферы (в основном это мюоны умеренных энергий, электроны и позитроны) и

образующиеся в толще атмосфере от космических лучей; нижняя пластина принимает также радиацию от почвы и окружающих предметов.

Несмотря на простую конструкцию МТ, наличие отдельных выходов от каждой пластины позволяет использовать данные МТ совместно с данными гамма-спектрометра для разделения вариаций. Детекторами мягкого гамма-излучения служат кристаллы NaI(Tl), которые одинаково хорошо чувствительны как к гамма-квантам, так и к заряженным частицам. Пластиковый сцинтиллятор, использованный в МТ, к гамма-излучению малочувствителен; и сравнение данных кристаллических и пластиковых детекторов позволяет выделять вариации в отдельных компонентах излучения [4].

Космические лучи в основном состоят из протонов. Магнитосфера Земли искривляет траекторию заряженных частиц. Таким образом, направление движения частицы в точке попадания в атмосферу не соответствует направлению движения перед входом в магнитосферу. Искривление траектории частицы при прочих равных условиях определяется ее жесткостью  $R$  [1] (жесткость частицы  $R$  определяется ее импульсом и зарядом; для протона при  $R \gg 1$  ГВ энергия  $E$  (ГэВ) вычисляется следующим образом:  $E \approx R \cdot 1$ ). Протоны с жесткостью в единицы ГВ отклоняются в магнитном поле Земли значительно. К примеру, для протона с  $R = 1$  ГВ отклонение составляет более 120 градусов для станции Апатиты. Станция Баренцбург располагается в области магнитосферного каспа, отклонение для такой же частицы составляет 20-40 градусов. Обычно для НМ рассчитывается асимптотический конус (АК) приема – совокупность направлений, из которых возможен прием на данной станции частиц разной жесткости, попадающих в магнитосферу из межпланетного пространства [5, 6]. С увеличением жесткости отклоняющее воздействие магнитосферы на частицу уменьшается; для частиц с жесткостью в десятки и сотни ГВ оно незначительно. Таким образом, для МТ можно принять, что его геометрическое поле зрения является и направлением приема, тогда как для НМ это определено не так. Кроме того, особенность строения магнитосферы Земли приводит к тому, что АК приема отклоняются в сторону магнитного экватора Земли. Все это приводит к тому, что даже околополярные станции НМ имеют направления приема, далекие от направлений на полюс эклиптики (пример расположения конусов приема мировой сети НМ имеется в [6]). Приведены конуса приема в диапазоне жесткостей 1-20 ГВ, нужно иметь в виду, что эффективный участок конуса, обеспечивающий 90 % счета НМ, находится в диапазоне 3-7 ГВ). Большинство НМ мировой сети (куда входит четыре десятка станций) принимают космические лучи из приэклиптикального пояса направлений (не более  $\pm 40-50^\circ$  от эклиптики), и только станции Южный полюс, Туле и Баренцбург могут в некоторых положениях и при определенном состоянии магнитосферы иметь АК приема вблизи полюса эклиптики. Таким образом, потоки космических лучей из направлений на северный полюс эклиптики малодоступны для наблюдений с помощью НМ. Включение в работу мюонных телескопов на полярных станциях обеспечило постоянный мониторинг КЛ из этого направления. Схематично расположение направлений приема разных приборов показано на рис. 1. Стоит отметить, что АК приема изменчивы, их положение и угловая протяженность зависят от состояния магнитосферы, которая определяется солнечной активностью и межпланетной средой. Диаграмма направленности МТ в Апатитах тоже меняет положение за счет вращения Земли, однако, она сохраняет свое положение вблизи северного полюса эклиптики, а для Баренцбурга северный полюс эклиптики никогда не выходит из диаграммы направленности.

В настоящей работе внимание уделено именно сравнению и анализу данных, полученных с помощью НМ и МТ на двух полярных станциях.



**Рисунок 1.** Слева - схематичное расположение в пространстве асимптотических конусов (АК) приема НМ для Апатитов (Ап) и Баренцбурга (Бр). Справа - диаграммы направленности МТ на этих станциях.

### 3. Методика сравнения

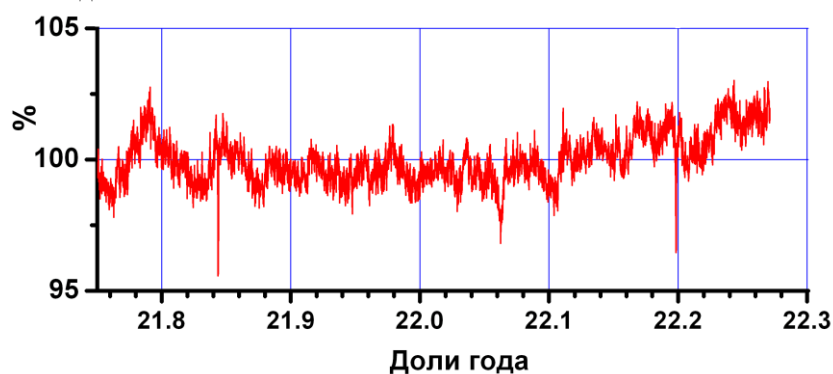
В полном составе (НМ и МТ) комплексы на обеих станциях заработали с октября 2021 г. Таким образом, имеется ряд длиной примерно в полгода, содержащий данные всех четырех приборов. Вполне достаточно как для оценки методики, так и получения представления о ценности получаемых данных.

Как было сказано выше, исходные данные НМ и МТ перед использованием требуют коррекции: удаление вариаций, связанных с локальными условиями. Из данных НМ необходимо удалить вариации, вызванные изменением атмосферного давления (барометрический эффект), а для МТ, помимо барометрического эффекта, требуется внести исправления и на температурный эффект. Методы внесения указанных исправлений были давно разработаны [1, 7] и эффективно применяются. Современные модели атмосферы, основанные на многолетних измерениях состояния атмосферы на поверхности земли и на разных высотах с помощью зондов, а также современные вычислительные мощности позволяют получать надежные данные о состоянии атмосферы в любой точке и на любой высоте путем расчета. В силу этого внесение температурных коррекций в данные любого МТ стало точным, поскольку возможно получить температурный профиль атмосферы в конкретной точке, где размещен МТ [8, 9], а не в точке запуска зонда, и заданное время. С помощью метода эффективной температуры, использующего современные модели атмосферы, корректировались данные МТ на наших станциях [10].

Для выделения вариаций, различающихся на двух приборах, вычислялось отношение скоростей счета. Такой подход дает возможность выявить именно различия в вариациях, а одновременные изменения счета нивелируются. Изменение отношения счетов двух приборов, принимающих потоки КЛ из различных направлений, означает изменение величины анизотропии КЛ, измеренной по этим направлениям. Анизотропия КЛ определяется по данным мировой сети НМ, но эти измерения носят глобальный характер. А поскольку большинство НМ имеют асимптотические конусы приема вблизи плоскости эклиптики, то и результат описывает анизотропию в приэклиптикальном поясе.

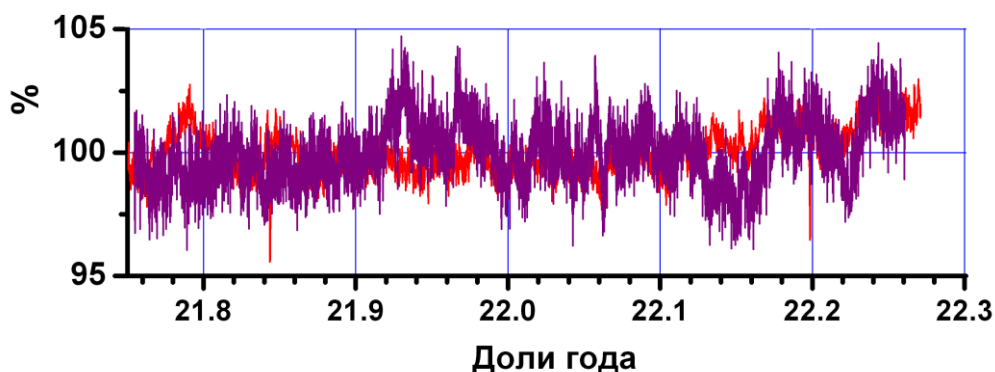
На рис. 2 приведены вариации отношения скорости счета НМ в Апатитах и Баренцбурге, то есть  $(\text{НМ\_Ап})/(\text{НМ\_Бр})$ . Далее везде использованы часовые данные, а вариации отношения даны в процентах к среднему уровню. Интересно отметить кратковременные провалы почти до 95 %, имеющиеся на графике около значений  $X = 21.84$  и  $X = 22.20$ . Они соответствуют значительным форбуш-понижениям, происшедшим 04.11.21 и 14.03.22, которые были отмечены на мировой сети НМ. Эти короткие, на 2-3 часа, уменьшения отношения указывают на неодновременность прихода форбуш-понижения на станции Апатиты и Баренцбург, тогда как сам форбуш-эффект на графике не отразился, поскольку глубина понижения на полярных станциях была одинаковой. Неодновременность начала форбуш-эффекта связана с тем, что АК Апатитов и Баренцбурга располагались в разных направлениях. Также отметим, что вариации, связанные с изменениями геомагнитной жесткости обрезания  $R_c$  при возмущении магнитосферы, для указанных двух станций не принимаются во внимание, поскольку  $R_c = 0.6$  ГВ для Апатитов,  $R_c \sim 0$  ГВ для Баренцбурга, и для них определяющим является атмосферная жесткость обрезания 1 ГВ.

Отметим, что представленные вариации отношения счетов НМ на двух станциях сложно привязать к конкретным направлениям в пространстве. Причина, как выше отмечалось, в том, что АК существенно изменяет свое положение и форму в зависимости от многих условий и процессов в магнитосфере и окружающем космическом пространстве. Потребовалось бы рассчитывать АК для двух станций каждый час, что весьма трудоемко даже для современных вычислителей. Представленные на рис. 2 вариации отношения качественно показывают, что имеются долговременные неоднородности в потоке КЛ около плоскости эклиптики. Например, при  $X \sim 21.8$  наблюдается возрастание отношения на 2%, что в несколько раз выше типичных вариаций на протяжении большей части наблюдений. Причем, это возрастание устойчиво держалось нескольких недель.



**Рисунок 2.** Вариации отношения скоростей счета НМ в Апатитах и Баренцбурге, т.е. отношение  $(\text{НМ\_Ап})/(\text{НМ\_Бр})$ .

Еще показательнее сравнение вариаций отношения  $(\text{HM\_Ап})/(\text{HM\_Бр})$  и  $(\text{MT\_Ап})/(\text{MT\_Бр})$ , представленных на рис. 3. Как видно из рис. 1, конусы приема МТ в Апатитах и Баренцбурге обращены к полюсу эклиптики. Большие вариации отношения счета, наблюдавшиеся в октябре-ноябре 2021 г. на паре НМ, мало затронули МТ. А значительные вариации отношения счета пары МТ, наблюдавшиеся в течение декабря 2021, не проявились на НМ. Вариации в феврале-марте 2022, напротив, происходили синфазно на парах НМ и МТ, причем, амплитуда больше на отношении  $(\text{MT\_Ап})/(\text{MT\_Бр})$ . Изучение данных МТ показывает, что изменение счета произошло на МТ в Апатитах, а в Баренцбурге счет в этот период стабилен. Также в последние месяцы наблюдается тенденция к росту отношений на обеих парах приборов, причем рост отношения связан с ростом счета в Апатитах при более-менее стабильном счете в Баренцбурге. Возможно, это часть годовой вариации. Недостаточная длина ряда данных не позволяет пока сделать определенное заключение.



**Рисунок 3.** Вариации отношения счета НМ ( $\text{HM\_Ап})/(\text{HM\_Бр})$ , красный цвет, и отношения счета МТ ( $\text{MT\_Ап})/(\text{MT\_Бр})$ , лиловый цвет.

#### 4. Обсуждение

Изменение отношения скорости счетов двух приборов при корректном внесении поправок на барометрический и температурный эффекты означает изменение величины анизотропии КЛ. Отсутствие какого-либо проявления форбуш-эффекта на отношении двух НМ (исключая начальную фазу, где проявилась неодновременность начала форбуш-понижения) подтверждает корректность поправок, вносимых в данные НМ. Что касается данных обоих МТ, такого четкого эффекта для проверки пока не представилось, но сомневаться в методике исправления температурных вариаций нет оснований, подобная методика используется на других МТ в течение многих лет.

Размещение двух пар одинаковых приборов для мониторинга КЛ на двух полярных станциях дает возможность проводить прямые измерения вариации КЛ в малодоступной области полюса эклиптики. При этом одна станция размещена вблизи полюса в области магнитосферного каспа, другая – более, чем на десяток градусов южнее. Пара НМ, размещенных на этих станциях, эффективна в приеме относительно мягких КЛ в единицы ГэВ, их АК располагаются вблизи плоскости эклиптики, не возвышаясь над ней более 40-50 градусов. На направление АК также влияет суточное вращение Земли: АК поворачивается вместе со станцией. Пара МТ на этих станциях обеспечивает прием КЛ из области вблизи полюса эклиптики несмотря на суточное вращение Земли. Вычисление отношений счетов любых двух приборов и анализ вариаций этих отношений дает информацию об анизотропии КЛ, в первую очередь в направлениях на полюс эклиптики и в плоскости эклиптики.

Достоверно связать вариации отношений с параметрами межпланетной среды (напряженность магнитного поля, скорость и плотность солнечного ветра) пока не удастся: коэффициент корреляции между приведенными вариациями и параметрами межпланетной среды составляет  $\sim 0.5$ , что может означать наличие неустойчивой связи, на которую воздействуют и неизвестные пока факторы.

Следует признать, что имеющийся набор данных недостаточен для выявления устойчивой связи. Кроме того, часовое усреднение слишком мелкое, суточные данные будут более подходящими: в них автоматически произойдет устранение суточной вариации, амплитуда которой на НМ доходит до 0.5%. Часовое усреднение использовано для демонстрации точности внесенных поправок: показан эффект запаздывания прихода форбуш-понижения на разные станции. Имеющийся ряд данных также короткий и для проведения Фурье-или вейвлет-анализа, особенно если использовать суточное усреднение. Длина ряда наблюдений пока такова, что позволила увидеть единичные события вариаций анизотропии КЛ, подтвердила перспективность объединения приборов на двух полярных станциях. Требуется продолжить наблюдения в течение нескольких лет, а предпочтительнее – весь 25-й цикл солнечной активности. При вычислении отношения счета двух станций 11-летняя модуляция КЛ солнечной активностью полностью устраняется, как это показано в [10], и

проявляются вариации меньшей амплитуды. Также расширенный анализ длинного ряда наших данных может выявить характерные вариации (к примеру, 27-дневную, годовую), которые на разных фазах цикла могут усиливаться или подавляться.

Отметим также, с помощью метода глобальной съемки, используя мировую сеть наземных детекторов КЛ, определяют глобальную анизотропию КЛ и ее вариации при различных условиях: форбуш-понижениях, событиях GLE, фазах солнечного цикла и пр. А "локальные" (в пределах одного стерадиана и менее) вариации анизотропии этим методом значительно сглаживаются. Наблюдения парой приборов в высокоширотной области дополнит общую глобальную картину анизотропии КЛ более детальными данными.

## **5. Заключение**

Представлены первые результаты работы двух пар одинаковых приборов, включенных в комплексы, выполняющие мониторинг космических лучей на двух полярных станциях Апатиты и Баренцбург (Шпицберген). На обеих станциях работают нейтронные мониторы и мюонные телескопы одного типа конструкции. Различия состоят только в направлениях, из которых осуществляется прием космических лучей. Причем, даже на одной станции нейтронный монитор и мюонный телескоп существенно различаются направлениями приема. Сравнение вариаций отношений скоростей счета на этих приборах определяет степень изменения анизотропии космических лучей в направлениях приема. Особенно ценными представляются вариации анизотропии в области северного полюса эклиптики, которая доступна для наблюдений весьма малому числу детекторов из мировой сети наземных станций за наблюдениями космических лучей.

## **Благодарность**

Работы выполнены при поддержке гранта РФФИ № 18-77-10018.

## **Литература**

1. Дорман Л.И. Экспериментальные и теоретические основы астрофизики космических лучей. М.: Наука, 1975. 462 с.
2. Balabin Yu.V. et al. // *Astrophys. Space Sci. Trans.*, 2011, V.7, p.283, doi:10.5194/astra-7-283-2011
3. Балабин Ю.В. и др. // *Геомагнетизм и аэрномия*, 2015, Т.79, №5, с.708, doi:10.7868/S0367676515050117
4. Вяземский В.О., Ломоносов И.И., Писаревский А.Н. Сцинтилляционный метод в радиометрии. М.: Госатомиздат, 1961. 430 с.
5. Tsyganenko N.A. // *J. Geophys. Res.*, 2002, V.107, p.1176, doi:10.101029/2001JA000219
6. Perez-Peraza J.A. et al. // *Adv. Space Res.*, 2008, V.41, p.947, doi:10.1016/j.asr.2007.04.054
7. Дорман Л.И. Метеорологические эффекты космических лучей. М.: Наука, 1972. 210 с.
8. Беркова М.Д. и др. // *Ядерная физика*, 2018, Т.81, №6, с.673, doi:10.1134/S0044002718050045
9. Осипенко А.С. и др. // *Известия РАН, серия физическая*, 2015, Т.79, №5, с.721, doi:10.7868/S0367676515050336
10. Балабин Ю. В. и др. // *Известия РАН, серия физическая*, 2021, Т.85, №3, с.310, doi:10.31857/S0367676521030030

DOI: 10.51981/2588-0039.2022.45.020

## СОПОСТАВЛЕНИЕ НИЗКОЧАСТОТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК МОДЕЛЬНОГО СПИРАЛЬНОГО МАГНИТНОГО ОБЛАКА СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА С НАБЛЮДАЕМЫМИ ВОЗМУЩЕНИЯМИ

Н.А. Бархатов<sup>1</sup>, Е.А. Ревунова<sup>2</sup>, А.Е. Барсукова<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Нижегородский государственный педагогический университет им. К. Минина

<sup>2</sup>Нижегородский государственный архитектурно-строительный университет

### Аннотация

В работе представлены результаты сопоставления аналитического исследования особенностей радиального распределения МГД возмущений компонент магнитного поля в теле магнитного облака солнечного ветра с данными, зарегистрированными на КА. Аналитико-численное решение для возмущений выполнено в цилиндрической системе координат для модельного тела облака, представленного бессиловой цилиндрической трубкой со спиральным магнитным полем. Полученное общее представление о радиальном распределении компонент магнитного поля в теле МО согласуется с зарегистрированными параметрами возмущений магнитного поля на патрульном КА. Совместная постобработка результатов счета и сопоставляемых с ними реальных данных усиливает согласованность, что подтверждает адекватность примененного МГД подхода к анализу колебаний в модельном теле магнитного облака.

### Введение

В настоящее время разработано несколько моделей для описания распределения магнитного поля в магнитных облаках. Наиболее распространенной является бессиловая модель, предложенная в работе [1]. Уравнения, описывающие распределение магнитного поля в бессиловой модели облака, получают исходя из уравнений Максвелла. Она предполагает, что токи в облаке параллельны (или антипараллельны) линиям магнитного поля, а перпендикулярная компонента тока отсутствует. Следовательно, ток просто пропорционален магнитному полю  $B$  и  $J = \alpha B$ , где  $\alpha$  - коэффициент пропорциональности. Окончательно, получается уравнение  $\Delta^2 B = -\alpha^2 B$ , которое описывает распределение магнитного поля в бессиловой модели магнитного облака. Этот подход используют для различных симметрий конфигураций магнитного поля в облаке, например, цилиндрической [2] или тороидальной [3]. В цилиндрических координатах  $(R, \varphi, X)$ , если ось облака направлена вдоль оси  $X$ , а решение соответствующего векторного уравнения дается функциями Бесселя нулевого и первого порядка первого рода:

$$B_X = B_0 J_0(\alpha R), \quad B_\varphi = B_0 H J_1(\alpha R), \quad B_R = 0.$$

Здесь нижние индексы обозначают осевую, касательную и радиальную компоненты магнитного поля, соответственно.  $B_0$  - значение магнитного поля на оси облака,  $R$  - радиус облака,  $H$  - спиральность (+1, -1), определяющая направление вращения поля в облаке. Таким образом, получаем, что в данном случае магнитное поле вращается вокруг оси облака по спирали. Коэффициент  $\alpha$  можно вычислить, исследуя магнитное поле на границе облака. На границе осевая компонента магнитного поля должна обнуляться. Для функции Бесселя первого рода нулевого порядка, первый нуль имеет место при 2.4048 и поэтому,  $B_X = 0 = B_0 J_0(2.4048)$ . Это дает  $2.4048 = \alpha R$ , где  $R$  - радиус облака. Поэтому,  $\alpha = 2.4048/R$ .

Конфигурация магнитного поля в цилиндрическом облаке может быть полностью описана с помощью 6 параметров: значение магнитного поля на оси облака ( $B_0$ , нТл), его радиус ( $R$ , Re), полярный угол ( $\epsilon$ , °) - угол наклона оси облака к плоскости эклиптики, азимутальный угол ( $\beta$ , °) - угол между проекцией оси на плоскость эклиптики и осью  $X$  в солнечно-ekliптической системе координат GSE (линией Солнце-Земля), прицельный параметр ( $b$ , Re) - расстояние от оси облака до оси  $X$  в GSE, спиральность ( $H$ ).

Более точное приближение рассматриваемых моделей магнитного облака к описанию реального выброса вещества и особенностей его эволюции в межпланетном пространстве требует учета взаимодействия замагниченного облака плазмы с солнечным ветром. В результате взаимодействия структура модельного облака деформируется, отклоняясь от строго симметричной. Это обстоятельство учитывается при создании усложненных моделей. В работе [4] проведено сравнение различных моделей применяемых для получения параметров и конфигурации магнитных облаков. В них показано, что получаемые с помощью различных моделей результаты хорошо согласуются друг с другом и усложнение модели в действительности не приводит



к существенным уточнениям основных параметров облаков – величина магнитного поля на оси облака, его радиус, прицельный параметр по отношению к Земле, ориентация оси к плоскости эклиптики. Поскольку именно эти характеристики облаков являются ключевыми с точки зрения их геоэффективности, то мы остановились на простейшей бессиловой цилиндрической модели. Работа посвящена аналитическому определению радиального распределения азимутальных и продольных возмущений компонент магнитного поля в теле коронального потока типа магнитного облака солнечного ветра. Найденные распределения далее сопоставляются с зарегистрированными параметрами возмущений магнитного поля на патрульном КА, пересекаемом телом магнитного облака. Инструментом для оценки качества выполненных аналитических расчетов выступает корреляционный анализ.

### Магнитогидродинамический подход

Получим аналитические особенности радиального распределения МГД возмущений компонент магнитного поля в модельном теле магнитного облака солнечного ветра. Как было определено ранее, модельное тело облака будет представлено бессиловой цилиндрической трубкой со спиральным магнитным полем. Исследование возмущений проводилось в цилиндрической системе координат. Магнитогидродинамический подход дает возможность искать решение системы уравнения в виде радиальной зависимости малых гармонических азимутальных и продольных возмущений и перейти к уравнению второго порядка для смещения среды. В заключение аналитических расчетов получена система уравнений для радиальных зависимостей компонент возмущения магнитного поля в модельном облаке, которая решается численным методом [5].

Запишем исходную систему МГД уравнений в виде:

$$\rho \frac{d\mathbf{u}}{dt} = -\nabla p + \frac{1}{c}[\mathbf{j} \times \mathbf{B}], \quad \frac{d\rho}{dt} + \rho \operatorname{div} \mathbf{u} = 0, \quad \operatorname{rot} \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}, \quad \operatorname{div} \mathbf{B} = 0, \quad \operatorname{rot} \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$$

Модель спирального магнитного поля облака представляется выражениями для компонент магнитного поля в функциях Бесселя нулевого и первого порядка ( $J_0, J_1$ ) для в цилиндрической системе координат:

$\operatorname{rot} \mathbf{B} = \alpha \mathbf{B}$ ,  $B_r = 0$ ,  $B_z = B_0 J_0(\alpha r)$ ,  $B_\phi = B_0 J_1(\alpha r)$ , где  $\alpha = \frac{2,4}{a}$ ,  $a$  – радиус цилиндрического облака, коэффициент 2,4 является первым корнем функции Бесселя. Обозначим смещение среды через  $\xi$  ( $\xi_r, \xi_\phi, \xi_z$  –

компоненты вектора смещения), тогда скорость  $\mathbf{u} = \frac{\partial \xi}{\partial t}$ . Примем, что среда магнитного облака удовлетворяет

следующим условиям:  $\nabla p = 0$ ,  $\operatorname{div} \mathbf{u} = 0$ ,  $\operatorname{div} \xi = 0$ , где  $p$  – давление. Считаем возмущения параметров среды и магнитного поля малыми ( $\mathbf{b} \ll \mathbf{B}$ ). Линеаризация четвертого уравнения системы МГД уравнений дает связь между возмущениями магнитного поля и смещения среды  $\mathbf{b} = \operatorname{rot}[\xi \times \mathbf{B}]$ . Тогда, согласно оставшимся МГД уравнениям, уравнение для возмущения смещения будет иметь вид:

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = \frac{1}{4\pi\rho} [(\operatorname{rot}(\operatorname{rot}[\xi \times \mathbf{B}])) \times \mathbf{B}] + \frac{1}{4\pi\rho} [\operatorname{rot} \mathbf{B} \times \operatorname{rot}[\xi \times \mathbf{B}]]$$

Поскольку вычисления проводятся в цилиндрической системе координат, то для малых гармонических возмущений следует принять:  $\mathbf{b}, \xi \sim \exp(-i\omega t + im\phi + ikz)$ . Окончательно система уравнений для расчета смещений имеет следующий вид:

$$-\frac{\omega^2}{V_A^2} \xi_r = (J_0 B - J_1 C) + \alpha J_1 \left( \frac{\partial}{\partial r} (f \xi_r) + \frac{\xi_r f}{r} \right) - \alpha J_0 \frac{\partial}{\partial r} (\xi_r J_1) + \left( J_1 \frac{im}{r} - J_0 ik \right) \frac{J_1 \xi_\phi}{r} + \alpha \left( q (J_1 \xi_z - J_0 \xi_\phi) + \alpha J_0 f \xi_r + \alpha J_1^2 \xi_r \right);$$

$$-\frac{\omega^2}{V_A^2} \xi_\phi = -\alpha J_0 - \alpha J_0 f \xi_r (1 + ik) - \alpha J_0 J_1 \frac{im}{r} \xi_r + \alpha J_0 \xi_r q + \alpha \xi_\phi \frac{J_0 J_1}{r};$$

$$-\frac{\omega^2}{V_A^2} \xi_z = \alpha J_1 + \alpha J_1 f \xi_r (1 + ik) + \alpha J_1^2 \frac{im}{r} \xi_r - \alpha J_1 \xi_r q - \alpha \xi_\phi \frac{J_1^2}{r};$$

$$A = q \left( \frac{im}{r} \xi_z - ik \xi_\phi \right); \quad B = q \left( ik \xi_r - \frac{\partial \xi_z}{\partial r} \right) - q \xi_z; \quad C = \frac{q}{r} \left( \xi_\phi + r \frac{\partial \xi_\phi}{\partial r} - im \xi_r \right) + \frac{\partial q}{\partial r} \xi_\phi; \quad q = \frac{im}{r} J_1 + ik J_0; \quad f = \frac{1}{2} (J_0 - J_2);$$

Интересующее нас распределение возмущения магнитного поля определяется согласно уравнению

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \text{rot}(\mathbf{u} \times \mathbf{B}) \text{ и записывается в виде } \mathbf{b} = \text{rot}[\xi \times \mathbf{B}] = B_0 \left[ q\xi + \alpha \xi_r (-f\mathbf{e}_0 + J_1 \mathbf{z}_0) + \frac{\xi_\varphi}{r} J_1 \mathbf{r}_0 \right], \text{ где } \mathbf{B} - \text{значение}$$

фонового магнитного поля в конкретных точках внутри магнитного облака.

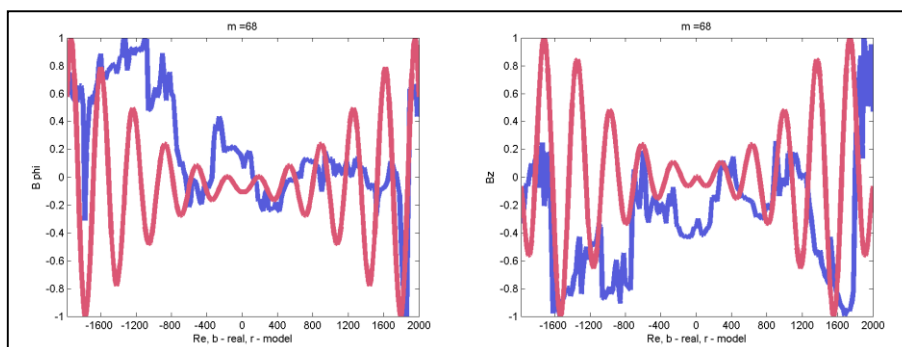
Решение полученной системы уравнений для радиального распределения компонент смещения на разных частотах как параметров продолжено итерационным алгоритмом Эйлера. В качестве граничного условия было выбрано отсутствие смещения на поверхности магнитной трубки  $\xi_r(r=a) = 0$ . Используя формулы Эйлера вычисляются параметры для следующей итерации и на каждой последующей итерации записываются значения найденных функций и их производных. Расчет прекращался при выполнении одного из условий: достигнута предельное число итераций или граница расчетной области. Как показал численный счет, метод Эйлера продемонстрировал устойчивое решение системы уравнений для расчетной области согласующейся с областями реально наблюдаемых тел облаков.

### **Сопоставление низкочастотных характеристик модельного спирального магнитного облака солнечного ветра с наблюдаемыми возмущениями**

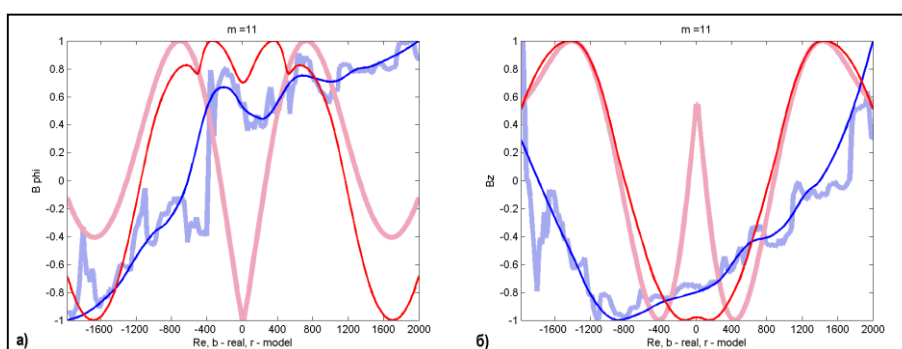
Сопоставление рассчитанного радиального распределения компонент смещения магнитного поля в теле модельного облака с распределением компонент магнитного поля в теле зарегистрированного МО выполнялась для двух среднестатистических МО, зарегистрированных 22-01-2000 и 10-11-2004. Указаны начальные даты зарегистрированных событий. Из всего объема имеющихся данных в общедоступных каталогах по МО далеко не все удовлетворяют модельному представлению. Критериями отбора были: спиральность магнитного поля и минимальный наклон оси цилиндрического облака к плоскости эклиптики. Это означает, что тела магнитных облаков не всегда вписываются в выбранную идеализированную математическую модель. Найденные нами два МО близкие к идеальной модели мы считаем своей большой удачей. Указанные среднестатистические МО наиболее близки к идеальной математической модели. Данные возмущений взяты с минутным разрешением с КА ACE с узла <http://cdaweb.gsfc.nasa.gov>. Особенностью рассматриваемых облаков является ориентация их потоковой магнитной трубки близкая к вертикальной в солнечно-ekliптической системе координат. Особенностью сопоставления является необходимость замены регистрируемой динамики, т.е. временной зависимости возмущений, регистрируемых при пересечении облаком космического аппарата, на пространственное распределение возмущений. Это можно делать для низкочастотных возмущений с периодами сопоставимыми со временем пересечения. Для анализируемых в исследовании событий МО, время пересечения тела облака космическим аппаратом, составляло приблизительно 10 часов, что и определяло характерные периоды исследуемых возмущений.

Предварительные оценки величин волнового числа  $k$  и номера моды  $m$ , которые являются независимыми переменными в решаемой системе МГД уравнений, а также сам процесс сопоставления вычисленных и наблюдаемых радиальных распределений установили физические ограничения на диапазон их значений. В численных экспериментах волновое число  $k$  для НЧ флуктуаций выбиралось исходя из диапазона периодов, сопоставимых со временем пересечения МО космическим аппаратом. При заданном  $k$ , номера подходящих мод  $m$  подбирались экспериментально таким образом, чтобы при сопоставлении пар азимутальных  $V_\phi$  и продольных  $V_z$  компонент реальных (реал) и вычисленных (выч) возмущений магнитного поля отмечалась согласованность. Так, для МО 10-11-2004 оказалось, что  $m=11$ , для МО 22-01-2000 -  $m=68$ .

Необходимость исключения из рассмотрения незначительных высокочастотных колебаний для концентрации внимания на анализе НЧ флуктуаций компонент межпланетного магнитного поля, потребовала дополнительной обработки получаемых решений. Постобработка результатов счета и сопоставляемых с ними реальных данных выполнялась цифровым сглаживающим фильтром. Из них количественно по результатам корреляционного анализа выбирался наиболее удачный вариант описания связи соответствующих  $V_\phi$  и  $V_z$  компонент. На рисунках 1 и 2 по оси ординат представлена условная амплитуда значений компонент поля, по оси абсцисс – радиальная развёртка в масштабах радиуса Земли по срезу цилиндрической потоковой трубки с осью симметрии в центре. На рис. 1 демонстрируются результаты счета и сопоставляемых с ними реальных данных для тела МО 22-01-2000 без дополнительной обработки. Получены следующие коэффициенты корреляции:  $R=0.43$  между зарегистрированным  $V_\phi$  реал и вычисленным  $V_\phi$  выч;  $R=0.47$  между зарегистрированным  $V_z$  реал и вычисленным  $V_z$  выч. На рис. 2 демонстрируется постобработка результатов счета и сопоставляемых с ними реальных данных для тела МО 10-11-2004 цифровым сглаживающим фильтром при анализе периода НЧ флуктуаций 600 минут. Получены следующие коэффициенты корреляции:  $R=0.44$  между  $V_\phi$  реал и  $V_\phi$  выч;  $R=0.31$  между  $V_z$  реал и  $V_z$  выч. Постобработка цифровым сглаживающим фильтром расчетных и реальных данных повысила корреляцию:  $R=0.51$  между  $V_\phi$  реал и  $V_\phi$  выч;  $R=0.58$  между  $V_z$  реал и  $V_z$  выч. Сопоставление показало, что аналитико-численное решение даёт общее представление о радиальном распределении возмущенных компонент магнитного поля в теле МО, согласующееся с реально зарегистрированной динамикой параметров МО на патрульном КА.



**Рисунок 1.** Сопоставление результатов счета (красные кривые  $B_\phi$  выч,  $B_z$  выч) с реальными данными (синие кривые  $B_\phi$  реал,  $B_z$  реал) для тела 22-01-2000. а) - сопоставление ( $B_\phi$  реал,  $B_\phi$  выч,  $R=0.43$ ), б) – сопоставление ( $B_z$  реал,  $B_z$  выч,  $R=0.47$ ).



**Рисунок 2.** Сопоставление результатов счета с реальными данными для тела МО 10-11-2004 показано толстыми линиями. Постобработка цифровым сглаживающим фильтром расчетных и реальных данных представлена тонкими линиями. Красные кривые  $B_\phi$  выч,  $B_z$  выч, синие кривые  $B_\phi$  реал,  $B_z$  реал. а) сопоставление  $B_\phi$  реал и  $B_\phi$  выч дает  $R=0.31$ , после обработки сопоставление  $B_\phi$  реал и  $B_\phi$  выч дает  $R=0.51$ ; б) сопоставление  $B_z$  реал,  $B_z$  выч дает  $R=0.44$ , после обработки сопоставление  $B_z$  реал и  $B_z$  выч дает  $R=0.58$ .

### Обсуждение результатов

Как видно из представленных графиков, аналитико-численное решение даёт общее представление о радиальном распределении возмущенных компонент магнитного поля в теле МО для НЧ возмущений, согласующееся с реально зарегистрированной динамикой параметров МО на патрульном КА. Совместная постобработка результатов счета и сопоставляемых с ними реальных данных усиливает согласованность, что подтверждает примененный МГД подход к анализу колебаний в модельном теле магнитного облака. Предлагаемый в исследовании метод дополняет анализ низкочастотных характеристик параметров МО методами Фурье- и вейвлет-спектрального анализа.

### Список литературы

1. Lundquist S. Magnetohydrostatic fields // Ark. Fys., 1950. № 2. P. 361.
2. Vandas M., Fischer S., Dryer M., Smith Z., Detman T. Simulation of magnetic cloud propagation in the inner heliosphere in two-dimensions 1. A loop perpendicular to the ecliptic plane // J. Geophys. Res., 1995. V.100. № A7. P.12,285.
3. Vandas M., Odstrcil D., Watari S. Three-dimensional MHD simulation of a loop-like magnetic cloud in the solar wind // J. Geophys. Res., 2002. V.107. № A9. P.1236. doi:10.1029/2001JA005068
4. Hidalgo M.A., Nieves-Chinchilla T., Cid C. Elliptical cross-section model for the magnetic topology of magnetic clouds // Geophys. Res. Letters., 2002. V.29. №13. P.1637. doi:10.1029/2001GL013875
5. Михайловский А.Б. Неустойчивости плазмы в магнитных ловушках. М.: Атомиздат, 1978, 296 с.

DOI: 10.51981/2588-0039.2022.45.021

## MODEL ESTIMATION OF TOTAL ELECTRON CONTENT CALCULATION ERRORS BY THE METHOD OF SPACED RECEPTION OF SATELLITE SIGNALS

S.M. Cherniakov

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

**Abstract.** A technique for model estimation of the accuracy of the total electron content calculation in the ionosphere from the data of spaced receivers of low Earth orbit satellite signals is proposed, and errors in obtaining total electron content using spaced receiver data for quiet ionosphere conditions and in the presence of a plasma ring in the observation region are estimated. To estimate the errors, a dynamic model of the electron concentration of the Earth's ionosphere was used. For the selected input parameters, a two-dimensional model electron concentration distribution was calculated from this model. Using the obtained distribution, model quantities (differential phase and total electron content) were calculated, which were used for a model estimation of total electron content calculation errors by the spaced reception method.

**Introduction.** Radiophysical methods play an important role in the study of the upper atmosphere properties and solar-terrestrial relations. For the purposes actively used low Earth orbit satellites. Modern low Earth orbit (LEO) satellites (for example, the constellations of SpaceX, Telesat, LeoSat, Kepler satellites) have altitudes up to 2000 km and are designed for various purposes, but some of them can be used to study the ionosphere, since they have transmitters on board that emit coherent frequencies [Ge *et al.*, 2022]. Low Earth orbit satellites are actively used for the purposes of communication, development of the global Internet etc, and their number will increase. At the same time, some of them will carry on board transmitters intended for navigational purposes. The advantages of using such satellites in comparison with satellites of global navigation satellite systems include better coverage of the earth by the constellation of satellites and stronger signals received by navigation receivers.

One of the actively used parameters is the total electron content (TEC). To obtain TEC, methods based on various physical principles and equipment are used. Phase methods are the simplest in terms of hardware and data processing [Kunitsyn *et al.*, 2007]. The resulting phase difference  $\Phi$  of the emitted satellite coherent frequencies depends on the integral of the electron density along the line of sight, i.e., on the TEC. The general formula for the relationship between the difference phase and TEC can be written as

$$\Phi = C \int_R^S N ds,$$

where  $C$  is a constant,  $\int_R^S N ds$  is the total electron content along the line of sight from the satellite  $S$  to the receiver  $R$ . It can be seen that the difference phase directly depends on the total electron content. In the future, by phase we mean the difference phase. Considering the experimental discrete time series of phase changes  $\Phi_i$  obtained along the satellite flight path, the phase calculation formula can be written as follows:

$$\Phi_i + \Phi_0 = C T_i, \quad i = 1, 2, \dots, k, \quad (1)$$

where  $\Phi_i$  is the value of the observed difference phase at the time  $t_i$ ,  $\Phi_0$  is the unknown initial phase,  $C$  is a constant,  $T_i$  is the TEC along the line of sight at the time  $t_i$ ,  $k$  is the number of reference points along the satellite trajectory. The main difficulty in calculating the total electron content along the line of sight of the receiver-satellite is that we do not know the phase  $\Phi_0$ , which we have during the passage of the signal from the satellite to the receiver at the initial moment of recording, the so-called initial phase constant. Thus, in the experiment we cannot calculate the TEC for the receiving point. Therefore, in fact, only the change in TEC can be calculated from the experimental phase during the flyby of the satellite. In order to obtain a dataset of TEC values between the receiver and the satellite according to formula (1), it is necessary to know the initial phase constant  $\Phi_0$ . The TEC value along the line of sight is commonly referred to as the slope TEC.

The slope TEC value is calculated by integrating the electron density along the line of sight from the receiver antenna to the satellite. In this form, the TEC is used to solve some problems, but if it is necessary to localize disturbances recorded in the TEC, it can't be done. To eliminate the uncertainty, the TEC is tied to some height on the line of sight. To do this, the thin phase screen approximation is used, according to which changes in the signal occur only on this screen located at a certain height. For most conditions in the ionosphere, the choice of a fixed altitude of 400 km is sufficient. At the intersection of the line of sight of the receiver-satellite with this height, which is called the ionospheric point, a geometric conversion of the slant TEC into the vertical total electron content (VTEC) is performed

by simply multiplying the TEC by the cosine of the angle  $\chi$  at the height between the vertical and the line of sight from the satellite to the receiver. VTEC, therefore, is the calculated total electron content in a vertical column passing through the ionospheric point. In this case, formula (1) will take the form:

$$\Phi_i + \Phi_0 = CD_i I_i, \quad (2)$$

where  $D_i = \sec\chi_i$ ,  $I_i$  is the vertical total electron content.

Simultaneous observations of satellite signals during the satellite flybys were carried out at different stations mainly for the purpose of comparing the results of TEC calculations using different methods and correcting the obtained values, since it was assumed that in the ionospheric point, which was seen from both stations, the obtained values of VTEC should be the same. Further development of phase measurements at several receiving points was proposed in [Leitinger et al., 1975]; it underlies the satellite signal spaced reception method under consideration. If we use the least squares method for datasets at two stations, then we can determine these unknown initial phases at the stations based on the minimum of the following expression:

$$\sum_{i=1}^k (\Phi_{01}/D_{i1} + \Phi_{i1}/D_{i1} - \Phi_{02}/D_{i2} - \Phi_{i2}/D_{i2})^2,$$

where  $k$  is the number of common ionospheric points in the experimental datasets. The authors assumed that estimation of the obtained values of the initial phase constants  $\Phi_{01}$  and  $\Phi_{02}$  would be significantly improved.

**Model estimation.** As previous studies have shown, the use of the satellite signal spaced reception method is an informative method for obtaining data on the structure and dynamics of the ionosphere [Brunelli et al., 1992; Cherniakov and Shulgina, 1995]. The matter of the accuracy of the data obtained by the method always remains significant. Comparison of the results of the method with the data of independent experimental methods showed its applicability with good accuracy for studying the high-latitude ionosphere under conditions of various disturbances [Cherniakov et al., 1992; 1993]. The formation of electron density structures using an ionospheric model makes possible to check the accuracy of one or another experimental method under the conditions under study. In our case, using the ionospheric model, we can estimate the accuracy of determining the TEC when using the method of spaced reception of signals from low Earth orbit navigation satellites.

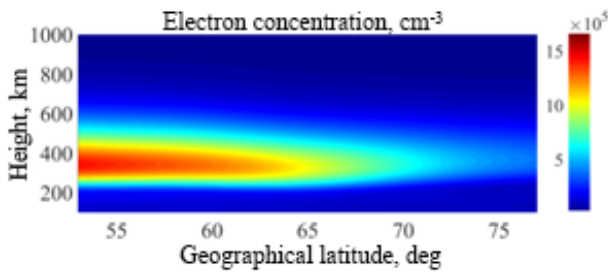
The dynamic model of the Earth's ionosphere electron concentration at geomagnetic latitudes higher than  $60^\circ$ , in the altitude range from 100 to 1000 km, was taken as the initial model of the ionosphere [Models, 1986]. Its advantage is also that it is completely described in the form of simple equations and does not require much time to calculate the values of the electron concentration. For the given coordinates of a point (latitude, longitude, height), by setting the input parameters describing the time and geomagnetic situation, one can calculate the value of the electron concentration at the chosen point and, consequently, a two-dimensional distribution of concentration in the flyby plane of a low Earth orbit satellite for a given moment of time.

The model estimation of the TEC calculation accuracy using the spaced reception method was based on the data of real satellite flybys and the location of the satellite signal receiving points used in the experiments. For the selected satellite flyby, a model two-dimensional distribution of the electron concentration was calculated, as well as the parameters of the satellite orbit (latitude, longitude, and altitude) at the chosen times of the flyby. Knowing the coordinates of the satellite and the receiving points allows us to calculate the distance to the satellite along the line of sight of the receiving point-satellite, and thus the slant TEC. Knowing the value of the obtained TEC, you can calculate the total phase  $F$  along the line of sight of the receiver-satellite using equation (1). By setting the real time period of a satellite flyby and its coordinates, it is possible to obtain for the selected point of satellite signal reception the model values of the total phase  $F_i$  along the line of sight of the receiver-satellite for each moment of time of the satellite flyby, i.e., ultimately, a dataset of values of the total model phases  $F_i$ . Subtracting from the obtained phase dataset  $F_i$  the phase value at the initial moment of calculation  $F_0$ , one can obtain datasets of phases  $\Phi_i$ , which correspond to the phases obtained in the experiment (zero first phase and its subsequent changes) for each receiving point. The value of the initial model total phase  $F_0$  is an unknown initial phase, the determination of which is the main difficulty in the experimental determination of TEC. Using the datasets of model phases  $\Phi_{i1}$  and  $\Phi_{i2}$  obtained for each receiving point, it is possible to calculate the initial phases for each receiving point ( $\Phi_{01}$ ,  $\Phi_{02}$ ) using the spaced reception method. Comparison of the initial phases obtained as a result of the calculation by the spaced reception method ( $\Phi_{01}$ ,  $\Phi_{02}$ ) with the model values of the total phases at the initial moment ( $F_{01}$ ,  $F_{02}$ ) will make it possible to estimate the errors of the method for each receiving point.

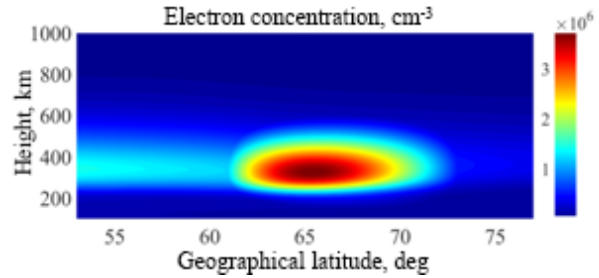
Let us estimate the accuracy of determining the TEC using the example of two model spatial distributions of the electron concentration similar to those shown in Fig. 1a and Fig. 2a. The first distribution (Fig. 1a) corresponds to a quiet condition in the ionosphere in the daytime, the second can be observed during a substorm when a plasma ring appears in the observation region (Fig. 2a) [Cherniakov and Shulgina, 1995]. Integrating the electron concentration over height at the latitudes used for calculation of model distribution gives the model VTECm for each of the latitudes. This makes a possibility to obtain model VTECm profiles along latitudes (Fig. 1b,c, 2b,c, black lines). This VTECm profile does not depend on the choice of the observation point, and is calculated directly from the two-dimensional electron concentration distribution.

To calculate the total phases F and VTEC, the times and trajectory of the satellite were chosen, corresponding to the actual satellite flyby in the observation region. The positions of the receiving points in the model calculations are close to the positions of the real receiving points, in which the observations of signals from low Earth orbit navigation satellites were performed in the experiments.

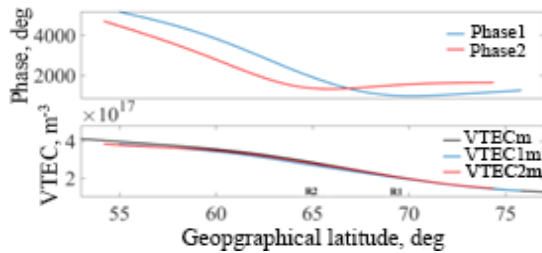
For each observation point and for each distribution of the electron concentration for the flyby of the satellite, we calculated our own datasets of total phases F and, consequently, our own slant TEC. In the figures below, phases  $F_{i1}$  and VTEC1m calculated for point R1 are marked in blue, and phases  $F_{i2}$  and VTEC2m (in red) - for point R2. Examples of the obtained phases  $F_i$  are shown in the upper figures Fig. 1b and Fig. 2b. Using formula (2), the slant TEC, obtained from these model total phases F, was recalculated into the VTEC. The altitude of 400 km was taken to calculate the VTEC. The bottom figures Fig. 1b and Fig. 2b show the model VTEC1m and VTEC2m obtained for different observation points R1 and R2 for the selected electron concentration distributions. It can be seen that the latitudinal profiles of the model VTEC1m and VTEC2m obtained at different reception points depend on the observation point. In addition, they differ from the model VTECm, which does not depend on a particular observation point (black line). The slant TEC calculation takes into account regions of the ionosphere, that are outside the vertical ones at the recalculation point, which introduces errors in the resulting VTEC relative to the model VTEC.



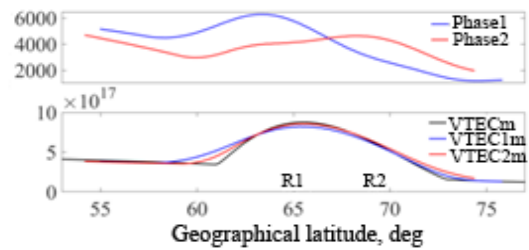
**Figure 1a.** Model distribution of electron concentration (quite conditions).



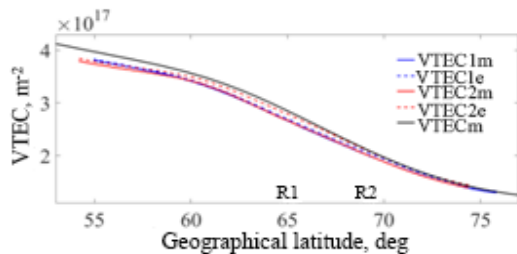
**Figure 2a.** Model distribution of electron concentration (plasma ring).



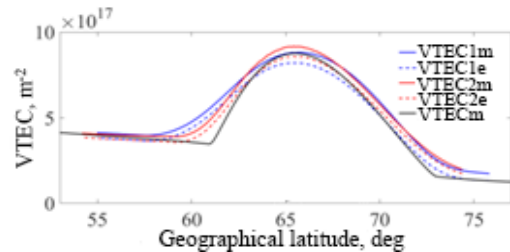
**Figure 1b.** View of the calculated model phases (top) and VTEC (bottom) from observation points R1 and R2, the black line in the lower figure is the model VTEC along latitudes (quite conditions).



**Figure 2b.** View of the calculated model phases (top) and VTEC (bottom) from observation points R1 and R2, the black line in the lower figure is the model VTEC along latitudes (plasma ring).



**Figure 1c.** View of the calculated model VTEC (black line) and the calculated VTEC from observation points R1 and R2 (quite conditions).



**Figure 2c.** View of the calculated model VTEC (black line) and the calculated VTEC from observation points R1 and R2 (plasma ring).

We also note that the choice of the recalculation height affects the value of the resulting VTEC. Thus, comparison of the model VTECm with the model VTEC1m and VTEC2m obtained at the observation point can be used to estimate the errors associated with the position of the receiving station relative to the considered structures in the ionosphere and the choice of the height of recalculation of the slant TEC to the VTEC. In the case of a quiet conditions in the

ionosphere (Fig. 1b), the model VTECm and the model VTEC1m and VTEC2m determined at the observation points are close to each other. So, in quite geophysical conditions, the behavior of VTEC is restored quite well at the receiving points. In the presence of isolated irregularities in the ionosphere (Fig. 2b), the latitudinal profiles of the model VTEC1m and VTEC2m obtained at different receiving points have differences from the model latitudinal profile of the VTECm. The greatest discrepancy is observed in places with a sharp change of the electron concentration.

To obtain a dataset of model phases  $\Phi_i$ , corresponding to the phases obtained during experimental observations, at each receiving point the value of the first phase  $F_0$  was subtracted from the dataset of model total phases  $F_i$  calculated for this receiving point. Ideally, the initial phase constants  $\Phi_{01}$  and  $\Phi_{02}$ , calculated from the model datasets of phases  $\Phi_{i1}$  and  $\Phi_{i2}$  using the spaced reception method, should be equal, respectively, to the first phases  $F_{01}$  and  $F_{02}$  in the datasets of the model total phases  $F_i$ , from which the  $\Phi_{i1}$  and  $\Phi_{i2}$  datasets were obtained. The difference in the values of  $\Phi_0$  and  $F_0$  will indicate the error in determining the initial phase constant when calculating by the spaced receiving method, and, therefore, about the error in determining TEC.

The initial phase constants (initial phases)  $\Phi_{01}$  and  $\Phi_{02}$  from the phases  $\Phi_{i1}$  and  $\Phi_{i2}$  were calculated by the spaced reception method for the cases of a quiet condition and a plasma ring. VTEC, determined at the receiving points using  $\Phi_{01}$  and  $\Phi_{02}$ , we will be called as "experimental" results, since these calculations are similar to the calculations with datasets of experimental phases. Using the obtained values of the calculated initial phases  $\Phi_{01}$  and  $\Phi_{02}$  and the datasets of phases  $\Phi_{i1}$  and  $\Phi_{i2}$ , according to formula (2) it is possible to obtain an "experimental" VTEC1e and VTEC2e for the receiving points, which includes the error in determining the initial phase constants when calculating by the spaced reception method. This makes it possible to compare the behavior of the VTEC1m and VTEC2m obtained from the model at the receiving point with the "experimental" VTEC1e and VTEC2e obtained from the spaced reception method, i.e. evaluate the influence of the error in determining the initial phase constant on the error in calculating the VTEC (Fig. 1c, 2c).

Similar calculations for the phases at the receiving point R1 showed the following: a) for quiet conditions, the difference between the initial phase constants  $\Phi_0$  and  $F_0$  is  $33.3^\circ$ , b) for the case of a plasma ring, the difference between  $\Phi_0$  and  $F_0$  is  $186.2^\circ$ . Thus, we can say that for the considered cases, the spaced reception method gives a satisfactory estimate of the initial phase constant.

By adapting the dynamic model of the ionosphere, it is possible to obtain a two-dimensional electron concentration distribution close to that observed in the experiment, and, after carrying out model calculations, to obtain estimated values of the errors in determining the initial phase constant for the actual configuration of receiving points and conditions in the ionosphere. The advantage of this approach to estimating the accuracy of the resulting initial phase constant is that by changing the location of the receiving points relative to each other, it is possible to estimate the effect of the distance between the receiving points on the accuracy of determining the experimental VTEC, as well as the spatial resolution of the electron concentration structures. This will allow, when preparing the experiment, choosing the distances between the receiving points that correspond to the proposed task.

**Conclusion.** A technique is proposed that makes possible to estimate the error in obtaining the initial phase constant by the spaced reception method of signals from low Earth orbit satellites. The values of the errors in determining the initial phase constant and VTEC are estimated for the cases of a quiet ionosphere and a plasma ring. For quiet conditions in the ionosphere, the relative error in determining the initial phase constant did not exceed 3 %, and in the case of a plasma ring, 13 %; for VTEC, the relative error in quiet conditions did not exceed 7 %, and in the case of a plasma ring, it did not exceed 60 %. Large values of the relative error were in the places of sharp changes of model VTECm. Nevertheless, the latitudinal profiles of the VTECe obtained by the spaced reception method described the model situation quite adequately. The proposed method makes possible to estimate the probable error in choosing the position of the receiving points relative to each other, as well as the errors in choosing the height of recalculation of the slant TEC to the VTEC when considering the situation of interest in the ionosphere.

## References

- Brunelli B.E., Chernyshov M.Yu., and Cherniakov S.M.: Latitudinal profiles of total electron content in the auroral ionosphere, *Geomagnetism and Aeronomy*, 32(5), 82-87, 1992.
- Cherniakov S.M. and Shulgina N.V.: Comparison of vertical electron content profile changes with data from ground-based observations at high latitudes, *Geomagnetism and Aeronomy*, 35(6), 102-108, 1995.
- Cherniakov S.M., Tereshchenko E.D., Kunitsyn V.E., and Brunelli B.E.: Total electron content in the auroral and subauroral ionosphere according to radiosounding by navigational satellite, *Geomagnetism and Aeronomy*, 32(4), 94-99, 1992.
- Chernyakov S.M., Tereshchenko E.D., Brunelli B.E., and Nygrén T.: Comparison of ionospheric total electron content measured using the difference Doppler and incoherent scatter methods, *Annales Geophysicae*, 11, 10-16, 1993.
- Ge H., Li B., Jia S., Nie L., Wu T., Yang Z., Shang J., Zheng Y., and Ge M.: LEO Enhanced Global Navigation Satellite System (LeGNSS): progress, opportunities, and challenges, *Geo-spatial Information Science*, 25(1), 1-13, 2022. doi: 10.1080/10095020.2021.1978277.
- Kunitsyn V.E., Tereshchenko E.D., and Andreeva E.S.: *Radio Tomography of the Ionosphere*, Moscow: Nauka, 336 p., 2007.
- Leitinger R., Schmidt G., and Tauriainen A.: An evaluation method combining the differential Doppler measurements from two stations that enables the calculation of the electron content in the ionosphere, *Journal of Geophysics*, 41, 201-213, 1975.
- Models of the electron concentration distribution GOST 25645.140-86-ГОСТ 25645.142-86, M: USSR State Committee for Standards, 28 p., 1986.

DOI: 10.51981/2588-0039.2022.45.022

## THE EARTHQUAKES AND IONOSPHERE PHYSICS COUPLING

A.A. Namgaladze<sup>1</sup>, M.V. Rybakov<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Murmansk Arctic State University, Murmansk, Russia*

<sup>2</sup>*Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation of N.V. Pushkov, St-Petersburg Branch, St-Petersburg, Russia*

### Abstract

The monograph on the earthquakes and their connection with the physics of the upper atmosphere are considered. The book consistently presents ideas about the structure of the environment for the generation of earthquakes (the lithosphere), the causes of their occurrence (movements of the lithospheric plates in areas of the tectonic faults), and the impact of earthquakes on all layers of the near-Earth envelope. The physics of this medium, methods of observing its variations and methods of mathematical modeling of these variations caused by both solar and seismogenic sources are discussed. The important role of the network of geostationary satellites is noted, which supply the Internet with the values of the total electron content (TEC) along the vertical above the earthquake epicenter, determined by the electron density in the main ionospheric maximum. The properties of TECs during the periods of preparation of large earthquakes and their using for attempts of mathematical modeling and forecasting of the latter are described.

### THE BOOK CONTENT

The analyzed **monograph** [1] consists of seven chapters.

**Chapter 1** is introductory. It indicates the sources and authors of the research papers on which this book is based. The monograph "Physics of the ionosphere" [2], published in 1988 in Russian, is noted and the co-authors of the articles used in writing the current monograph are listed.

**Chapter 2** considers the Earth and its surroundings as a **single environment**, formed in the process of the emergence of the solar system with the Sun at its center. The parameters of the elliptical orbit of the Earth rotated around the Sun according to Kepler's laws are described. The shape of the Earth is considered as a magnetic ball rotated around its geographic axis, inclined relative to the plane of the ecliptic and pointing with its north pole to the North Star. The intrinsic magnetism of the globe is created by currents flowing inside it, and has the character of a magnetic dipole field (a coil with a current or a uniformly magnetized ball) with an axis that does not coincide with the geographic axis of rotation.

Most of the Earth's surface is in the liquid phase (oceans and seas), lying on a solid (continental) basis. Above the surface, the near-Earth medium is in the gaseous phase and is called the atmosphere, which consists of several parts: the neutral atmosphere, the ionosphere, the plasmasphere, and the magnetosphere. The absence of sharp boundaries between the mutually penetrating parts of the near-Earth environment is noted. Such boundaries are introduced conditionally for the convenience of mathematical modeling.

**Chapter 3** is devoted to the **lithosphere** and its perturbations (earthquakes). The internal structure of the Earth, tectonic plates floating on the molten substance, their faults and movements, leading to collisions of parts of the plates, collisions with one another, crumbling of the edges of the plates, accumulation of elastic deformation energy and its explosive releases (earthquakes) are discussed. The earth consists of several spherical shells, differing in their chemical and deformation properties. The uppermost shell is the lithosphere, it is located at depths of 5 – 200 km from the surface and includes the crust at depths of 5 – 10 km, the upper mantle is located deeper at depths of 35 – 60 km, followed by the mantle (35 – 890 km), asthenosphere (100 – 200 km), upper mantle (35 – 660 km), lower mantle (660 – 890 km), outer core (2890 – 5150 km), inner core (5150 – 6371 km). The position of these layers was determined from the propagation time of seismic waves generated by earthquakes.

Seismic measurements show that the core consists of an outer liquid part and an inner solid part. The thickest layer of the earth is the mantle, the boundary between it and the crust is called the Mohorovichic section, on which the speed of seismic waves increases sharply. There are two fundamentally different types of crust: continental, older, and oceanic (not older than 200 million years). It is in constant motion: horizontal and oscillatory. Some lithospheric plates are composed entirely of oceanic crust (such as the largest of them, the Pacific), while others are composed of pieces of continental crust welded to the oceanic. The plate movements leading to earthquakes are the movements of the fragile lithosphere over the viscous asthenosphere, the convection of which causes the edges of some plates to sink under others. This is due to the entrainment of plates by convective currents in the asthenosphere. The subsequent violation of the balance between the elastic force of compression and pressure leads to the breaking of the plate and the explosive release of the accumulated energy, that is, to an earthquake.



**Chapter 4** is about the **neutral atmosphere**. Its altitudinal regions related to the lower, middle and upper atmosphere (troposphere, stratosphere, mesosphere, thermosphere, exosphere) are discussed, in which the weather and climate are formed, and the ionosphere is born. The dominant processes in a neutral atmosphere are discussed (photochemical reactions with a predominance of oxygen components, dissociation, geostrophic winds, interaction with charged components, ionic and viscous friction, turbulent and molecular diffusion, mixing, hydrostatic equilibrium under the action of gravity forces and pressure gradients, winds from solar and high-latitude sources, tides, acoustic-gravity and planetary waves, thermal regime). The dominant role of changes in the neutral composition in the formation of ionospheric disturbances is noted.

**Chapter 5** is the longest in the monograph and discusses the **ionosphere** as a propagation medium for radio waves used for radio communications, radar and radio navigation.

The fundamentals of **plasma physics** are outlined. The motion of a charged particle in a magnetic field is studied, various types of **drifts** under the action of the Lorentz force are considered, including taking into account the inhomogeneity of the magnetic field.

The concepts of **hydrodynamic description** of plasma are introduced, such as quasi-neutrality, plasma frequency, Debye radius, collisions, current in plasma, magnetic pressure, influence of boundaries, plasma diamagnetism, **Ohm's law**.

**Waves in plasma**, Fourier and Laplace transformations, concepts of dispersion, refractive index, group and phase velocities, cutoffs and resonances, wave equation, plasma permittivity, dispersion equation, wave polarization are considered.

The **magnetoion theory**, the Appleton-Hartree formula, quasi-longitudinal and quasi-transverse approximations, oblique propagation, radio wave paths, radio wave absorption, Faraday rotation, electrostatic waves, Boltzmann's kinetic equation, anomalous collisions are described.

**Section 5.3** deals with **ionospheric measurements** (vertical sounding, oblique sounding, back-tilt sounding, overhead sounding, absorption measurements, riometric measurements, TEC measurements, partial reflection method, cross-modulation method, radar studies, incoherent scatter method, satellite and rocket measurements).

**Section 5.4** is devoted to **mathematical modeling**, including transport equations, coordinate systems, integration over drift trajectories, initial and boundary conditions, and numerical methods.

**Section 5.5** describes **the Sun and the magnetosphere**, solar and magnetic activity, auroras, the solar wind and the formation of the magnetopause, the structure of the magnetosphere, and the electric field.

**Sections 5.6 – 5.8** consider **ionospheric processes** and all types of **quiet and disturbed variations** of ionospheric parameters. As ionospheric processes, the processes of ionization and recombination, photochemical reactions, vibrationally excited molecular nitrogen, a simplified photochemical model, quadratic and linear laws of electron losses, lifetimes and transport times, magnetized single-ion plasma (altitudes of 200 – 500 km), ambipolar diffusion, wind entrainment, the role of vertical transport processes in the formation of the F2-layer, ionospheric-protonospheric flows, static distribution of electrons in the multicomponent outer ionosphere, diffusion in the multicomponent outer ionosphere, the role of ionic inertia, stationary polar wind, non-stationary processes of filling and emptying power magnetic tubes, transfer of charged particles in the E and F1 regions of the ionosphere and its influence on the altitude profiles of the ion and electron density, the effects of three-dimensional transfer of charged particles, the thermal regime of charged plasma components.

**Section 5.7** describes **regular ionospheric variations** in different latitude zones. The latitudinal zoning of the ionosphere is considered: its division into the mid-latitude, equatorial, high-latitude and subauroral ionosphere in accordance with the features of the geomagnetic field. In each of these zones, regular (daily, seasonal, semi-annual and annual, as well as solar-cyclic) variations of parameters in each of the high-altitude ionospheric regions (D, E, F1, F2, plasmasphere) are considered. Particular attention is paid to the region of the main ionospheric trough (observations and physical interpretation).

**Section 5.8** deals with **ionospheric disturbances**. The types of ionospheric disturbances, the channels of energy transmission from the Sun, the general morphological picture and the physical scheme of the development of ionospheric disturbances are described. Sudden ionospheric disturbances and absorption in the polar cap are considered as ionospheric effects of wave and corpuscular radiation of solar flares. The ionospheric effects of precipitation of energetic particles from the magnetosphere (auroral absorption, absorption at middle latitudes, the effect of precipitation on the E and F regions of the ionosphere) are described, and the ionospheric effects of magnetospheric electric fields and magnetospheric ring current are considered. As effects of thermospheric disturbances, the effects of internal gravity waves (traveling ionospheric disturbances) and the effects of large-scale disturbances of thermospheric circulation are studied. The superposition of effects from various sources is considered. The influence of taking into account the movements of the north magnetic pole on calculations for the auroral and subauroral ionosphere is studied. The influence of geomagnetically induced currents on the environment is described. Active methods for studying the ionosphere (artificial impact on the ionosphere) are considered.

**Chapter 6** describes Lithospheric-Atmospheric-Ionospheric Coupling (**LAIC**), its mechanisms and modeling. Methods for detecting the impact of lithospheric disturbances (earthquakes) on the atmosphere and ionosphere of the Earth are considered by using various geophysical measurements (geomagnetic, ionospheric, satellite), which are hindered by the locality of earthquake sources and the suddenness of their activation, as well as by the insufficient density of the ionosonde network. The most effective in recent years has been the use of a network of geostationary

satellites that provide the Internet with information about variations in the total electron content (TEC), measured along the lines connecting satellite transmitters with ground-based receivers of their signals, and proportional to the electron concentration in the main ionospheric maximum. TEC variations observed before the onset of earthquakes in the vicinity of their epicenter are called their **precursors**; they are usually observed as well in the magnetically conjugated region. Their horizontal dimensions are about a thousand km in latitude and several thousand in longitude. The amplitudes of the precursors reach 40 – 100% of the background values. They are slightly mobile in the horizontal direction. Increases in TEC prevail, but negative precursors of earthquakes are often observed.

Numerical modeling of TEC variations in front of strong EQs is presented by the results of model calculations for closed geomagnetic field lines, performed using the global numerical models such as the **Global Self-Consistent Model of the Thermosphere, Ionosphere and Protonosphere** [3] and UAM (**Upper Atmosphere Model**) [4]. Both models numerically integrate the continuity, motion, and heat balance equations for atomic oxygen and hydrogen ions, the sum of molecular oxygen and nitric oxide ions, and electrons, as well as neutral particles (oxygen and hydrogen atoms, and oxygen and nitrogen molecules). Necessary approximations for small neutral components are used. In the region above 200 km, the equation for the electric potential is also solved. The initial and boundary conditions are described. The geomagnetic field is considered to be dipole in the region of closed field lines and open to vacuum on the polar cap field lines. The geographic and geomagnetic axes do not coincide.

Calculations using GSMTIP show that the main physical factor in the formation of earthquake precursors in TEC variations is the vertical electromagnetic drift of the ionospheric plasma under the action of a zonal electric field of seismic origin [5], which is most effective in the equatorial region, where it acts similarly to the case of an equatorial anomaly. The required values of the seismogenic electric field are about 1 – 3 mV/m in low latitudes and 5 –10 mV/m in middle latitudes.

In model calculations using UAM, the seismogenic electric field was switched on not by setting the potentials at the western and eastern boundaries of the generation area, but by setting the vertical electric currents that generate the electric field. The appearance of these currents is similar to lightning electricity and is associated with the vertical movement of aerosols over the area of their emanation, due to the compression of solid rocks. The dependence of TEC variations on the position of these currents at different latitudes and relative to the geomagnetic meridian passing through the earthquake epicenter has been studied. TEC variations reach the highest intensity at a latitude of 30 degrees. A change in the sign of the current changes the symmetry of the effect in the TEC along the latitude relative to the geomagnetic meridian of the epicenter. The influence of return currents of various configurations on the TEC structure was considered, but it did not turn out to be significant.

EQ precursors are easier to detect under geomagnetically quiet conditions, when there are no other sources of disturbances such as geomagnetic storms and substorms. An attempt was made to consider the joint action of the seismogenic electric field and geomagnetic sources on the TEC. For this purpose, the behavior of the TEC was studied in the period from December 20, 2015 to January 6, 2016, when 3 global geomagnetic disturbances took place and a low-latitude earthquake took place in India with epicenter coordinates of 15° mag. lat., 165° mag. long near the northern crest of the equatorial anomaly, which had a significant impact on the ionosphere. Model calculations for this period were carried out using the UAM, in which the sources of geomagnetic disturbances of the ionosphere were the field aligned ionospheric-magnetospheric currents of zones 1 and 2, and the sources of seismogenic disturbances were vertical currents in the vicinity of the epicenter. Calculations showed that both types of perturbations were clearly revealed both in calculations and in observations, being of the same order of magnitude. The significant role of the electric field of dynamo origin, which is generated by the equatorial winds, is noted.

**Chapter 7** summarizes what has been said in the previous chapters and discusses the issue of earthquake prediction. For the reasons already mentioned (the limited number and quality of observations, first of all), this issue is very difficult from a practical point of view, so many researchers consider it simply impossible to solve it in the foreseeable future [6], especially taking into account the need to involve and coordinate specialists from completely different directions, both experimental and theoretical, such as geology, hydrometeorology, geophysics, radiophysics, plasma physics, space physics, solar physics, etc. Nevertheless, the movement towards understanding the essence of phenomena and methods for their study based on observations and physical and mathematical modeling cannot be stopped. The authors hope that the monograph under consideration will be of assistance to those involved in this movement, both novice and experienced researchers.

## References

1. Namgaladze A.A. Earthquakes and the upper atmosphere. 2022. Cambridge Scholars Publishing, 600 p.
2. Brunelli B.E., Namgaladze A.A. Physics of the ionosphere. 1988. Moscow, Nauka, 526 p.
3. Namgaladze A.A., Korenkov Yu.N., Klimenko V.V., Karpov I.V., Bessarab F.S., Surotkin V.A., Glushchenko T.A., Naumova N.M. 1988. "Global Model of the Thermosphere-Ionosphere-Protonosphere System." *Pure and Applied Geophysics*. 127 (2/3): 219–54. <https://doi.org/10.1007/BF00879812>
4. Namgaladze A.A., Knyazeva M.A., Karpov M.I., Zolotov O.V., Martynenko O.V., Yurik R.Yu., Föster M., Prokhorov B.E. 2018. "The Global Numerical Model of the Earth's Upper Atmosphere." In *Numerical Simulations in Engineering and Science*, edited by R. Srinivaso, 3–22. London, UK: InTechOpen. <https://doi.org/doi:10.5772/intechopen.71139>
5. Parrot M. 2006. "Special Issue of Planetary and Space Science 'DEMETER.'" *Planet. Space Sci.* April 2006. <https://doi.org/10.1016/j.pss.2005.10.012>
6. Gufeld I.L., Matveeva M.I., Novoselov O.N. 2011. "Why We Cannot Predict Strong Earthquakes in the Earth's Crust." *Geodynamics & Tectonophysics*. 2 (4): 378–415. <https://doi.org/10.5800/GT-2011-2-4-0051>

DOI: 10.51981/2588-0039.2022.45.023

## STUDY OF IONOSPHERIC IRREGULARITIES USING HF RADARS

Alexey V. Oinats, Maxim V. Tolstikov

*Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS, Irkutsk, Russia; e-mail: oinats@iszf.irk.ru*

**Abstract.** We present the results of ionospheric irregularities studies using HF radar data (SuperDARN type) in the Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS. We focus on two topics. The first topic is related to the study of field-aligned ionospheric irregularities (FAI) of decameter scale. The data obtained by the EKB HF radar during the November 7-11, 2017 geomagnetic storm is presented. It is shown that the ionospheric scatter observed by the radar moves equatorward during the main phase of the storm accompanied with the well-known expansion of the auroral oval and its movement to lower latitudes. The second topic is devoted to the study of medium-scale traveling ionospheric disturbances (MSTIDs) and their relationship with internal gravity waves (IGW) propagating in the Earth's upper atmosphere. The results of statistical analysis of MSTID parameters obtained from the EKB HF radar data are presented, and the possibilities of their use for estimating the neutral wind velocity at ionospheric heights are discussed.

### Introduction

HF radars have been intensively used in the ionosphere studies since about the mid-1990s, when the corresponding electronic equipment was developed and SuperDARN achieved its official status [1]. Firstly the aim was to study auroral ionosphere, however further SuperDARN was expanded to subauroral and mid-latitudes. HF radar emits radio waves and registered backscattered echo from ionospheric irregularities and/or rough ground surface. Narrow in azimuthal plane antenna pattern ( $\sim 3.5^\circ$ ) allows accurate mapping the echoes located at distances up to several thousand kilometers from the radar, whereas high temporal resolution (of about 2 minutes and less) allows to study highly dynamical processes in the atmosphere.

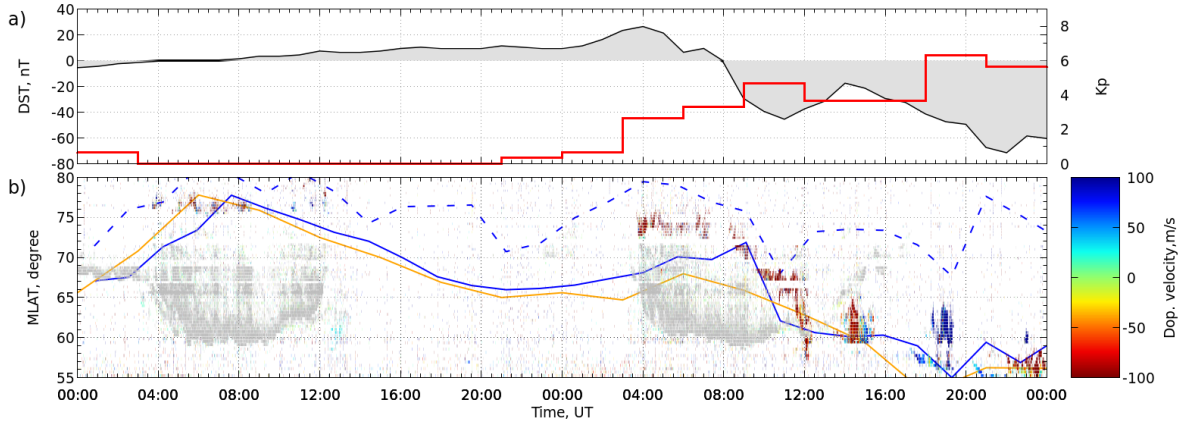
Radars are most effective in the network, when it is possible to reconstruct plasma convection maps in the extensive region of polar, auroral, and subauroral ionosphere. At the same time, information on the dynamics of the high-latitude ionosphere can also be obtained from the data of individual HF radars. In Russia, there are currently two SuperDARN-like HF radars (but not included in SuperDARN): in Yekaterinburg (EKB;  $56.4^\circ\text{N}$ ,  $58.5^\circ\text{E}$ ) and Magadan (MGW;  $60.0^\circ\text{N}$ ,  $150.7^\circ\text{E}$ ). The paper presents recent results of ionospheric irregularities dynamics studies based on the EKB HF radar data obtained at ISTP SB RAS. The first part is devoted to the study of decameter-scale field-aligned irregularities (FAI), originated within the polar, auroral, and subauroral regions of the ionosphere. The second part concerns the studies of mid-latitude medium-scale traveling ionospheric disturbances (MSTIDs; the wavelength is of the order of several hundreds of kilometers).

### Ionospheric irregularities during the November 7-11, 2017 geomagnetic storm

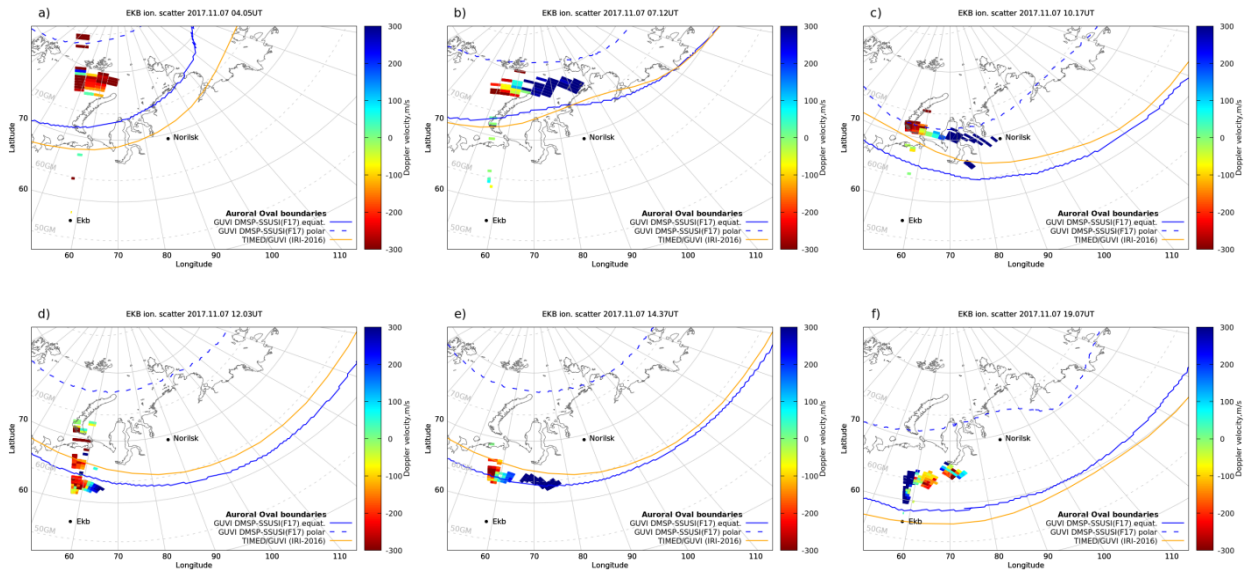
One of the features of the high-latitude ionosphere is a presence of FAIs. Scattering of HF waves by FAI has a pronounced aspect effect: the largest amplitude of the scattered echo should be expected when HF wave vector is perpendicular to geomagnetic field lines. Under such conditions, radar registers a strong coherent HF echo, and is able to determine location of scattering irregularities and their Doppler velocity (or more precisely the FAI horizontal velocity component along the sounding direction). In the standard operational mode the EKB HF radar scans 16 independent sounding directions - beams and, thus, allows localizing ionospheric echoes and studying their dynamics within the wide radar field-of-view (FOV). FAI dynamics is caused by plasma convection in crossed electric and magnetic fields, and therefore, it reflects the structure and dynamics of the magnetosphere-ionosphere-thermosphere system.

Let us consider the dynamics of ionospheric echoes during the November 7-11, 2017 moderate geomagnetic storm. Fig. 1a shows the behavior of DST and Kp indices during November 6-7, 2017. Fig. 1b presents the Doppler velocity of the ionospheric echoes registered on beam #2 (Doppler velocity is shown by color according to the color scale on the right). The vertical axis shows the magnetic latitude (MLAT) where scattered echoes came from. The red color corresponds to the propagation direction away from the radar, and the blue color corresponds to the propagation to the radar. Fig. 2 presents the ionospheric echoes mapped within the EKB FOV for different UT. As one can see from Fig. 1a, the initial phase of the storm lasted from 02:30 to 08:00 UT. During the initial storm phase, a positive deviation of DST index is observed, and Kp index increases from 1 to 3. Approximately one hour after the storm set on, at 03:45 UT ( $\sim 8$  LT), intense ionospheric echoes were observed on western beams #0-3 at about  $73^\circ\text{MLAT}$  (Figs. 1b and 2a). The Doppler velocity was negative, so the irregularities moved northward. Around 07:00, the scatter region expanded

eastward onto beams #4-7, however, the Doppler velocity was positive, which means that irregularities propagate towards the radar (see Fig. 2a-b) [2].



**Figure 1.** DST (black curve) and Kp indexes (red color) during the November 7-11, 2017 moderate geomagnetic storm (a). MLAT-UT- Doppler velocity plot of the ionospheric scatters observed by the EKB HF radar on beam #2 (b). Doppler velocity is shown by color according to the color bar on the right. The color lines are the auroral oval boundaries according to IRI-2016 (TIMED/GUVI) model (orange) and GUVI (DMSP-SSUSI) model (blue). Solid and dashed lines correspond to the equatorial and polar boundary respectively.



**Figure 2.** Location of the ionospheric scatters (with SNR > 6 dB) for (a) 04:05, (b) 07:12, (c) 10:17, (d) 12:03, (e) 14:37 и (f) 19:07 UT. Doppler velocity is shown by color according to the color bar on the right. The color lines are the boundaries of the auroral oval (the legend is the same as on Fig. 1b).

The main phase of the storm from approximately 08:00 (DST=0, Kp=3) on November 7 to 01:00 on November 8, 2022 (DST=-73, Kp=6) was accompanied by a shift of the scatter region to the lower latitudes. On beam #2, the scatter region shifted from ~73°MLAT at 8:15, to ~65°MLAT at 11:30, and further to ~57°MLAT at 12:15 (Fig. 1b). From 12:20 the ionospheric echoes are practically absent and reappear from 13:30 to 15:30 (Fig. 1b) on beam #2 in the latitude range 59-65°. At 17:40-19:30, another scatter region is observed (Fig. 1b) with the Doppler velocity for this region positive on beam #2 and negative on beam #12. This can be explained by that the echoes came from the eastern auroral electrojet on beam #2 and from the western auroral electrojet on beam #12. Further, localized scatter regions with their equatorial boundary shifting up to ~54°MLAT at ~21 UT are observed. It can be assumed that intense ionospheric irregularities moved equatorward and left the EKB FOV after 19 UT.

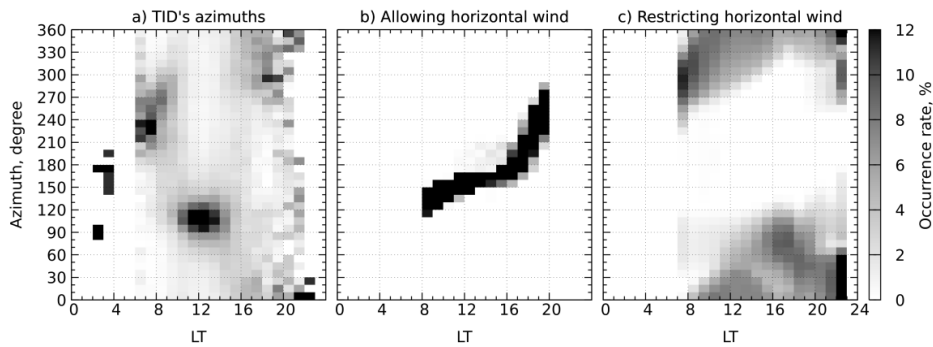
The described dynamics of ionospheric scatter during geomagnetic storms is well known and accompanied with the expansion and shift of the auroral region towards mid-latitudes [3, 4]. The blue curves in Fig. 1b and 2 show the position of the polar (dashed) and equatorial (solid) boundaries of the auroral oval as obtained from the GUVI model

and DMSP data ([https://ssusi.jhuapl.edu/gal\\_edr-aur\\_cs](https://ssusi.jhuapl.edu/gal_edr-aur_cs)). The orange line also shows the equatorial boundary of the auroral oval calculated using the TIMED/GUVI model included in IRI-2016. It is clearly seen that the location of the scatter regions is mainly within the boundaries of the auroral oval. However, as follows from Fig. 1b, 2d, and 2e (for TIMED/GUVI model) ionospheric echoes can also come from subauroral latitudes. This is also confirmed by the observations of subauroral polarization streams (SAPS) by SuperDARN HF radars (see, for example, [5]). In general, observation of ionospheric echoes requires, firstly, the presence (generation) of intense decameter-scale ionospheric irregularities and, secondly, the aspect scattering condition fulfillment, which in turn is determined by the radio wave propagation effects (refraction and absorption) and geomagnetic field. In [4], location of the scatter regions observed on the EKB HF radar during the May 28, 2017 geomagnetic storm was compared with the position of R1/R2 regions of field-aligned currents (FACs; also known as Birkeland currents) as seen from AMPERE data. It is shown that FACs dynamics satisfactorily correlates with the appearance of scatter regions. This may indirectly indicate that intense generation of ionospheric irregularities occurs within R1/R2 current regions. However, periods of strong HF absorption observed by riometer within the EKB HF radar FOV also correlate with complete or partial disappearance of ionospheric echoes [2, 4]. Thus, equatorial boundary of the ionospheric scatter observed by HF radar cannot be a reliable proxy for the location of the auroral oval.

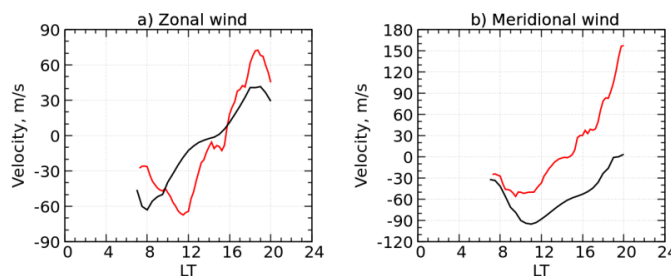
### Study of mid-latitude MSTIDs

In Fig. 1b, in addition to the direct ionospheric scatter, the gray color shows the echoes scattered by earth's rough surface (ground scatter). In contrast to the ionospheric scatter, ground scatter is characterized by a relatively regular diurnal-seasonal behavior determined by regular variations in the critical frequency and maximum height of the F2 layer of the ionosphere. When a traveling ionospheric disturbance (TID) propagates within radar FOV, modulation of ground scatter parameters occurs. For example, there may be variations in the minimum oblique range which corresponds to the HF skip distance. We develop a technique for TID's parameters determination, such as propagation azimuth, apparent horizontal velocity, period, wavelength, and amplitude, based on a cross-correlation analysis of similar variations on different beams of single HF radar.

In [6], we studied the diurnal-seasonal dependencies of MSTID parameters using the HOK and EKB HF radars data. It is shown that there are several preferential azimuths of MSTIDs propagation depending on local time and associated with the horizontal neutral wind behavior at the heights of MSTID propagation. For illustration Fig. 3a shows local time dependence of the observed MSTID azimuth occurrence for winter seasons (November-February) as obtained from the EKB HF radar data during the period from 2013 to 2021. As seen the preferred direction of MSTID propagation is 90-130° during the daytime hours, 210-250° in the pre-dawn, and 280-20° respectively.



**Figure 3.** Relative occurrence rate of the observed MSTID azimuth during winter (November-to-February) for 2013-2021 (a). Expected relative occurrence rate for the headwind at HF reflection height (b) and for the tailwind within the height range from 10 km to the HF reflection height (c).



**Figure 4.** Diurnal dependence of zonal (a) and meridional (b) components of the horizontal neutral wind calculated based on the Fig. 3a data (red curve) and by HWM14 model at the HF reflection height.

The one possible origin of MSTIDs is internal gravity waves (IGWs) propagating in the Earth's atmosphere. According to the IGW theory the observed MSTIDs preferred directions can be explained by interaction between IGW and horizontal neutral wind. A headwind leads to an IGW strengthening, and a tailwind, on the contrary, to an IGW weakening, or even to its destruction. Fig. 3b shows the diurnal dependence of the amplifying wind (headwind) occurrence at the HF reflection heights, and Fig. 3c shows the similar dependence for the attenuating wind (tailwind) within the entire atmosphere from the ground up to the HF reflection heights. The calculations were performed using HWM14 model for the same periods and heights when MSTIDs were observed by the EKB radar (see Fig. 3a). Comparing Fig. 3a, 3b, and 3c, one can conclude that the majority of MSTIDs lies in the areas where the attenuating wind is absent while the strengthening one, on the contrary, is well developed. Thus, the majority of MSTIDs is indeed could be considered as manifestation of IGWs.

The above discussion suggests trying to restore the parameters of the neutral wind from the observed MSTID statistical distributions. Paper [7] proposes a method for estimating the horizontal neutral wind azimuth using the observed MSTID statistics based on HF radar data. However, we can go further if we use a priori information about the IGW median wavelength obtained, for example, in [8] from the joint observations by the Irkutsk incoherent scatter radar and Digisonde. Fig. 4 presents diurnal dependence of zonal and meridional neutral wind components reconstructed from the data of Fig. 3a (red curve) and calculated using HWM14 model (black curve). One can see that the reconstructed parameters agree satisfactorily with the modeled ones. At the same time, differences are also visible, which can be explained by some features of the neutral wind that are not described by HWM14 model. Another possible explanation is the fact that the data of Fig. 3a also could contain some amount of MSTIDs of different than IGW origin [8].

## Summary

The paper presents a brief overview of the recent researches provided by ISTP SB RAS based on the data of Russian HF radars. We show the possibilities of the HF radars for studying the dynamics of ionospheric irregularities of different origin and for developing new methods for atmospheric processes studies. Further expansion of the Russian HF radars network will provide more information about the auroral, subauroral, and mid-latitude ionosphere in the future.

## Acknowledgments

The work was financially supported by the Ministry of Science and Higher Education of the Russian Federation. The results were obtained using the equipment of Center for Common Use «Angara» <http://ckp-rf.ru/ckp/3056/>. We are grateful to the SSUSI team for providing the GUVI model and DMSP data ([https://ssusi.jhuapl.edu/gal\\_edr-aur\\_cs](https://ssusi.jhuapl.edu/gal_edr-aur_cs)).

## References

1. Nishitani N. et al. (2019). Review of the accomplishments of midlatitude Super Dual Auroral Radar Network (SuperDARN) HF radars // *Progress in Earth and Planetary Science*, 6:27, doi:10.1186/s40645-019-0270-5
2. Oinats A.V., Zolotukhina N.A., Rogov D.D., Polekh N.M., Kurkin V.I., Nishitani N. Effects of November 7-11, 2017 geomagnetic storm as observed by the EKB and HOKE mid-latitude HF radars // *Radio Wave Propagation: Proceedings of XXVII All-Russian Open Scientific Conference [Electronic resource]: scientific electronic edition*. - Kaliningrad: I. Kant Publishing House, 2021. P. 191-196. ISBN 978-5-9971-0650-8.
3. Astafyeva E., Yasyukevich Y.V., Maletckii B., Oinats A., Vesnin A., Yasyukevich A.S., et al. (2022). Ionospheric disturbances and irregularities during the 25–26 August 2018 geomagnetic storm // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 127, e2021JA029843. <https://doi.org/10.1029/2021JA029843>
4. Ovodenko V.B., Klimenko M.V., Zakharenkova I.E., Oinats A.V., Kotova D.S., Nikolaev A.V., Tyutin I.V., Rogov D.D., Ratovsky K.G., Chugunin D.V., Budnikov P.A., Coxon J.C., Anderson B.J., Chernyshov A.A. (2020). Spatial and temporal evolution of different-scale ionospheric irregularities in Central and East Siberia during the 27–28 May 2017 geomagnetic storm // *Space Weather*, 18, e2019SW002378. <https://doi.org/10.1029/2019SW002378>
5. Sinevich A.A., Chernyshov A.A., Chugunin D.V., Oinats A.V., Clausen L.B.N., Miloch W.J., Nishitani N., Mogilevsky M.M. (2022). Small-scale irregularities within polarization jet/SAID during geomagnetic activity // *Geophysical Research Letters*, 49, e2021GL097107. <https://doi.org/10.1029/2021GL097107>
6. Oinats A.V., Nishitani N., Ponomarenko P., Berngardt O.I., Ratovsky K.G. (2016). Statistical characteristics of medium-scale traveling ionospheric disturbances revealed from the Hokkaido East and Ekaterinburg HF radar data // *Earth Planets Space*, V. 68, No. 8.
7. Tolstikov M.V., Oinats A.V., Medvedeva I.V., Medvedev A.V., Ratovsky K.G., Nishitani N. Method for estimating neutral wind azimuth using statistics of observations of the two-dimensional internal gravity waves phase velocity // *Radio Wave Propagation: Proceedings of XXVII All-Russian Open Scientific Conference [Electronic resource]: scientific electronic edition*. - Kaliningrad: I. Kant Publishing House, 2021. P. 140-145. ISBN 978-5-9971-0650-8.
8. Medvedev A.V., Ratovsky K.G., Tolstikov M.V., Alsatkin, S.S., Scherbakov A.A. (2015). A statistical study of internal gravity wave characteristics using the combined Irkutsk Incoherent Scatter Radar and Digisonde data // *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.*, 132, P. 13–21, doi:10.1016/j.jastp.2015.06.012

DOI: 10.51981/2588-0039.2022.45.024

## РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН ОНЧ ДИАПАЗОНА В ОБЛАСТИ ВЫСОКИХ ШИРОТ ВО ВРЕМЯ СОБЫТИЯ GLE 70

О.И. Ахметов<sup>1</sup>, И.В. Мингалев<sup>1</sup>, О.В. Мингалев<sup>1,2</sup>, В.Б. Белаховский<sup>1</sup>,  
З.В. Суворова<sup>1</sup>, Е.А. Маурчев<sup>1</sup>, Ю.В. Балабин<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Полярный геофизический институт, г. Апатиты (Мурманская область), Россия

<sup>2</sup>Мурманский арктический государственный университет, г. Апатиты (Мурманская область), Россия

**Ключевые слова:** распространение ОНЧ волн, численное моделирование, ионосфера, GLE

### Аннотация

В работе представлено исследование влияния события GLE 70 (ground level enhancement) 13 декабря 2006 на распространение радиосигналов ОНЧ диапазона в высоких широтах. Методами вычислительного эксперимента на основе численной модели распространения электромагнитных волн, разработанной в Полярном геофизическом институте, исследованы амплитудные и фазовые характеристики сигналов системы RSDN-20. Профили концентрации электронов для исследуемого события получены с использованием модели RUSCOSMICS, созданной в ПГИ, и модели ионосферы GDMI (Global Dynamic Model of Ionosphere), являющейся ответвлением модели IRI и разрабатываемой сотрудниками ИЗМИРАН. Геомагнитное поле задавалось при помощи международной модели геомагнитного поля Земли IGRF 13-ой генерации. В результате обработки данных вычислительных экспериментов показано, что в условиях события GLE 70 наблюдаются значительные амплитудные искажения сигналов на частотах системы RSDN-20. Существует частотная зависимость влияния высыпаний высокоэнергетических протонов на амплитуду сигналов РСДН-20. Сигналы меньшей частоты реагируют на такие события сильнее. Фазы сигналов РСДН-20 менее, чем амплитуды подвержены влиянию GLE, однако также испытывают значительные искажения. Задержка сигнала в некоторые моменты увеличивалась в несколько раз.

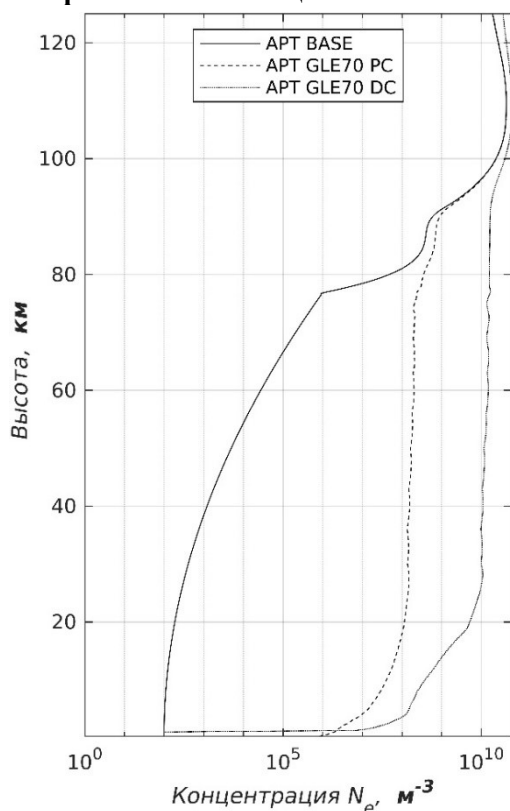
### 1. Введение

В области высоких широт возможно спорадическое появление высокопроводящего слоя на высоте, значительно меньшей высоты D-слоя ионосферы. Такое изменение профиля электронной концентрации оказывает значительное влияние на распространение электромагнитных волн в волноводе Земля-ионосфера. Изучение распространения ОНЧ-волн в таких условиях необходимо, поскольку ОНЧ-волны применяются для навигации. С другой стороны, ОНЧ-волны, распространяющиеся в волноводе Земля-ионосфера, применяются для контроля состояния ионосферы вдоль пути их распространения в волноводе [Bashkuev et al., 2018; Стародубцев и др., 2019], поскольку их амплитуды и фазы очень чувствительны к электропроводности верхних границ волновода. Связать конкретные виды профилей электронной концентрации с амплитудными и фазовыми изменениями возможно, применяя методы вычислительного эксперимента.

Для выявления реакции сигналов системы дальней навигации РСДН-20 (11905, 12679, 14881 Гц) на значительные изменения профиля электронной концентрации во время вторжений высокоэнергетических протонов в атмосферу Земли в представленной работе рассмотрено протонное событие ground level enhancement (GLE) 70. Вычислительные эксперименты проведены на модели распространения электромагнитных волн, разработанной в ПГИ [Мингалев и др., 2018], для события GLE 70, произошедшего 13 декабря 2006 года. Выполнено три вычислительных эксперимента: в спокойных условиях, во время высыпания частиц быстрой компоненты потока солнечных протонов (prompt component - PC) и во время высыпания частиц медленной компоненты потока солнечных протонов (delayed component - DC). Потоки высыпающихся протонов разделены по их энергетическому спектру, как в работе [Маурчев и др., 2019]. Профили электронной концентрации для события были получены с использованием моделей RUSCOSMICS [Balabin et al., 2005], разработанной в ПГИ, и модели ионосферы Global Dynamic Model of Ionosphere (GDMI) [Шубин, 2017 и Shubin, 2015], разрабатываемой силами сотрудников ИЗМИРАН. Геомагнитное поле, необходимое для моделирования, рассчитывалось по модели International Geomagnetic Reference Field 13-й генерации (IGRF13) [Alken et al., 2021].

В результате вычислительных экспериментов получены изменения амплитуд электрической и магнитной компонент сигналов системы РСДН-20, а также скорости их распространения в условиях сильного GLE.

## 2. Модельные профили электронной концентрации, частоты столкновений электронов с нейтральными частицами и ионами



**Рисунок 1.** Профиль электронной концентрации для случая GLE 70 13 декабря 2006 года, в Апатитах в 04:00 UTC. Типом линии показаны базовый профиль, и профили компонент DC и PC.

Событие GLE 70, последнее событие 23 цикла солнечной активности, произошло 13 декабря 2006 года в 02.40 UT. Солнечное пятно 930 с координатами S06 W24 вызвало солнечную вспышку класса X3.4/2B. Вспышка сопровождалась радио всплесками типа II, IV и выбросом корональной массы типа “гало”. По данным нейтронным мониторов продолжительность события составила около 5 часов. Несмотря на то, что событие GLE 70 происходило на спаде цикла, это было достаточно мощное событие (третье по интенсивности в 23 цикле). Наибольший рост интенсивности космических лучей наблюдался на станции Оулу (92%). Тот факт, что максимум интенсивности наблюдался не на полярных станциях, говорит о том, что источник анизотропии космических лучей располагался вблизи плоскости эклиптики.

Спектр протонов космических лучей в модели RUSCOSMICS, разработанной в ПГИ, для этих случаев содержит две составляющие — быструю PC и медленную DC [Маурчев и др., 2019], различающиеся спектром энергии и разделённые по времени. Модель RUSCOSMICS даёт дополнительную скорость ионизации во время солнечных протонных событий, восстановление дополнительной электронной концентрации производилось по методике, предложенной Gledhill в работе [Gledhill, 1986].

Базовые профили электронной концентрации получены при помощи модели ионосферы GDMI. Эти профили соответствуют спокойным условиям и используются совместно с профилями модели RUSCOSMICS для моделирования возмущенной ионосферы во время GLE события. Координаты, заданные для моделей, соответствовали местоположению города Апатиты (67°34' с. ш. 33°23' в. д), а время - 04:00 UTC. Базовые профили и профили возмущенных условий представлены на рис. 1.

Частота столкновений с нейтрами и ионами  $\nu_e$

рассчитывалась на основе данных GDMI, RUSCOSMICS и данных модели NRLMSISE2000.

В представленных численных экспериментах геомагнитное поле рассчитывалось по модели IGRF13 [Alken et al., 2021].

Профиль проводимости литосферы был задан с учетом результатов исследований, полученных несколькими научными группами и опубликованных в работе [Korja et al., 2002].

## 3. Область моделирования, источник сигнала и численная схема

Численные расчеты проводились в декартовой системе координат, где ось Z располагалась нормально к поверхности Земли. Таким образом, область моделирования для численных экспериментов была параллелепипедом, включающим участок волновода Земля–ионосфера. Уровень поверхности Земли соответствовал  $Z=0$ . Область моделирования расположена на значительном расстоянии от большинства передатчиков, поэтому фронт приходящих волн можно в первом приближении считать плоским.

В численных экспериментах использовалась горизонтально однородная ионосфера и область размером 256x1000 км по горизонту, 125 км по высоте в атмосфере и ионосфере и 25 км в глубину в литосфере. Шаг сетки над поверхностью Земли – 250 м по вертикали, 500 м по горизонтали, в литосфере – 125 м по вертикали и 500 м по горизонтали. Центр источника сигнала располагался на расстоянии 64 км от трех боковых граней полученного параллелепипеда.

Сигнал источника представлял собой пакет синусоид на частотах системы RSDN-20 [Хафизов, 2010; Jacobsen, 2022], а именно 11905, 12679, 14881 Гц. На расстоянии 64 км от левой вертикальной границы прямоугольной области моделирования, на части вертикальной плоскости, параллельной этой границе, шириной 128 км, на высотах от поверхности Земли до 60 км было задано горизонтальное магнитное поле. Это позволило в первом приближении задать плоский фронт волны.

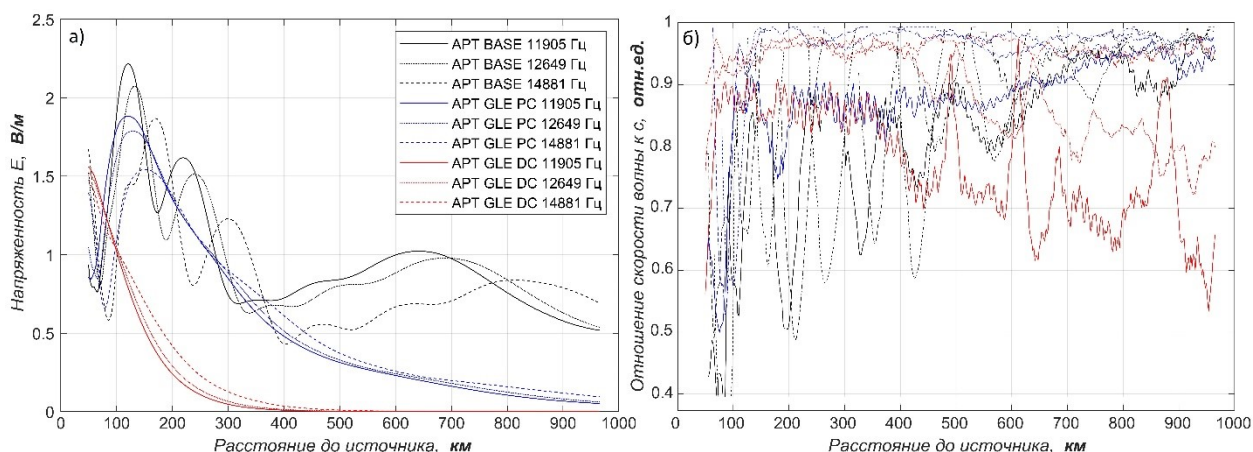


В представленном исследовании была использована модель распространения электромагнитных сигналов, основанная на численном интегрировании по времени системы уравнений Максвелла и уравнения для плотности тока с учетом инерции электронов в ионосфере [Мингалев и др., 2018].

#### 4. Обсуждение результатов

В работе рассмотрены три GLE события с точки зрения распространения ОНЧ сигналов системы RSDN-20 в высокоширотном регионе. Для события GLE 70 13 декабря 2006 года проведено 3 вычислительных эксперимента: в спокойных условиях, во время высыпания частиц быстрой компоненты потока солнечных протонов и во время высыпания частиц медленной компоненты потока солнечных протонов. На рис. 2 показаны амплитуда и скорость распространения электрической компоненты сигнала РСДН-20 в зависимости от расстояния до модельного источника. Видно, что в возмущённых условиях наблюдается значительное затухание и замедление сигнала. При этом необходимо отметить ряд особенностей, а именно, зависимость от частоты сигнала и зависимость оказываемого влияния от энергетического спектра вторгающихся протонов. Частотная зависимость, очевидно, связана с глубиной проникновения сигналов разной частоты в ионосферу: так сигналы с меньшей частотой проникают в ионосферу глубже, вследствие чего влияние состояния ионосферы на них сильнее. Зависимость степени влияния от вида энергетического спектра высыпающихся протонов, вероятно, связана с более высоким потоком частиц с энергиями до  $10^3$  МэВ в случае степенного спектра DC-компоненты по сравнению с экспоненциальным спектром PC-компоненты [Маурчев и др., 2019].

Анализ сильного события GLE 70 показал значительное влияние на амплитуду и фазу сигналов РСДН-20 по сравнению со случаем спокойных условий: так затухание сигнала усилилось более чем в 5 раз на частоте 11905 Гц, а на частоте 14881 Гц в 3,5 раза. Анализ отставания от такой же волны, распространяющейся в вакууме со скоростью света, показал замедление более чем в 12 раз на частоте 11905 Гц, а на частоте 14881 Гц почти в 3 раза. Очевидно, что в условиях сильного GLE события сигналы РСДН-20 по прямому назначению не могут быть использованы.



**Рисунок 2.** Амплитуды электрической компоненты электромагнитного сигнала в зависимости от расстояния до источника. Панель а) - отношение скорости распространения электрической компоненты сигнала к скорости света в зависимости от расстояния до источника. Панель б) - типом линии показаны частоты, соответствующие частотам системы РСДН-20. Цветом линии показаны базовый профиль и профили компонент DC и PC.

Наблюдение на высокоширотных обсерваториях значительных искажений амплитуды и фазы сигналов РСДН-20 могут быть хорошим индикатором вторжения высокоэнергетических частиц в ионосферу. При этом возможно разделить быструю и медленную компоненты высыпающихся протонов по разному влиянию на амплитудные и фазовые характеристики сигналов РСДН-20. Медленная компонента вносит сильные искажения как в амплитуды, так и в фазы сигналов, в то время как быстрая компонента оказывает в первую очередь влияние на амплитуды компонент сигналов РСДН-20, а фазы искажаются слабо.

#### 5. Заключение

В результате обработки данных вычислительных экспериментов получено, что в условиях GLE события наблюдаются значительные амплитудные и фазовые искажения сигналов РСДН-20. Так, во время GLE 70 обнаружено значительное влияние на амплитуду и фазу сигналов РСДН-20 по сравнению со случаем спокойных условий. Затухание сигнала усилилось более чем в 5 раз на частоте 11905 Гц, а на частоте 14881 Гц в 3,5 раза. Отставание от такой же волны, распространяющейся в вакууме со скоростью света, было более чем в 12 раз на частоте 11905 Гц, а на частоте 14881 Гц почти в 3 раза. В условия сильного GLE события

сигналы РСДН-20 не могут быть использованы для задач навигации. Наблюдение на высокоширотных обсерваториях значительных искажений амплитуды и фазы сигналов РСДН-20 могут быть хорошим индикатором вторжения высокоэнергетических частиц в ионосферу.

**Благодарность.** Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 18-77-10018), <https://rscf.ru/project/18-77-10018/> (О.И. Ахметов, В.Б. Белаховский, Е.А. Маурчев, Ю.В. Балабин).

### Список литературы

- Маурчев Е.А., Балабин Ю.В., Германенко А.В., Михалко Е.А., Гвоздевский Б.Б. Расчет скорости ионизации вещества атмосферы Земли протонами галактических и солнечных космических лучей // Солнечно-земная физика. №. 3. С. 81-88. 2019. DOI:10.12737/szf-53201908
- Мингалев И.В., Мингалев О.В., Ахметов О.И., Суворова З.В. Явная схема расщепления для уравнений Максвелла // Математическое моделирование. Т. 30. № 12. С. 17–38. 2018.
- Стародубцев С.А., Башиев Д.Г., Григорьев В.Г. и др. Анализ солнечных, космо- и геофизических событий в сентябре 2017 г. по комплексным наблюдениям ИКФИА СО РАН // Солнечно-земная физика. Т. 5. №. 1. С. 17-38. 2019. DOI: 10.12737/szf-51201903
- Хафизов А.В. Радионавигационные системы дальней навигации (РСДН): учебно-методическое пособие. Кировоград: Изд-во ГЛАУ. 30 с. 2010.
- Шубин В.Н. Глобальная эмпирическая модель критической частоты F2-слоя ионосферы для спокойных геомагнитных условий // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 57. № 4. С. 450–462. 2017. DOI: 10.1134/S0016794019040151
- Alken P., Thébault E., Beggan C.D. et al. International Geomagnetic Reference Field: the thirteenth generation // Earth Planets Space. V. 73. Art. 49. P. 1-25. 2021. DOI: 10.1186/s40623-020-01288-x
- Balabin Y.V., Vashenyuk É.V., Mingalev O.V. et al. The spectrum of solar cosmic rays: Data of observations and numerical simulation. Astron. Rep. V. 49. P. 837–846. 2005. DOI: 10.1134/1.2085253
- Bashkuev Y., Advokatov V., Buyanova D., Pushkarev M. Analysis of the conditions for the radio waves propagation in the waveguide "Earth-Ionosphere" on the paths "Novosibirsk-Ulan-Ude" and "Komsomolsk-on-Amur-Ulan-Ude" during magnetic storms August 31-September 12, 2017 // IX International Conference "Solar-Terrestrial Relations and Physics of Earthquake Precursors" (STRPEP 2018). E3S Web of Conferences, V. 62. id. 01002. 2018. DOI: 10.1051/e3sconf/20186201002
- Gledhill J.A., The effective recombination coefficient of electrons in the ionosphere between 50 and 150 km // Radio Science. V. 21(3). P. 399–408. 1986. DOI:10.1029/RS021i003p00399
- Jacobsen T. The Russian VLF navaid system alpha, RSDN-20. Halden. Norway. <http://www.vlf.it/alphatrand/alpha.htm>. 2022.
- Korja T., Engels M., Zhamaletdinov A.A., Kovtun A.A. et al. Crustal conductivity in Fennoscandia—a compilation of a database on crustal conductance in the fennoscandian shield // Earth Planets Space. V. 54. N 5. P.535–558. 2002. DOI:10.1186/BF03353044
- Shubin V.N. Global median model of the F2-layer peak height based on ionospheric radio-occultation and ground-based Digisonde observations // Adv. Space Res. V. 56. P. 916–928. 2015. DOI:10.1016/j.asr.2015.05.029

DOI: 10.51981/2588-0039.2022.45.025

## ВЛИЯНИЕ ИОНОСФЕРНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ НА СЦИНТИЛЛЯЦИИ ГЛОНАСС/GPS СИГНАЛОВ В АВРОРАЛЬНЫХ ШИРОТАХ

В.Б. Белаховский<sup>1</sup>, П.А. Будников<sup>2</sup>, С.В. Пильгаев<sup>1</sup>, В.А. Билин<sup>1</sup>, А.В. Лосев<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Полярный геофизический институт, г. Апатиты, Мурманская область, Россия

<sup>2</sup>Институт прикладной геофизики, Москва, Россия

**Аннотация.** Проведено сравнение влияния геомагнитных возмущений во время CME и CIR магнитных бурь на сцинтилляции сигналов ГНСС (ГЛОНАСС, GPS) по данным приемника Septentrio PolaRx5 в г. Апатиты (Мурманская область, Россия). Рассмотрены магнитные бури 3-4 ноября 2021 г. и 11-12 октября 2021 г. Анализ показывает, что значительный рост фазовых сцинтилляций происходит не только во время ночных и вечерних суббурь, но и во время дневных геомагнитных возмущений, сопровождающихся положительными бухтами в геомагнитном поле. Увеличение амплитудных сцинтилляций во время рассматриваемых событий для спутников ГЛОНАСС и GPS не обнаружено. Показано, что увеличение фазового индекса сцинтилляций не всегда пропорционально интенсивности геомагнитного возмущения. Иногда меньшие геомагнитные возмущения могут приводить к высоким фазовым сцинтилляциям. Установлено, что уровень фазовых сцинтилляций коррелирует с ростом амплитуды УНЧ волн ( $P_3/P_2$  пульсации), наиболее сильные фазовые сцинтилляций совпадают с появлением УНЧ волн.

### 1. Введение

Высокоширотная и полярная ионосфера может оказывать негативное влияние на распространение радиоволн в различных частотных диапазонах. Спутниковая связь также подвержена ионосферным возмущениям. Неоднородности в распределении плотности ионосферной плазмы могут привести к быстрым флуктуациям амплитуды и фазы сигнала, известным как ионосферные сцинтилляции или мерцания [Basu et al., 2002]. Сильные сцинтилляции снижают качество сигнала и даже приводят к его потере. Уровень сцинтилляций характеризуется фазовым ( $\sigma_f$ ) и амплитудным ( $S_4$ ) индексами сцинтилляций. Амплитудные сцинтилляции вызываются плазменными неоднородностями с размерами от десятков до сотен метров, а фазовые — неоднородностями с размерами от сотен метров до нескольких километров. Ионосферные сцинтилляции наиболее выражены в экваториальной области и в высоких широтах [Basu et al., 2002; Kintner et al., 2007]. Фазовые сцинтилляции обычно вызываются вариациями показателя преломления из-за ионосферных неоднородностей масштаба от нескольких километров до нескольких десятков километров [Kintner et al., 2007].

Выделяют рекуррентные и нерекуррентные магнитные бури. Рекуррентные бури происходят каждые 27 дней, что соответствует периоду вращения Солнца. Нерекуррентные бури не имеют строгой периодичности в своем появлении. Корональные выбросы массы (CME) ответственны за нерекуррентные бури. Рекуррентные бури вызываются короткими областями взаимодействия (CIR – corotating interaction region), создаваемыми высокоскоростными потоками солнечного ветра, вытекающими из корональных дыр [Gonzalez et al., 1994]. Геомагнитная суббуря является наиболее мощным возмущением в высоких широтах. Магнитосферные суббури представляют собой последовательность процессов, происходящих после периода южного ММП и приводящих к высвобождению накопленной энергии из хвоста магнитосферы. Во время суббурь происходит разрыв конфигураций магнитосферных и ионосферных токовых систем, диполяризация в магнитном поле Земли, инжекция энергичных частиц на геостационарную орбиту,  $P_2$ -колебания в магнитном поле и т.д. [Kokobun et al., 1977].

Было обнаружено в работе [Hosokawa et al., 2014], что фазовые сцинтилляции усиливались к началу суббури и уменьшались по мере того, как полярные сияния становилось диффузными. Было предположено, что дискретное полярное сияние необходимо для возникновения мощных фазовых GPS сцинтилляций во время суббуревых интервалов. Помимо сцинтилляций наблюдались и другие эффекты во время появления сияний, такие как потеря сигнала [Prikryl et al., 2010]. В недавней работе [Belakhovsky et al., 2021] мы исследовали влияние полярных ионосферных возмущений на сцинтилляции GPS сигнала по наблюдениям на архипелаге Шпицберген. Было проведено сравнение влияния высыпаний в районе каспа, суббуревых высыпаний и «патчей» полярной шапки на сцинтилляции GPS сигнала. Архипелаг Шпицберген в разное время располагается в районе каспа, аврорального овала, полярной шапки.

В данной работе будет исследовано влияние ионосферных возмущений на сцинтилляции сигналов ГЛОНАСС и GPS спутников для экваториальной части аврорального овала с использованием наблюдений на Кольском полуострове во время CME и CIR бурь.

## 2. Используемые данные

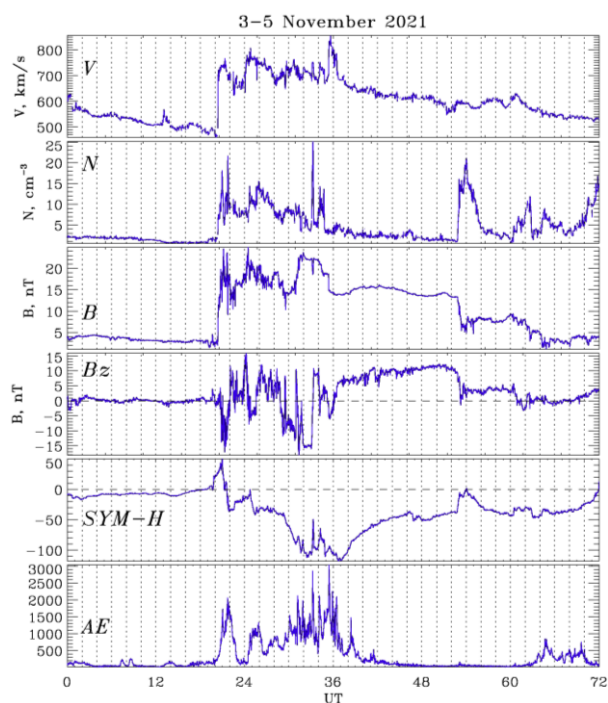
Использовались данные ГНСС приемника Septentrio PolaRx5 в г. Апатиты. Сцинтилляционный ГНСС приемник (модель GSV4004B) автоматически рассчитывает фазовый ( $\sigma_f$ ) и амплитудный (S4) индексы сцинтилляций, полное электронное содержание (ПЭС, TEC - total electron content) ионосферы. Фазовый индекс сцинтилляций представляет собой стандартное отклонение фазы несущей волны, из которого с помощью фильтра Баттерворта шестого порядка вычитается низкочастотный тренд на частоте 0,1 Гц. Амплитудный индекс сцинтилляций представляет собой стандартное отклонение мощности принимаемого сигнала на частоте 50 Гц, нормированное на среднее значение мощности в 1-минутном окне. ROT (rate of TEC) – это первая производная по времени от изменения ПЭС. Оптические наблюдения полярных сияний в эмиссиях 557.7 и 630.0 нм на станциях Ловозеро и Апатиты использовались также для регистрации различных ионосферных возмущений. Для регистрации геомагнитных возмущений использовались данные магнитометров ПГИ на станциях Ловозеро и Лопарская, данные сети IMAGE. Все станции расположены на Кольском полуострове и имеют следующие географические и геомагнитные координаты: Лопарская (LOP) – [68.63 с.ш., 33.25 в.д.], [64.94 с.ш., 113.6 в.д.], Ловозеро (LOZ) – [67.97 с.ш., 35.02 в.д.], [64.22 с.ш., 114.6 в.д.], Апатиты (APT) – [67.58 с.ш., 33.31 в.д.], [63.86 с.ш., 112.9 в.д.].

## 3. Анализ событий

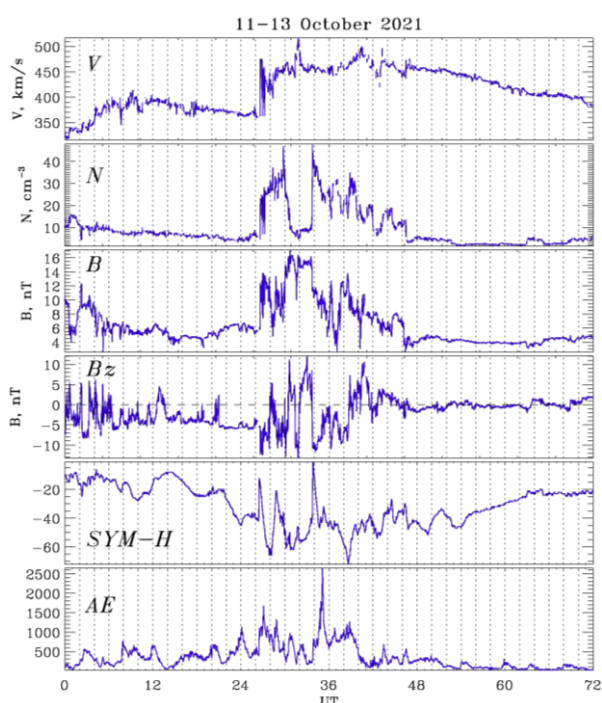
В работе были рассмотрены данные ГНСС с приемника Septentrio в Апатитах за 2021 год. За рассматриваемый промежуток времени было зарегистрировано всего несколько магнитных бурь. В данной работе проведено сравнение уровня сцинтилляций сигналов российской системы ГЛОНАСС и американской системы GPS во время геомагнитных бурь 3-5 ноября 2021 г. и 11-12 октября 2021 г.

### 3.1. Событие 3-5 ноября 2021 г.

Это была геомагнитная буря, вызванная корональным выбросом массы (СМЕ). Приход межпланетной ударной волны был зарегистрирован в 22.00 UT как резкое увеличение скорости, плотности солнечного ветра, модуля межпланетного магнитного поля (ММП), индекса SYM-H (рис. 1). SYM-H индекс достиг значения около -120 нТл во время главной фазы геомагнитной бури. Это была наиболее сильная геомагнитная буря за последние 4 года. Скорость солнечного ветра превышала значение 800 км/с во время главной фазы бури. AE индекс достигает значения около 3000 нТл. Vz-компонента ММП достигает значений -18 нТл в момент начала бури, а затем в главную фазу бури.



**Рисунок 1.** Скорость солнечного ветра  $V$ , плотность солнечного ветра  $N$ , модуль ММП  $B$ ,  $B_z$ -компонента ММП по данным базы OMNI; SYM-H индекс, AE индекс 03-05.11.2021.



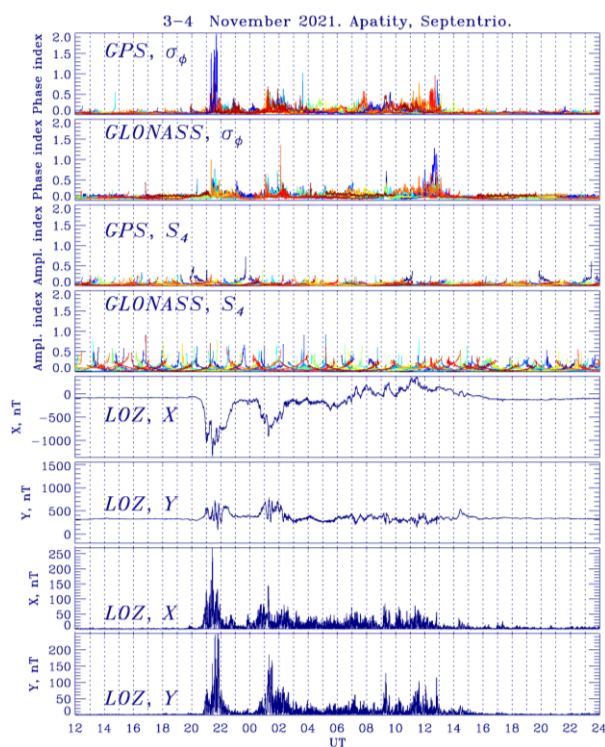
**Рисунок 2.** Скорость солнечного ветра  $V$ , плотность солнечного ветра  $N$ , модуль ММП  $B$ ,  $B_z$ -компонента ММП по данным базы OMNI; SYM-H индекс, AE индекс 11-13.10.2021.

На рисунке 3 представлено сравнение влияния ионосферных возмущений на сигналы спутников GPS и ГЛОНАСС по данным приемника Septentrio в г. Апатиты для данной геомагнитной бури. Проведено сравнение ГНСС сцинтилляций с уровнем геомагнитных возмущений по измерениям на станции Ловозеро. Был также определен уровень  $Pi3/Pi2$  пульсаций путем вычитания низкочастотного тренда из исходного сигнала (см. последние две панели на рис. 3). Геомагнитных пульсации могут вносить заметный вклад в создание высокого уровня ГНСС сцинтилляций, поскольку геомагнитные пульсации (УНЧ волны) вызывают высыпания заряженных частиц в ионосферу. Наибольшие значения фазового индекса сцинтилляций ( $\sigma_{\phi} \approx 2$  радиан), определенные по спутникам GPS и ГЛОНАСС, наблюдались во время суббури после внезапного сжатия магнитосферы (событие SSC) в 21–22 UT 3 ноября 2021 г. Следующая суббуря в 00–03 UT приводит к более низкому уровню фазовых сцинтилляций (0,6–0,7 рад). Высокие значения фазового индекса сцинтилляций наблюдались не в течение всего интервала суббури, а во время взрывной фазы суббури. Ионосферные возмущения приводят к заметному увеличению фазового индекса сцинтилляций не только в ночном, но и в дневном секторе во время положительных бухт геомагнитного поля. Например, видно усиление фазовых сцинтилляций в 10–12 UT 4 ноября 2021 г. ( $\sigma_{\phi} \approx 1$  радиан для GPS,  $\sigma_{\phi} \approx 1,2$  рад для ГЛОНАСС).

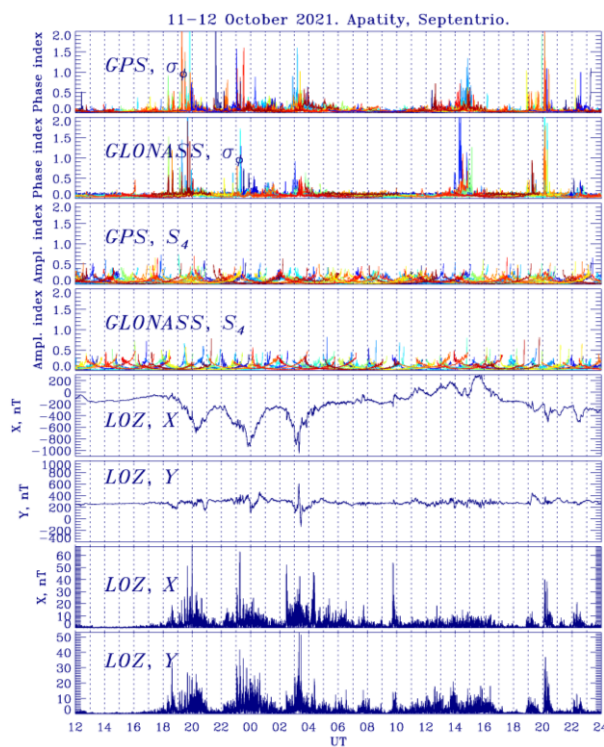
Из рисунка 3 видна корреляция роста фазовых сцинтилляций с ростом амплитуды геомагнитных пульсаций. Амплитуда УНЧ волн достигает значения 150–250 нТл для X и Y компонент геомагнитного поля. Возмущений амплитудного индекса сцинтилляций, определяемого по данным спутников GPS и ГЛОНАСС, во время этих возмущений не наблюдается.

### 3.2. Событие 11–12 октября 2021 г.

Эта магнитная буря была вызвана высокоскоростным потоком солнечного ветра (CIR - corotating region взаимодействия). Это магнитная буря средней интенсивности (SYM-H  $\approx -72$  нТл). Скорость солнечного ветра превышала значение 500 км/с. AE-индекс достигал значения 2600 нТл (рис. 2).



**Рисунок 3.** Фазовый ( $\sigma_{\phi}$ ) и амплитудный индексы сцинтилляций ( $S_4$ ) по данным GPS и ГЛОНАСС спутников; вариации X и Y-компонент геомагнитного поля на ст. Ловозеро; амплитуда УНЧ волн в X и Y-компонентах на ст. Ловозеро 03-04.11.2021.



**Рисунок 4.** Фазовый ( $\sigma_{\phi}$ ) и амплитудный индексы сцинтилляций ( $S_4$ ) по данным GPS и ГЛОНАСС спутников; вариации X и Y-компонент геомагнитного поля на ст. Ловозеро; амплитуда УНЧ волн в X и Y-компонентах на ст. Ловозеро 11-12.10.2021.

Во время этой магнитной бури SYM-H индекс испытывал заметные вариации, вызванные поворотом Vz-компоненты ММП к северу. На станции Ловозеро последовательно наблюдались 3 геомагнитные суббури:

около 20 UT, 00 UT, 03 UT. Амплитуда самой крупной суббури составила около 800 нТл в X-компоненте геомагнитного поля (рис. 4). Только третья суббуря сопровождалась сильным геомагнитным возмущением Y-компоненты. Все эти суббури вызывают сильные фазовые сцинтилляции как для GPS, так и для ГЛОНАСС спутников ( $\sigma_{\phi} \approx 1,5-2$  рад). Для этого события также наблюдалось заметное увеличение индекса фазовых сцинтилляций не только в ночном, но и в дневном секторе 12 октября 2021 г., в 14-16 UT ( $\sigma_{\phi} \approx 1,5-2$  рад для GPS,  $\sigma_{\phi} \approx 2$  радиан для ГЛОНАСС). Увеличение фазового индекса сцинтилляций в дневном секторе обусловлено положительной бухтой в геомагнитном поле ( $\Delta X = 200$  нТл). Анализ показывает, что увеличение  $\sigma_{\phi}$  не коррелирует напрямую с амплитудой геомагнитного возмущения. Например, магнитная суббуря 11 октября в 20–21 UT с амплитудой около 600 нТл (X-компонента) привела к более заметному увеличению фазового индекса сцинтилляций ( $\sigma_{\phi} \approx 2$  рад), чем суббуря 12 октября в 03–04 UT с амплитудой 800-900 нТл ( $\sigma_{\phi} \approx 1,5$  рад). Таким образом, геомагнитное возмущение меньшей амплитуды может приводить к более высоким значениям фазового индекса сцинтилляций.

Рост фазовых сцинтилляций коррелирует с ростом амплитуды геомагнитных пульсаций. УНЧ волны могут приводить к высыпанию авроральных частиц, вызывающих неоднородности в распределении ионосферной плазмы. Амплитуда УНЧ волн достигает значения 50 нТл для X и Y компонент геомагнитного поля. Но некоторые скачки фазовых сцинтилляций не коррелируют с ростом амплитуды УНЧ волн. Таким образом, ионосферные возмущения, приводящие к сцинтилляциям ГНСС сигналов, могут быть вызваны и другими механизмами. Установлено, что наиболее сильные сцинтилляции совпадают по времени с ростом амплитуды УНЧ волн.

#### 4. Выводы

В данной работе проведено сравнение влияния суббурь и дневных геомагнитных возмущений на сцинтилляции ГЛОНАСС/GPS сигналов во время двух типов магнитных бурь (СМЕ и CIR) с использованием приемника Septentrio PolaRx5 в Апатитах (Мурманская область, Россия). Анализ показывает, что заметное увеличение фазовых сцинтилляций ( $\sigma_{\phi} \approx 2$ ) на спутниках ГЛОНАСС и GPS происходит не только во время ночных суббурь, но и во время дневных геомагнитных возмущений, связанных с положительными магнитными бухтами. Рост фазового индекса сцинтилляций не всегда пропорционален амплитуде геомагнитных возмущений. Геомагнитное возмущение меньшей амплитуды может привести к более высоким значениям фазового индекса сцинтилляций. Увеличение амплитудного индекса сцинтилляций для ГЛОНАСС/GPS сигналов во время рассматриваемых событий не обнаружено. Обнаружена корреляция уровня фазовых сцинтилляций с ростом амплитуды УНЧ волн (Pi3, Pi2 пульсации). Наиболее сильные фазовые сцинтилляции совпадают с появлением дуги полярных сияний (ориентированной с востока на запад и зарегистрированной камерой всего неба на станции Ловозеро) и с появлением УНЧ волн. Этот факт подтверждает важную роль УНЧ волн в генерации дуг полярных сияний.

**Благодарность.** Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 18-77-10018 (Белаховский В.Б.).

#### Литература

- Basu S., Groves K.M., Basu S., Sultan P.J. Specification and forecasting of scintillations in communication/navigation links: Current status and future plans // *Journal of Atmosph. Solar-Terr. Phys.*, 64 (16), 1745–1754, 2002.
- Belakhovsky V.B., Jin Y., Miloch W.J. Influence of different types of ionospheric disturbances on GPS signals at polar latitudes // *Annales Geophysicae*, 39, 687–700, 2021.
- Gonzalez W.D., Joselyn J.A., Kamide Y., Kroehl H.W., Rostoker G., Tsurutani B.T., Vasyliunas V.M. What is a geomagnetic storm? // *Journal of Geophysical Research*, 99, A4, 5771-5792, 1994.
- Hosokawa K., Otsuka Y., Ogawa Y., Tsugawa T. Observations of GPS scintillation during an isolated auroral substorm // *Progress in Earth and Planetary Science*, 1, 16, 2014.
- Kintner P.M., Ledvina B.M., De Paula E.R. GPS and ionospheric scintillations // *Space Weather*, 5, S0900, 2007.
- Kokubun S., McPherron R.L., Russell C.T. Triggering of substorms by solar wind discontinuities // *J. Geophys. Res.*, 82, 74–86, 1977.
- Prikryl P., Jayachandran P.T., Mushini S.C. et al. GPS TEC, scintillation and cycle slips observed at high latitudes during solar minimum // *Ann. Geophys.*, 28, 1307–1316, 2010.

DOI: 10.51981/2588-0039.2022.45.026

## ОЦЕНКА ПРИМЕНИМОСТИ ИМПЕДАНСНОГО ПОДХОДА В ВЫСОКИХ ШИРОТАХ ВБЛИЗИ МАГНИТОСФЕРНЫХ ИСТОЧНИКОВ ЕСТЕСТВЕННОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ

В.А. Любчич, Ю.А. Шаповалова

Полярный геофизический институт, Мурманск, Россия; e-mail: [lubchich@yandex.ru](mailto:lubchich@yandex.ru); [yulia@pgi.ru](mailto:yulia@pgi.ru)

### Аннотация

Импедансный подход нашел широкое применение в практике геофизических работ в Арктических районах, являясь основой метода магнитотеллурического зондирования (МТЗ) земной коры. Однако, проведение работ методом МТЗ в высоких широтах имеет ряд особенностей, связанных с распределением источников естественного электромагнитного поля. В арктической зоне кроме грозовых источников излучения, расположенных в экваториальной области Земли, имеют влияние еще и магнитосферные источники, например, система горизонтальных полярных токов, текущих в высокоширотной ионосфере (электроджеты). Проведенные исследования были направлены на оценку применимости импедансного подхода для электромагнитных волн КНЧ-диапазона от магнитосферных источников в высоких широтах. Были проведены модельные расчеты горизонтальных компонент электромагнитного поля на земной поверхности от заданных источников в высокоширотной ионосфере, а именно, вертикального магнитного диполя, горизонтального электрического диполя и горизонтальной токовой длинной линии, моделировавшей фрагмент электроджета. Вследствие предполагаемой близости источника поля от точки наблюдения использовалась горизонтально-слоистая модель электропроводности атмосферы и ионосферы. Результаты моделирования показали, что частотный диапазон применимости импедансного подхода зависит от электропроводности земной коры.

**Ключевые слова:** импеданс, полярные токи в ионосфере, магнитотеллурическое зондирование

### Описание модельного эксперимента

Импедансный подход нашел широкое применение в практике геофизических работ в Арктических районах, являясь основой метода магнитотеллурического зондирования (МТЗ) земной коры [1]. Однако, проведение работ методом МТЗ в высоких широтах имеет ряд особенностей, связанных с распределением источников естественного электромагнитного поля. Основным источником поля в крайне низкочастотном (КНЧ) диапазоне принято считать очаги грозовой активности, расположенные в экваториальной области Земли. В арктической же зоне кроме грозовых источников излучения имеют влияние еще и магнитосферные источники, например, система горизонтальных полярных токов (электроджеты) [2], текущих в высокоширотной ионосфере на высотах около 110 км. Зона распространения данных токов может располагаться над северной частью Кольского полуострова.

С целью исследования применимости импедансного подхода для электромагнитных волн КНЧ-диапазона от магнитосферных источников в высоких широтах были проведены модельные расчеты горизонтальных компонент электромагнитного поля на земной поверхности от заданных модельных источников в ионосфере, а именно, вертикального магнитного диполя, горизонтального электрического диполя и горизонтальной токовой длинной линии, моделировавшей фрагмент электроджета. Длина линии была принята 300 км. Вследствие близости источника поля от предполагаемой точки наблюдения использовалась горизонтально-слоистая модель электропроводности атмосферы и ионосферы, параметры которой представлены в таблице 1. Модель основывалась на результатах исследований электропроводности атмосферы и ионосферы, изложенных в работе [3]. При моделировании источник электромагнитного поля находился на высоте 110 км. Точка наблюдения на земной поверхности располагалась на расстояниях 5, 50, 85, 500 км от центра источника в ортогональном простиранию токовой линии направлении. Частота электромагнитного поля, излучаемого источниками, составляла 0.1, 0.5, 1, 5, 10, 50 Гц. Удельное сопротивление земной коры  $\rho_E$  принималось равным 10000, 1000, 100 и 10 Ом\*м.

По результатам модельных вычислений амплитуд горизонтальных компонент электрического  $E_x$  и магнитного  $H_y$  полей на земной поверхности от заданного источника в ионосфере определялось значение импеданса  $Z_{xy}$ :

$$Z_{xy} = E_x / H_y .$$

Значения модуля импеданса затем пересчитывались в значения кажущегося сопротивления среды  $\rho_k$ ,

которое сравнивалось с модельным значением удельного сопротивления земной коры  $\rho_k$ :

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

где  $\omega$  – круговая частота электромагнитного поля,  $\mu$  – магнитная проницаемость среды.

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

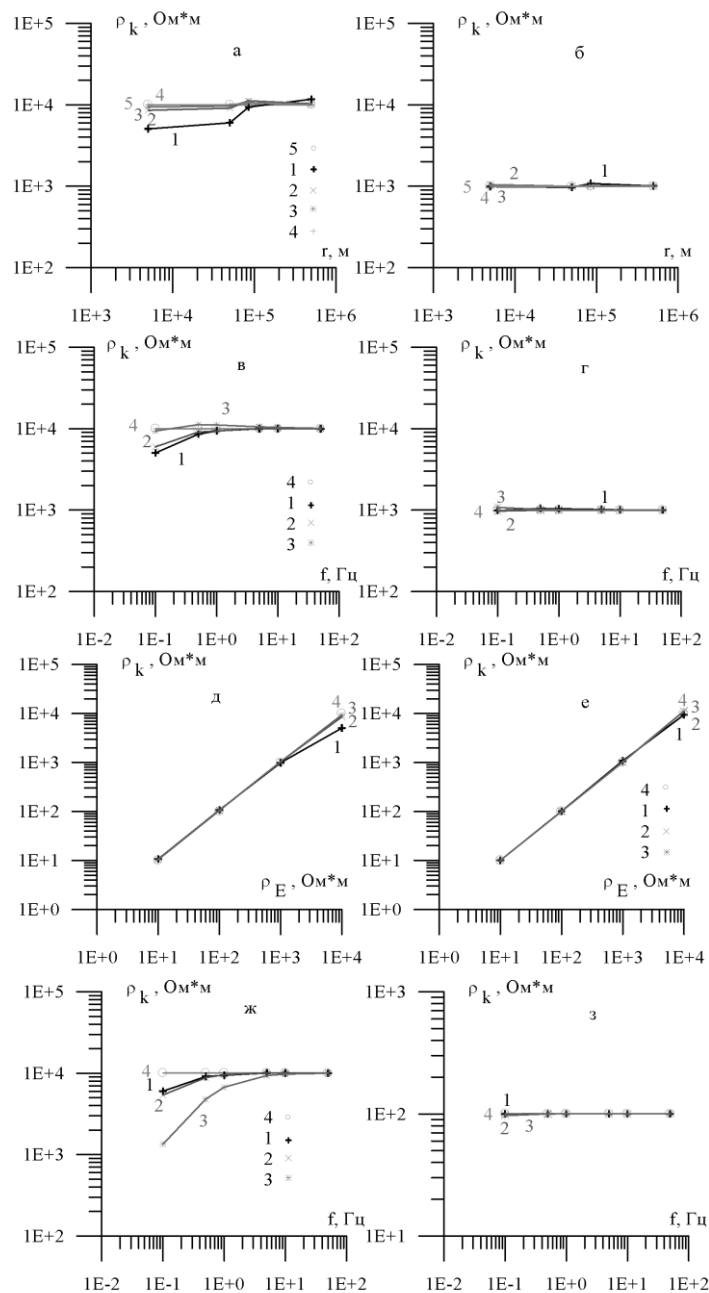
№	Описание слоя	Вертикальные границы слоя z, км	Удельное сопротивление слоя $\rho$ , Ом*м
1	Земная кора	-30 – 0	10000; 1000; 100; 10
2	Нижняя атмосфера	0 – 30	$10^{12}$
3	Верхняя атмосфера	30 – 60	$10^{10}$
4	D-область ионосферы	60-90	$10^8$
5	E-слой ионосферы (нижняя часть)	90-110	$10^6$
6	E-слой ионосферы (верхняя часть)	110-130	$10^5$

### Результаты моделирования

Значения импеданса на земной поверхности при модельных вычислениях зависели от трех входных параметров – частоты электромагнитного поля  $f$ , излучаемого источником, горизонтального расстояния от источника до точки наблюдения  $r$  и удельного сопротивления земной коры  $\rho_k$ . Выбор диапазона модельных частот от 0.1 до 50 Гц был обусловлен реальным диапазоном частот, используемых в практике проведения геофизических работ методом МТЗ, а также полосой пропускания индукционных магнитометров, разработанных в ПГИ и применявшихся при проведении экспериментальных работ на Кольском полуострове. Вследствие того, что зона распространения горизонтальных полярных токов (электроджетов) может захватывать северные районы Кольского полуострова, модельные расстояния от источника до точки наблюдения выбирались в 5 км, что соответствует северным районам полуострова вблизи от магнитосферных источников естественного электромагнитного поля, 50 и 85 км, что соответствует центральному району полуострова, и 500 км, что соответствует южным районам полуострова на значительном удалении от источника. Важным параметром является удельное сопротивление земной коры. Так большая часть Кольского полуострова представлена кристаллическим Балтийским щитом, для горных пород которого удельное сопротивление составляет 10000 Ом\*м и выше. Но в районе полуостровов Рыбачий и Средний, расположенных в переходной зоне от пород Балтийского щита к осадочным породам южной части Баренцевоморской плиты, имеется осадочный чехол, удельное сопротивление пород которого может составлять 10, 100 или 1000 Ом\*м. Этим обстоятельством и выбран диапазон модельных значений сопротивления земной коры. В работе в качестве основного источника электромагнитного поля была выбрана горизонтальная длинная токовая линия, моделировавшая фрагмент электроджета. Но кроме того, модельные расчеты выполнялись и для горизонтального электрического диполя, такой источник может возникать при образовании локальных мелкомасштабных неоднородностей концентрации заряженных частиц в ионосфере, а также для вертикального магнитного диполя, такой источник соответствует вращательным движениям заряженных частиц вокруг силовых линий магнитного поля. Результаты моделирования представлены на рис. 1. По результатам выполненных модельных вычислений можно сделать следующие выводы.

Из рис. 1а видно, что значения кажущегося сопротивления  $\rho_k$ , вычисленные через импеданс для частоты электромагнитного поля  $f = 0.1$  Гц, в случае высокоомных пород (10000 Ом\*м) приближаются к модельным значениям удельного сопротивления земной коры  $\rho_k$  на расстояниях от источника  $r$  порядка 85 км и больше. С повышением частоты кривая кажущегося сопротивления все ближе приближается к модельным значениям сопротивления, для частот выше 0.5 Гц импедансный подход дает хорошие результаты. Но как показывает рис. 1б, результаты модельных вычислений сильно зависят от удельного сопротивления подстилающих пород. Так при удельном сопротивлении земной коры  $\rho_k = 1000$  Ом\*м импедансный подход полностью применим во всем диапазоне рассматриваемых частот  $f$  и горизонтальных расстояний  $r$ .





**Рисунок 1.** Графики зависимости кажущегося сопротивления среды  $\rho_k$ , рассчитанные через значения импеданса: *a* - от расстояния до источника  $r$  при удельном сопротивлении земной коры  $\rho_E=10000$  Ом\*м; *б* - при удельном сопротивлении земной коры  $\rho_E=1000$  Ом\*м (на графиках *a* и *б* цифрами обозначены кривые 1 – для частоты электромагнитного поля  $f = 0.1$  Гц, 2 -  $f = 0.5$  Гц, 3 -  $f = 1$  Гц, 4 -  $f = 5$  Гц, 5 – прямая соответствующая значению удельного сопротивления земной коры); *в* - от частоты электромагнитного поля  $f$  при  $\rho_E=10000$  Ом\*м; *г* - при  $\rho_E=1000$  Ом\*м (на графиках *в* и *г* цифрами обозначены кривые 1 – для точки наблюдения, удаленной от источника на расстояние  $r = 5$  км, 2 -  $r = 50$  км, 3 -  $r = 85$  км, 4 – прямая соответствующая значению удельного сопротивления земной коры); *д* - от значений удельного сопротивления земной коры  $\rho_E$  для точки наблюдения на расстоянии  $r = 5$  км от источника; *е* - для точки наблюдения на расстоянии  $r = 85$  км (на графиках *д* и *е* цифрами обозначены кривые 1 – для частоты электромагнитного поля  $f = 0.1$  Гц, 2 -  $f = 0.5$  Гц, 3 -  $f = 1$  Гц, 4 – прямая соответствующая значениям удельного сопротивления земной коры); *ж* - от частоты электромагнитного поля  $f$  для точки наблюдения на расстоянии  $r = 50$  км от источника при  $\rho_E=10000$  Ом\*м; *з* - при  $\rho_E=100$  Ом\*м (на графиках *ж* и *з* цифрами обозначены кривые 1 – для источника в виде горизонтальной длинной токовой линии, 2 - для источника в виде горизонтального электрического диполя, 3 - для источника в виде вертикального магнитного диполя, 4 – прямая соответствующая значению удельного сопротивления земной коры).

На рис. 1в и 1г представлены частотные зависимости кажущегося сопротивления  $\rho_k$  для разных значений параметра  $r$ . Из рис. 1в видно, что в случае кристаллических пород Балтийского щита ( $10000 \text{ Ом}^*\text{м}$ ) импедансный подход применим на расстояниях от источника порядка 85 км. В случае же более низкоомных пород осадочного чехла импедансный подход применим даже вблизи от источника (рис. 1г).

На рис. 1д и 1е представлены зависимости значений кажущегося сопротивления  $\rho_k$  от значений удельного сопротивления земной коры  $\rho_E$ . Как видно из рисунка 1д, только для частот электромагнитного поля ниже 0.5 Гц, вблизи от источника ( $r = 5 \text{ км}$ ), в случае высокого сопротивления земной коры (более  $1000 \text{ Ом}^*\text{м}$ ), кривая кажущегося сопротивления отклоняется от прямой, соответствующей модельным значениям удельного сопротивления земной коры.

На рис. 1ж и 1з представлены результаты моделирования для разных типов источников электромагнитного поля (расстояние от источника  $r = 50 \text{ км}$ ). Как видно из рисунка 1ж, результаты для горизонтального электрического диполя близки к результатам для длинной токовой линии. В то же время, для вертикального магнитного диполя значения кажущегося сопротивления  $\rho_k$  наиболее сильно отличаются от модельных значений удельного сопротивления земной коры на частотах ниже 5 Гц (рис. 1ж). Однако, это обстоятельство характерно в случае высокоомных пород кристаллического Балтийского щита ( $\rho_E = 10000 \text{ Ом}^*\text{м}$ ). В случае же пород осадочного чехла с низким удельным сопротивлением ( $\rho_E = 100 \text{ Ом}^*\text{м}$ ) импедансный подход применим для всех типов рассматриваемых источников электромагнитного поля (рис. 1з).

## Вывод

Использование метода МТЗ, основанного на импедансном подходе, в высокоширотных районах Арктики для электромагнитных зондирований низкоомного осадочного чехла вполне оправданно. При экспериментальных работах в пределах кристаллического Балтийского щита близость магнитосферных источников естественного электромагнитного поля может оказывать влияние на результаты интерпретации измерений в случае малых горизонтальных расстояний  $r$  от источника (менее 85 км) и в случае низких частот  $f$  (менее 0.5 Гц).

## Список литературы

1. Бердичевский М.Н., Дмитриев В.И., Модели и методы магнитотеллурики. - М.: Научный мир, 2009. 680 с.
2. Ратклифф Дж., Введение в физику ионосферы и магнитосферы. - М.: Мир, 1975. 296 с.
3. Denisenko V.V., Rycroft M.J., Harrison R.G., Mathematical simulation of the ionospheric electric field as a part of the global electric circuit // Surveys in Geophysics. 2019. V. 40. Is. 1. P. 1-35.

DOI: 10.51981/2588-0039.2022.45.027

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОННОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ В АВРОРАЛЬНОЙ ЗОНЕ

Вера Николаева<sup>1</sup> и Евгений Гордеев<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Арктический и антарктический научно-исследовательский институт, Санкт-Петербург,  
Россия; e-mail: nikolaeva.vera@gmail.com

<sup>2</sup>Санкт-Петербургский Государственный Университет, Санкт-Петербург, Россия;  
e-mail: evgeny.i.gordeev@spbu.ru

### Аннотация

Модель авроральной ионосферы (AIM-E) предназначена для расчета химического состава в E-слое высокоширотной ионосферы и учитывает влияние крайнего УФ излучения Солнца и высыпания электронов магнитосферного происхождения, что чрезвычайно важно для авроральной ионосферы, особенно в возмущенных геомагнитных условиях. Чтобы увеличить точность таймирования модели AIM-E при моделировании динамики состояния ионосферы в ходе геомагнитных бурь и суббурь, мы предлагаем параметризовать эмпирическую модель высыпаний электронов OVATION-Prime с помощью наземного геомагнитного индекса PC. Это дает следующие преимущества: (1) поскольку индекс PC отражает геоэффективные условия солнечного ветра, появляется возможность проводить ионосферные расчеты с входными данными, максимально приближенными к актуальным геомагнитным условиям; (2) оперативно оценивать текущую геомагнитную обстановку, поскольку индекс PC доступен в режиме реального времени с минутным временным разрешением.

### Введение

Многие теоретические и практические задачи, связанные с высокоширотной ионосферой, требуют комплексного анализа регулярных наземных и космических измерений в сочетании с численным моделированием геофизических процессов. Модель авроральной ионосферы (AIM-E) (Nikolaeva et al., 2021) разработана для оценки параметров высокоширотной E-области ионосферы и учитывает поток крайнего солнечного УФ-излучения и высыпания электронов магнитосферного происхождения. Оба источника ионизации могут задаваться с использованием спутниковых измерений или эмпирических моделей.

Эмпирическая модель высыпаний электронов OVATION-Prime (Newell et al., 2010) интегрирована в модель AIM-E для оценки глобального распределения высыпающихся частиц и может применяться для описания крупномасштабной динамики ионосферы в авроральной зоне. PC-индекс был применен в качестве входного параметра для оценки энергетических характеристик потоков высыпаний электронов в модели OVATION-Prime и соответственно стал управляющим параметром, регулирующим высыпания электронов в модели ионосферы AIM-E (PC) (Nikolaeva et al., 2022). PC-индекс был впервые предложен (Troshichev et al., 1988) в качестве меры геомагнитной активности в полярной шапке. Данный индекс нормирован на электрическое поле солнечного ветра (Kann and Lee, 1979) и рассчитывается по горизонтальной составляющей геомагнитных возмущений в северной и южной полярных шапках на станциях Туле (Дания) и Восток (Антарктида). (Liou et al., 2003) показали тесную связь вариаций геомагнитного индекса PC с высыпаниями авроральных электронов: от 48% (лето) до 59% (зима) изменений 1-минутного PC-индекса соотносится с изменением мощности аврорального сияния в полушарии, вызванного продольными токами, связанными с высыпанием частиц.

Результаты моделирования AIM-E с использованием OVATION-Prime (PC) демонстрируют хорошее согласие с данными радара некогерентного рассеяния (EISCAT UHF, Tromsø) и данными вертикального зондирования в арктической зоне (Nikolaeva et al., 2022). Модель хорошо воспроизводит электронное содержание в вертикальном столбе (90—140 км) и критическую частоту спорадического слоя E, сформировавшегося за счет высыпающихся электронов. AIM-E (PC) может применяться для мониторинга спорадического слоя E в режиме реального времени и во всей высокоширотной ионосфере, включая авроральную и субавроральную зоны.

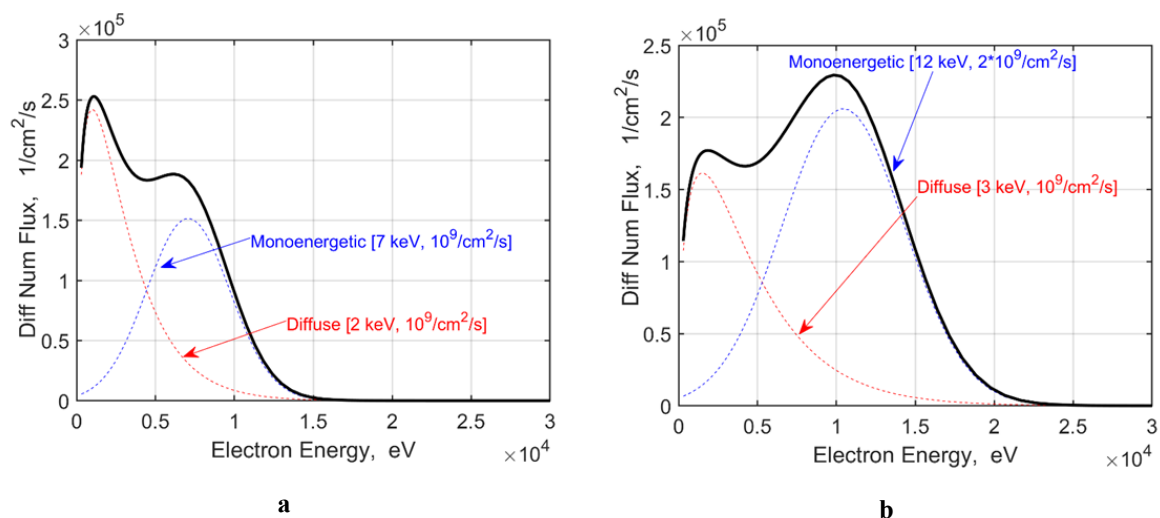
### Модель AIM-E (PC)

Auroral Ionosphere Model (AIM-E) рассчитывает концентрацию малых нейтральных компонент, ионов и электронов в диапазоне высот от 90 до 140 км в высоких широтах. Модель способна воспроизводить ионосферный отклик на геомагнитные бури и суббури с достаточной точностью и может быть использована

для описания динамики химического состава в овале полярных сияний в возмущенные периоды (Nikolaeva et al., 2021).

Эмпирическая модель высыпаний OVATION-Prime, интегрированная в AIM-E, позволяет получить пространственное распределение параметров электронных высыпаний в высоких широтах ( $MLAT = 50^\circ - 90^\circ$ ) на дискретной сетке ( $MLT \times MLAT = 0.25 \times 0.25^\circ$ ). Модель основана на данных о частицах спутников DMSP за два солнечных цикла. Спутниковые данные были нормированы на параметры солнечного ветра (СВ) из открытой базы данных OMNI (<https://omniweb.gsfc.nasa.gov/ow.html>). Однако, точность параметризации на основе данных OMNI страдает по двум основным причинам: (1) параметры СВ, измеренные в точке Лагранжа L1, не всегда являются геоэффективными (не одинаковы в L1 и на околоземной орбите), а в 20% случаев вообще не взаимодействуют с магнитосферой Земли (Vokhmyanin et al., 2019); (2) пространственное распределение и энергетический спектр высыпающихся частиц существенно зависят от внутримангитосферных процессов, другими словами, при схожих условиях СВ состояние магнитосферы и, следовательно, ее взаимодействие с ионосферой может резко различаться от случая к случаю (Troshichev, 2017). Для оценки параметров высокоширотной ионосферы мы использовали геомагнитный индекс PC, который является показателем поступления энергии СВ в магнитосферу Земли (Резолюция XXII Ассамблеи МАГА, 2013), в качестве входного параметра в модель высыпаний OVATION-Prime, как это показано в (Nikolaeva et al., 2022).

Для расчета вертикального распределения ионосферных параметров недостаточно средних характеристик частиц, получаемых по модели OVATION-Prime. Дифференциальные потоки электронов были реконструированы по величине потока и средней энергии для: (1) диффузных электронов, предполагая максвелловское распределение спектра и (2) моноэнергетических электронных пучков, используя нормальное распределение с дисперсией равной половине разности центральных энергий между каналами, соседними с каналом средней энергии пучка (в соответствии с критериями определения моноэнергетического пучка в работе Newell et al., 2009). Примеры реконструкции дифференциальных потоков электронов по различным средним величинам для диффузных (красные линии) и моноэнергетических (синие линии) электронов показаны на рисунке 1. Черными линиями показан суммарный дифференциальный поток электронов, являющийся входным параметром для ионосферных расчетов по модели AIM-E (PC).



**Рисунок 1.** Примеры восстановления дифференциальных спектров электронов: черные линии — суммарный спектр диффузных и моноэнергетических высыпаний; красные и синие линии — дифференциальный поток энергий диффузных и моноэнергетических электронов в предположении максвелловского и нормального распределения соответственно. **а** — средняя энергия диффузных электронов 2 кэВ, суммарный поток электронов  $10^9 \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ ; средняя энергия моноэнергетических электронов 7 кэВ, суммарный поток электронов  $10^9 \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ . **б** — средняя энергия диффузных электронов 3 кэВ, суммарный поток электронов  $10^9 \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ ; средняя энергия моноэнергетических электронов 12 кэВ, суммарный поток электронов  $2 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ .

### Сравнение расчетов моделей AIM-E (PC), CTIPe и IRI-2016 с данными радара EISCAT

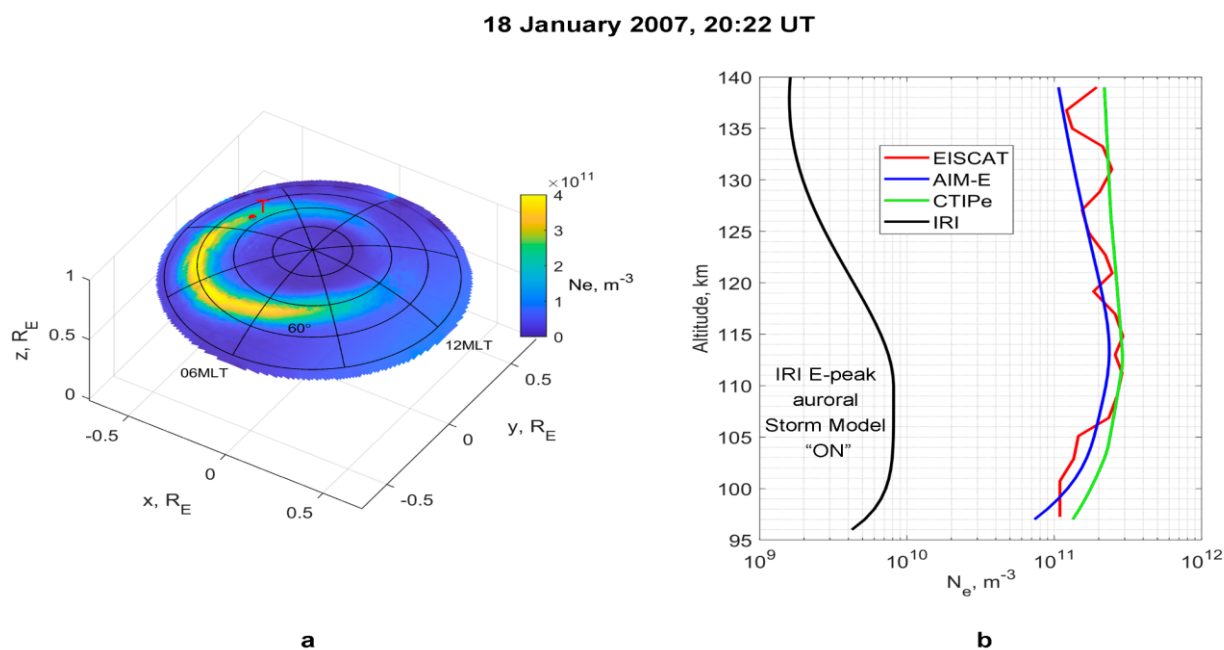
Результаты расчетов вертикального распределения электронной концентрации по модели AIM-E (PC) были сопоставлены с данными радара некогерентного рассеяния EISCAT (<https://portal.eiscat.se/madrigal/>) и расчетами по моделям CTIPe (Codrescu et al., 2008) и IRI-2016 (Bilitza et al., 2017).

*Coupled Thermosphere Ionosphere Plasmasphere Electrodynamics Model (CTIPe)* это глобальная модель ионосферы, которая рассчитывает концентрацию электронов, нейтралов и ионов в диапазоне высот от 90 до

2000 км. STIPe состоит из четырех отдельных блоков: (1) модель глобальной термосферы; (2) модель высокоширотной ионосферы; (3) – модель ионосферы/плазмосферы средних и низких широт; (4) электродинамический расчет глобального динамо-электрического поля. Входными параметрами STIPe являются плотность СВ, скорость и компоненты ММП со спутников DSCOVR или ACE (<https://www.swpc.noaa.gov/>) для режима реального времени или данные OMNI для моделирования исторических событий. Версия модели CCMC имеет временное разрешение 15 минут.

Модель *International Reference Ionosphere (IRI)* это эмпирическая модель, представляющая собой синтез большинства имеющихся наземных и космических измерений характеристик ионосферы. IRI представляет собой среднемесячные концентрации и температуры электронов и ионов в диапазоне высот 50–2000 км и является справочной моделью ионосферы. Версия модели IRI-2016, использованная в данной работе, является ее последней модификацией. IRI-2016 позволяет активировать “режим бури” (*Mertens et al., 2013*), разработанный специально для более корректных расчетов параметров E-области ионосферы в высоких широтах во время геомагнитных возмущений.

Сопоставление модельных расчетов с измерениями радара было выполнено для суббури 18 января 2007 г. наблюдаемой с 18:00–21:00 UT с увеличением индекса AE до 450 нТл. На Рис. 2а показано распределение электронной концентрации в максимуме E-слоя, полученное по модели AIM-E, во всей авроральной зоне для 20:22 UT. Величина электронной концентрации в области наиболее интенсивных высыпаний электронов достигает  $4 \cdot 10^{11} \text{ м}^{-3}$ . Красной точкой обозначено месторасположение радара некогерентного рассеяния EISCAT. Видно, что радар располагается на границе авроральной зоны и электронная концентрация в максимуме слоя составляет  $2.4 \cdot 10^{11} \text{ м}^{-3}$ . Во время рассматриваемого события радар *EISCAT, Tromso* ( $69^\circ 350 \text{ N}$ ,  $19^\circ 130 \text{ E}$ ) работал по программе зондирования ARC1: диапазон высот: 96–422 км; шаг по высоте: 0.9 км; разрешение по времени: 0.44 с; антенна направлена в магнитный зенит.



**Рисунок 2. а** — карта пространственного распределения электронной концентрации в максимуме слоя E для 18 января 2007 г., 20:22 UT. Красной точкой обозначено месторасположение радара некогерентного рассеяния EISCAT (Тромсе, Норвегия). Система координат — солнечно-магнитная (SM); **б** — вертикальное распределение электронной концентрации, рассчитанной по трем моделям и измеренной радаром некогерентного рассеяния, в диапазоне высот от 96 до 140 км для 18 января 2007 г., 20:22 UT. Синяя, зеленая и черная линии — расчеты по моделям AIM-E (PC), STIPe и IRI-2016 соответственно; красная линия — данные радара некогерентного рассеяния EISCAT, Tromso.

На Рис. 2б приведены вертикальные профили электронной концентрации, рассчитанные по трем моделям и измеренные радаром некогерентного рассеяния в диапазоне высот от 96 до 140 км. Модель STIPe (зеленая линия) с 15-минутными входными данными СВ, а также модель AIM-E (синяя линия) достаточно хорошо описывают вертикальное распределение электронной концентрации в E-слое высокоширотной ионосферы и показывают незначительное расхождение с данными радара некогерентного рассеяния (красная линия). Однако модель IRI-2016 (с включенным “режимом бури”) во всем исследуемом диапазоне высот недооценивает электронную концентрацию более чем на порядок и расходится с наблюдениями в среднем в 35 раз.

## Заключение

Использование PC-индекса в качестве входного параметра в модели AIM-E (PC) позволяет учитывать актуальный поток энергии солнечного ветра в магнитосферу Земли. Этот фактор обеспечивает более точное таймирование динамических процессов в авроральной ионосфере, что особенно важно во время геомагнитных бурь и суббурь. AIM-E (PC) не зависит от космических наблюдений, поэтому модель может работать даже при отсутствии данных о солнечном ветре, основываясь только на данных наземных магнитных наблюдений в полярных шапках.

Модель AIM-E с PC-индексом в качестве входного параметра наряду с моделью STIPE может быть использована в авроральной зоне для количественной оценки распределения электронной концентрации во время геомагнитных возмущений, в отличие от модели IRI-2016, показывающей сильно заниженные величины относительно измерений радара некогерентного рассеяния.

## Благодарности

Авторы благодарны за предоставленные данные, использованные в работе. Индекс PC для северного и южного полушарий доступен на <http://pcindex.org/archive>. Данные радара некогерентного рассеяния EISCAT доступны в базе данных Madrigal (<https://portal.eiscat.se/madrigal/>). Моделирование STIPE и IRI-2016 выполнялось с использованием ресурсов Community Coordinated Modeling Center (CCMC) (<https://ccmc.gsfc.nasa.gov/>).

## Финансирование

Работа Николаевой В.Д. выполнена в рамках плана научно-исследовательских и технологических работ НИУ Росгидромета, п. 6.1. «Развитие и модернизация технологий мониторинга геофизической обстановки над территорией Российской Федерации и Арктики». Работа Гордеева Е.И. выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, соглашение № 075-15-2021-583.

## Литература

- Bilitza D., Altadill D., Truhlik V., Shubin V., Galkin I., Reinisch B., Huang X. (2017). International Reference Ionosphere 2016: From ionospheric climate to real-time weather predictions. *Space Weather*, 15(2), 418-429.
- Codrescu M.V., Fuller-Rowell T.J., Munteanu V., Minter C.F., Millward G.H. (2008). Validation of the coupled thermosphere ionosphere plasmasphere electrodynamics model: STIPE-mass spectrometer incoherent scatter temperature comparison. *Space Weather*, 6(9), S09005.
- Kan J.R., Lee L.C. (1979). Energy coupling function and solar wind-magnetosphere dynamo. *Geophysical Research Letters*, 6(7), 577-580.
- Liou K., Carbary J.F., Newell P.T., Meng C.-I., Rasmussen O. (2003). Correlation of auroral power with the polar cap index. *J. Geophys. Res.*, 108(A3), 1108, doi:10.1029/2002JA009556
- Mertens C.J., Xu X., Bilitza D., Mlynczak M.G., Russell III, J.M. (2013). Empirical STORM-E model: I. Theoretical and observational basis. *Advances in Space Research*, 51(4), 554-574.
- Newell P.T., Sotirelis T., Wing S. (2009). Diffuse, monoenergetic, and broadband aurora: The global precipitation budget. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 114(A9), A09207.
- Newell P.T., Sotirelis T., Wing S. (2010). Seasonal variations in diffuse, monoenergetic, and broadband aurora. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 115(A3), A03216. <https://doi.org/10.1029/2009JA014805>
- Nikolaeva V., Gordeev E., Sergienko T., Makarova L., Kotikov A. (2021). AIM-E: E-Region Auroral Ionosphere Model. *Atmosphere*, 12(6), 748. <https://doi.org/10.1007/s11207-020-01752-7>
- Nikolaeva V., Gordeev E., Nikolaev A., Rogov D., Troshichev O. (2022). Auroral Ionosphere Model with PC Index as an Input. *Atmosphere*, 13(3), 402.
- OMNI/OMNIWEB Data and Service. Available online: <https://omniweb.gsfc.nasa.gov/ow.html> (accessed on 12 July 2022).
- Space Weather Prediction Center of National Oceanic and Atmospheric Administration (NOAA). Available online: <https://www.swpc.noaa.gov/> (accessed on 12 July 2022).
- The EISCAT incoherent scattering radar data (Madrigal Database) (<https://portal.eiscat.se/madrigal/>) (accessed on 12 July 2022).
- Troshichev O.A., Andrezen V.G., Vennerstrøm S., Friis-Christensen E. (1988). Magnetic activity in the polar cap—A new index. *Planetary and space science*, 36(11), 1095-1102. [https://doi.org/10.1016/0032-0633\(88\)90063-3](https://doi.org/10.1016/0032-0633(88)90063-3)
- Troshichev O.A. *Polar Cap Magnetic Activity (PC Index) and Space Weather Monitoring*; Editions Universitaires Europeennes: Saarbrücken, Germany, 2017; p. 140, ISBN 978-3-8381-8012-0.
- Vokhmyanin M.V., Stepanov N.A., Sergeev V.A. (2019). On the evaluation of data quality in the OMNI interplanetary magnetic field database. *Space Weather*, 17(3), 476-486.

DOI: 10.51981/2588-0039.2022.45.028

## ИЗМЕНЕНИЯ ЧАСТОТ ШУМАНОВСКИХ РЕЗОНАНСОВ ВО ВРЕМЯ РЕНТГЕНОВСКОЙ ВСПЫШКИ X8.2 КЛАССА 10 СЕНТЯБРЯ 2017 ГОДА

Ю.В. Поклад, Б.Г. Гаврилов, В.М. Ермак, И.А. Ряховский

ФГБУН Институт динамики геосфер имени академика М.А. Садовского РАН, г. Москва, Россия  
E-mails: poklad@mail.ru, boris.gavrilov34@gmail.com, ryakhovskiy88@yandex.ru

### Аннотация

Солнечные рентгеновские вспышки приводят к увеличению электронной концентрации в нижней ионосфере, которая является верхней стенкой волновода, в котором возбуждаются Шумановские резонансы (ШР). В работе использовались экспериментальные данные полученные в обсерватории «Михнево» ИДГ РАН. Представлены результаты исследования зависимости вариаций частот первых трех мод ШР от потока рентгеновского излучения в различных спектральных диапазонах. Показано, что изменение частоты ШР линейно зависит от логарифма потока рентгеновского излучения в диапазоне 0.01–0.3 нм.

### Введение

Шумановские резонансы (ШР) представляют собой постоянно существующее в земной атмосфере электромагнитное излучение (ЭМИ), спектр которого характеризуется наличием ярко выраженных и достаточно устойчивых частотных максимумов. В 1952 г. W.O. Schuman [*Schumann*, 1952] теоретически предсказал существование резонансных мод на частотах близких к 8, 14, 20 ... Гц, возникающих в результате интерференции низкочастотного ЭМИ в волноводе Земля-ионосфера. Существует множество работ, посвященных этому явлению [*Sentman*, 1995]. Вследствие своей глобальной природы, SR могут надежно регистрироваться в любом регионе на поверхности Земли [*Sentman and Fraser*, 1991; *Price*, 2004] и являются индикатором глобальной грозовой активности на планете [*Heckman et al.*, 1998], так как точные значения частоты пиков спектра ШР связаны с пространственно-временным распределением и интенсивностью гроз [*Nikolaenko et al.*, 1998].

Сигналы SR, возбуждаемые грозowymi разрядами, распространяются в волноводе Земля – ионосфера и несут информацию как об источниках, так и о параметрах распространения электромагнитного излучения Гц диапазона, определяемых свойствами верхней стенки волновода – D областью ионосферы. Это означает, что сильные гелиогеофизические возмущения, такие как, солнечные вспышки, магнитные бури, высыпания высокоэнергетических частиц, приводящие к изменению состояния нижней ионосферы, могут оказывать влияние на параметры ШР [*Schlegel and Fullekrug*, 1999; *Satori et al.*, 2005].

### Экспериментальные результаты и обработка данных

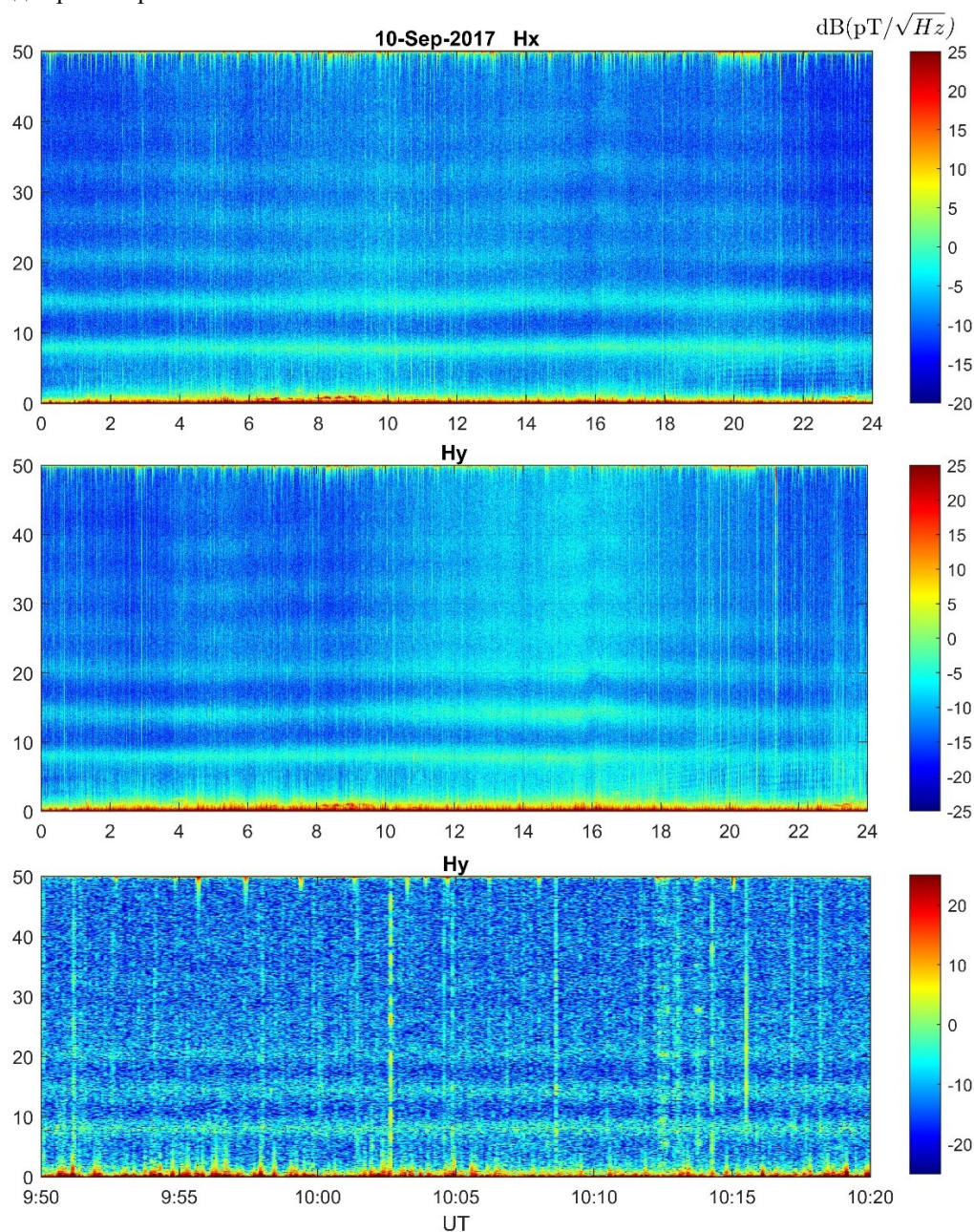
Геофизическая обсерватория «Михнево» ИДГ РАН расположена примерно в 100 км к югу от Москвы (54.96N, 37.76E). Обсерватория располагается на значительном удалении от крупных населенных пунктов и промышленных объектов. С конца 2011 года в ней ведется непрерывная регистрация электромагнитных сигналов в КНЧ/ОНЧ диапазоне. В низкочастотном диапазоне в качестве датчиков используются индукционные магнитометры MFS-06 (фирмы Metronix), ориентированные в направлении магнитный Север-Юг и Запад-Восток. Для геофизической обсерватории «Михнево» местное магнитное поле имеет восточное магнитное склонение величиной в 9 градусов. Регистрация ведется на 10 канальный 24-разрядный логгер ADU-07 с частотой оцифровки 256 Гц. Временная привязка осуществляется средствами GPS с точностью 30 нс. Аппаратура размещена в лесу, на расстоянии около 500 м от ближайших источников промышленной сети. Магнитометры MFS-06 имеют крайне низкий собственный уровень шумов.

Низкий уровень промышленных шумов в ГФО «Михнево», высокая чувствительность и широкий динамический диапазон аппаратуры позволяют принимать сверхслабые сигналы. Все исходные данные за период с 2011 по н.в. хранятся в виде волновых форм на сервере ИДГ РАН. Это позволяет использовать различные методы обработки сигналов.

Пример частотного спектра в диапазоне частот от 0 до 50 Гц, полученного при обработке суточной записи сигнала магнитного поля по компонентам  $H_x$  и  $H_y$  за 10 сентября 2017 г представлена на рисунке 1 (верхняя и средняя панели). На нем хорошо прослеживаются 5-6 первых Шумановских резонансов. После 16 часов в диапазоне 1-15 Гц хорошо видны характерные «восходящие» максимумы, связанные с ионосферным

альвеновским резонатором. Начиная с 18 часов они начинают перекрывать первую моду Шумановского резонатора.

Одними из основных помех при определении параметров Шумановских резонансов являются близкие сферика – сигналы от грозовых разрядов. Т.к. спектр сферика является широкополосным и присутствует в том числе и на Шумановских частотах, то он является помехой при определении параметров Шумановских резонансов. Их характерная длительность единицы – десятки миллисекунд. На рис. 1 (нижняя панель) показан амплитудный спектр вариаций магнитного поля в диапазоне до 50 Гц с 9:50 до 10:30 UT. близкие сферика видны в виде ярких вертикальных линий.



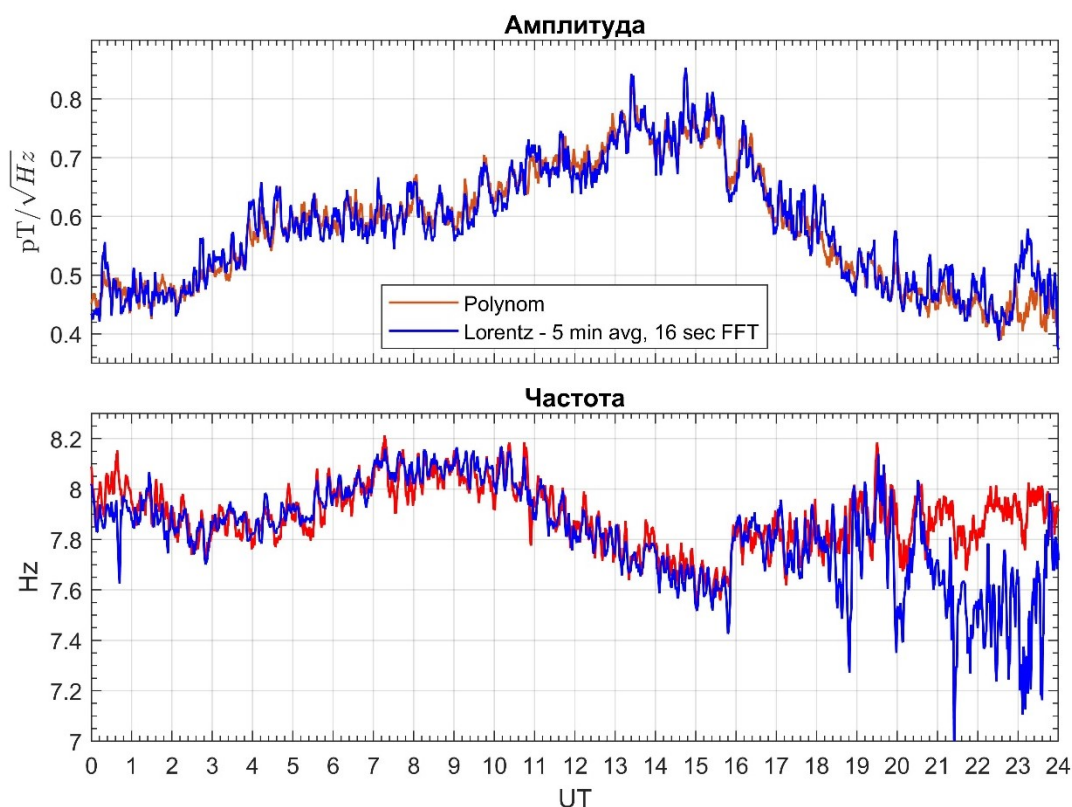
**Рисунок 1.** Суточная запись вариации ЭМИ в диапазоне частот от 0 до 50 Гц, зарегистрированного в ГФО «Михнево» 10.09.2017 по двум компонентам (верхняя и средняя панели), запись вариации ЭМИ в диапазоне частот от 0 до 50 Гц, зарегистрированного в ГФО «Михнево» 10.09.2017 в период с 09:50 до 10:30 UT (нижняя панель).

Обычно, для восстановления параметров Шумановских резонансов, успешно используется функции Лоренца [Sentman, 1987; Roldugin et al., 2003, Rodriguez-Camacho et al., 2018]. Для минимизации влияния сигналов от грозовых разрядов и других помех, нами был разработан новый алгоритм расчета параметров Шумановских резонансов, результаты применения работы которого могут быть показаны на примере обработки записи компоненты  $H_y$  магнитного поля за 10.09.2017 г. В нашем алгоритме мы электромагнитный



спектр фитируем полиномом 4-й степени и исключаем из дальнейшего анализа спектры, искаженные помехами.

На рис. 2 красной кривой показан временной ход амплитуды (верхняя панель) и частоты (нижняя панель) 1-го Шумановского резонанса 10.06.2017 г., полученный с помощью нашей методики. Синим цветом показаны приведены значения этих параметров, полученные при 300-секундном усреднении спектральных данных, и аппроксимированные функцией Лоренца [Rodriguez-Camacho et al., 2018]. При этом на графике частоты ШР после 18 часов на синей кривой наблюдается нарастание шума, которое связано с тем, что запись вариации частоты первого и частично второго ШР искажена влиянием «наползают» сигналов на частоте ионосферного Альвеновского резонатора (рис. 1). Использование нашей методики позволило корректно восстановить амплитудно - частотные характеристики первого ШР за это промежуток времени.



**Рисунок 2.** Верхняя панель - временной ход амплитуды 1-го ШР за 10.06.2017 г., рассчитанный с использованием функций Лоренца (синяя кривая) и с использованием нашей методики (красная кривая), нижняя панель - временной ход частоты 1-го ШР за 10.06.2017 г., рассчитанный с использованием функций Лоренца (синяя кривая) и с использованием нашей методики (красная кривая).

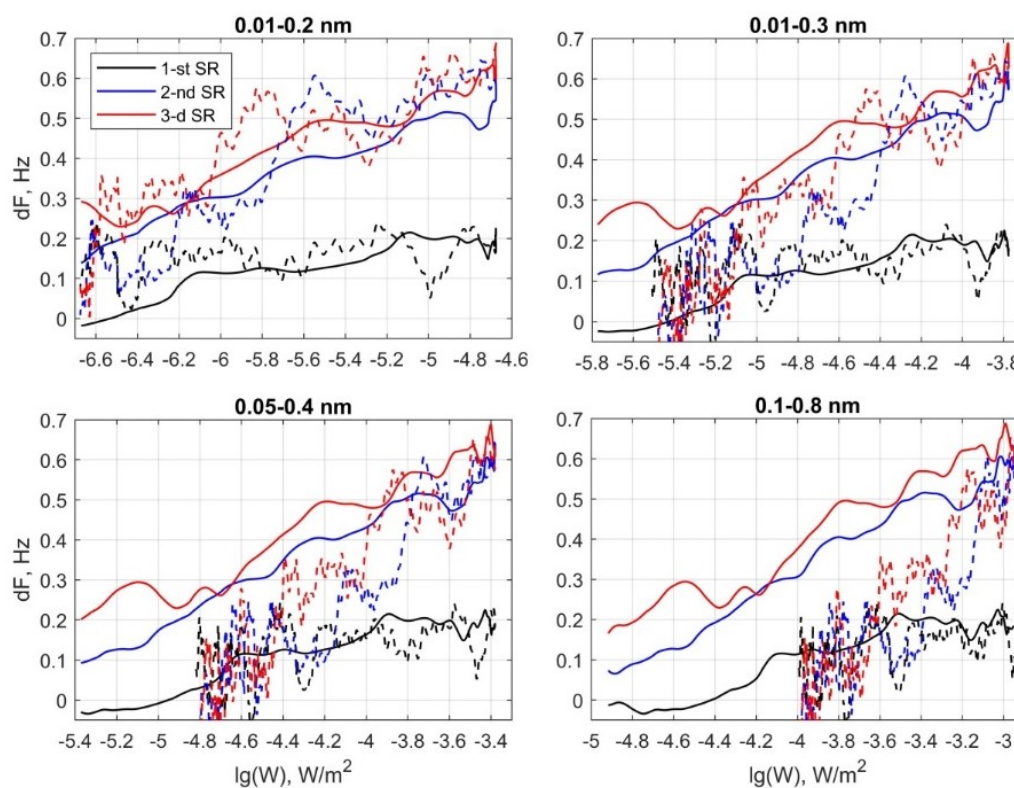
На рис. 3 показаны зависимости вариаций частоты Шумановских резонансов от логарифма потока излучения в различных спектральных диапазонах. Сплошными линиями показаны зависимости для переднего фронта вспышки. За начало фронта принималась точка, в которой поток излучения составлял 0.01 от максимального в этом же спектральном диапазоне. Длительность переднего фронта вспышки составляла от 10.6 минут в диапазоне 0.01-0.2 нм до 18 минут в диапазоне 0.1-0.8 нм, что превышает временное окно расчета параметров Шумановских резонансов, которое составляло 5 минут. Пунктиром показаны зависимости для заднего фронта вспышки. Для диапазона 0.01-0.2 нм за окончание фронта принималась точка, в которой поток излучения падал до 0.01 от максимального, т.е. 17:10 UT. Для остальных диапазонов окончанием вспышки считался момент времени 18:00 UT.

Из рис. 3 видно, на переднем фронте вспышки вариации частоты Шумановских резонаторов линейно зависят от потока излучения. Для диапазонов 0.01-0.2 нм и 0.01-0.3 нм коэффициенты регрессии на заднем фронте вспышки близки к тем, что получаются на переднем. Это позволяет сделать вывод, что для расчета воздействия солнечных вспышек на параметры Шумановского резонатора определяющим является поток рентгеновского излучения в диапазоне до 0.2-0.3 нм.

Предложенный в настоящей работе подход к исследованию реакции сигналов ШР на геофизические возмущения, включающий эффективный метод фильтрации помех, связанных с грозowymi атмосфериками и

другими шумовыми источниками, позволил исследовать реакцию шумановского резонатора на широкий спектр ионосферных возмущений. Дальнейшее развитие и применение этой методики позволит исследовать реакцию Шумановского резонатора и на другие быстропротекающие гелиогеофизические возмущения.

Работа выполнена по госконтракту 122032900175-6.



**Рисунок 3.** Зависимости вариаций частот первых трех Шумановских резонансов от логарифма потока излучения в различных спектральных диапазонах.

### Литература

- Heckman, S.J., Williams, E., & Boldi, B. (1998). Total global lightning inferred from schumann resonance measurements. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 103 (D24), 31775-31779. Retrieved from <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/98JD02648>, <https://doi.org/10.1029/98JD02648>
- Nickolaenko, A.P., Sa'tori, G., Zieger, B., Rabinowicz, L.M., & Kudintseva, I.G. (1998). Parameters of global thunderstorm activity deduced from the long-term schumann resonance records. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 60, 387-399.
- Price, C., & Melnikov, A. (2004). Diurnal, seasonal and inter-annual variations in the schumann resonance parameters. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 66 (13-14), 1179-1185. doi:10.1016/j.jastp.2004.05.004
- Rodr'iguez-Camacho, J., Fornieles, J., Carri'o'n, M.C., Port'ı, J.A., Toledo-Redondo, S., & Salinas, A. (2018, December). On the Need of a Unified Methodology for Processing Schumann Resonance Measurements. *Journal of Geophysical Research (Atmospheres)*, 123 (23), 13,277-13,290. doi:10.1029/2018JD029462
- Satori, G., Williams, E., & Mushtak, V. (2005, 04). Response of the Earth-ionosphere cavity resonator to the 11-year solar cycle in X-radiation. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 67, 553-562. doi:10.1016/j.jastp.2004.12.006
- Schumann, W.O. (1952, February). U'ber die strahlungslosen Eigenschwingungen einer leitenden Kugel, die von einer Luftschicht und einer Ionosph'arenhu'lle umgeben ist. *Zeitschrift Naturforschung Teil A*, 7 (2), 149-154. doi:299 10.1515/zna-1952-0202
- Schlegel, K., & Fullekrug, M. (1999). Schumann resonance parameter changes during high-energy particle precipitation. *Journal of Geophysical Research*, 104, 10,111-10,118.
- Sentman, D.D. (1995). Schumann resonance spectra in a two-scale-height Earth ionosphere cavity. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 101 (D5), 9479-9487. Retrieved from <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/95JD03301>
- Sentman, D.D., & Fraser, B.J. (1991). Simultaneous observations of Schumann resonances in California and Australia: Evidence for intensity modulation by the local height of the D region. *Journal of Geophysical Research*, 96, 15,973-15,984.

DOI: 10.51981/2588-0039.2022.45.029

## ИССЛЕДОВАНИЕ СУБАВРОРАЛЬНОЙ ИОНОСФЕРЫ В РАЙОНЕ МАГНИТНО-ИОНОСФЕРНОЙ ОБСЕРВАТОРИИ ВОЕЙКОВО ПОСРЕДСТВОМ ЦИФРОВОГО ИОНОЗОНДА CADI

М.В. Рыбаков

*Институт Земного Магнетизма, Ионосферы и Распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова, Санкт-Петербургское отделение, Санкт-Петербург, Россия*

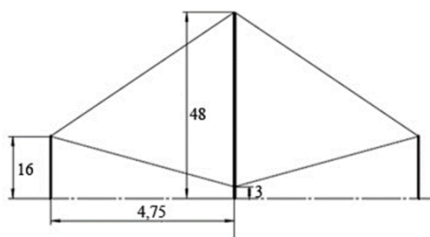
### Аннотация

Рассматривается работа по объединению цифрового ионозонда CADI и теоретической модели UAM в один системный инструмент в магнито-ионосферной обсерватории в Воейково (Санкт-Петербург). Приведены характеристики ионозонда CADI и антенн. Описано программное обеспечение для полуавтоматической обработки данных, получаемых методом вертикального зондирования. Показано использование полученных данных в работах об ионосферных эффектах, стимулированных челябинским метеоритом, в работе о влиянии вариаций электрического поля на состояние ионосферы над обсерваторией Воейково, в работе по сопоставлению рассчитанных по модели UAM и измеренных параметров ионосферы и в работе по оценке влияния перемещения Северного магнитного полюса на ионосферу авроральной и субавроральной зон. Описываются сопоставление реальных данных с прогнозными значениями эмпирических моделей IRI-2012 и IRI-Plas, а также с рассчитанными по теоретической модели UAM.

Отмечается как важный результат работ с применением данных CADI и с использованием теоретических моделей то, что решена задача объединения современного цифрового ионозонда CADI и самой современной теоретической модели UAM в один системный инструмент, с помощью которого можно выполнять весь цикл исследования, от наблюдения до моделирования и отображения результатов.

### Содержание

В магнито-ионосферной обсерватории в Воейково в 2013 г. был выполнен переход от аналогового ионозонда АИС к цифровому ионозонду CADI (Canadian Advanced Digital Ionosonde). Ионозонд согласован с антенной системой (малыми ромбами) (рис.1), и настроен для получения ионограмм с диапазоном высот 90-510 км без разделения аппаратным способом I и Q компонент.

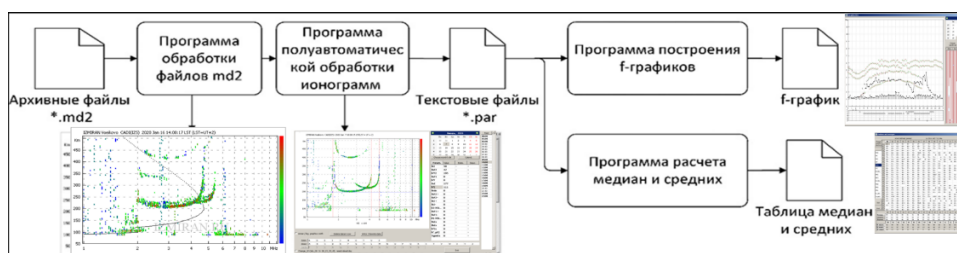


**Рисунок 1.** Передающий и приёмный ромбы перпендикулярны друг другу в вертикальной плоскости. На рисунке малый ромб (метры).

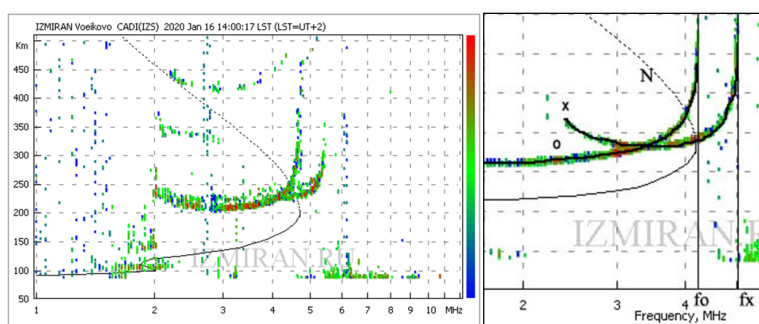
Мощность передатчика CADI 600 Вт, диапазон высот 90-1020 км, диапазон частот 1-20 МГц, разрешение по высоте 6 км. Программное обеспечение (ПО) производителя достаточно для управления ионозондом в режиме зондирования, но для обработки данных ПО устарело (версия 2007 г.). Оно было предназначено для тестирования ионозонда в разных режимах. Поэтому была разработана система программ для обработки данных (рис. 2). После завершения каждого сеанса работы ионозонда данные сохраняются в файле архивного формата. Этот файл обрабатывается программой с отображением ионограммы. Часовые ионограммы выкладываются на сайте ИЗМИРАН. Программа полуавтоматической обработки предназначена для сохранения параметров ионосферы в отдельном файле. По сохраненным параметрам строятся f-графики и рассчитываются медианы и средние по рекомендациям Руководства URSL.

Программа полуавтоматической обработки ионограмм позволяет отобразить данные исходного файла в виде ионограммы, обработать ионограмму в полуавтоматическом режиме, сохранить параметры ионосферы в отдельном файле. Обработка состоит в определении параметров слоёв ионосферы, оценочных и описательных характеристик. В текущей версии программа содержит список из 21-го высотно-частотных параметра слоёв E, Es, F1 и F2. При наведении курсора на ионограмму, в зависимости от выбранного параметра, рассчитывается частота или высота указанной точки. Для фиксирования особенностей ионосферы список параметров оставлен открытым. Буквенные обозначения сведены в три списка – оценочные (10 шт.),

описательные (22 шт.) и типы Es (15 шт.). Обработка, особенно в сложных случаях, зависит от опыта оператора, и задача её автоматизации ещё полностью нигде не решена. Программа может быть дополнена блоками автоматической обработки. При автоматизации обработанные оператором данные являются основой и критерием для проверки работы программных алгоритмов. Программа построения f-графиков позволяет на основе сохранённых параметров одного дня построить f-графики. Программа расчёта медиан и средних на данных за месяц рассчитывает рекомендованные URSI ежечасные медианы и средние значения параметров. Построение профиля электронной концентрации является нетривиальной задачей, особенно в возмущённых условиях. Один из вариантов решения этой задачи есть в наиболее известной модели IRI, где имеется блок построения профиля электронной концентрации на основе параметров ионосферы – максимумов электронной концентрации слоёв и высот максимумов. Этот блок применён автором для автоматического построения на ионограмме профиля (рис. 3) по данным, полученным программой полуавтоматической обработки ионограмм.

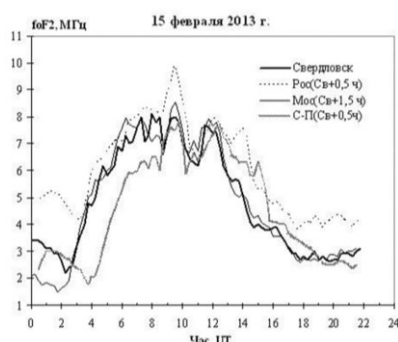


**Рисунок 2.** Система программного обеспечения для обработки данных CADI.



**Рисунок 3.** Профиль  $n_e$  - чёрная сплошная линия N до максимума F2 и далее - пунктирная линия (с применением блока по модели IRI-2012).

Данные CADI, полученные с помощью разработанных программ использовались для работ об ионосферных эффектах, стимулированных челябинским метеоритом (рис. 4).

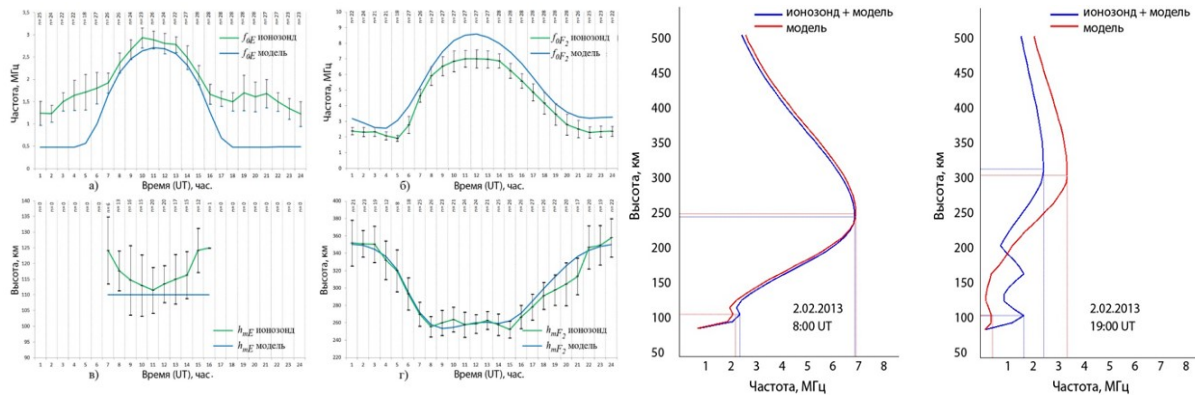


**Рисунок 4.** Ионосферные эффекты, стимулированные челябинским метеоритом [Гвишвили и др., 2013].

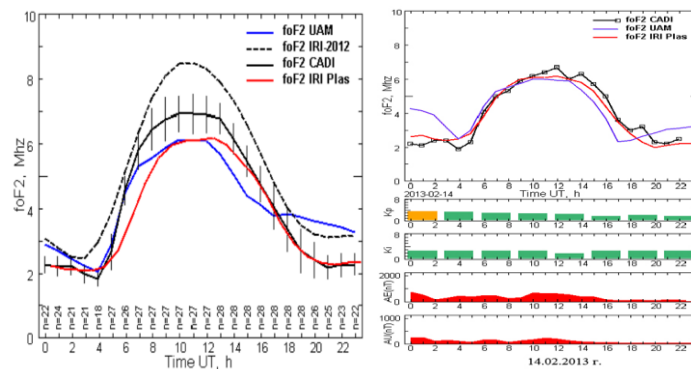
Данные CADI использовались для оценки применимости модели IRI-2012 для автоматизированной обработки ионограмм вертикального зондирования (рис. 5).

В работе о влиянии вариаций электрического поля на состояние ионосферы над обсерваторией Воейково [Рыбаков и др., 2014] были сопоставлены реальные данные с прогнозными значениями эмпирических моделей IRI-2012 и IRI-Plas, а также с рассчитанными по теоретической модели UAM. Значения foF2 находились в диапазоне между значениями по IRI-2012 и IRI-Plas, а также хорошо согласовывались с рассчитанными значениями, за исключением данных измерений, проведенных в вечерние часы (рис.6). Это отличие объясняется большей зависимостью электронной концентрации в максимуме F2-слоя ионосферы от

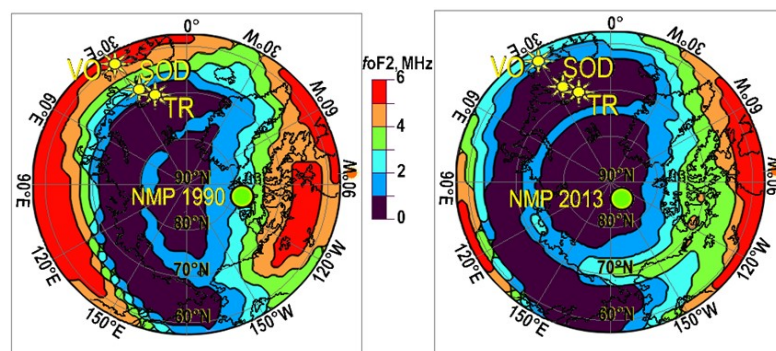
электрических полей и скоростей термосферных ветров в данное время суток. Отмечено, что ионосфера над станцией Воейково ведет себя скорее как типичная субавроральная ионосфера, нежели как среднеширотная.



**Рисунок 5.** Показаны среднемесячные значения и стандартные отклонения ( $\sigma$ ) для параметров foE (а), foF2(б), hmE (в), hmF2 (г), для каждого часа суток, для модели IRI-2012 и данных ионозонда. [Николаева и др., 2014]. Справа показаны результаты сопоставления вертикального распределения частот, рассчитанного по модели IRI-2012 с коррекцией по данным вертикального зондирования (синяя кривая) и без коррекции (красная кривая).



**Рисунок 6.** Измеренные значения критических частот (foF2 CADI), эмпирические данные (foF2 IRI-Plas), рассчитанные значения (foF2 UAM), а также значения индексов Kp, Ki, AE, AU для некоторых дней февраля 2013 г. [Рыбаков и др., 2014].



**Рисунок 7.** Значения критических частот слоя F2, рассчитанные по модели UAM для 5.02.2013 г. ( $K_p \leq 4$ ). Положение Северного магнитного полюса по IGRF – IGRF – зелёный кружок, в 1990 г. (NMP 1990) – левая колонка, и в 2013 г. (NMP 2013) – правая колонка. Отметки VO – обсерватория Воейково, SOD – Sodankylä и TR – Tromsø. Меридиан Солнца указан оранжевым кружком около отметок долгот. 18:00 UT.

В работе [Рыбаков и др., 2016] сопоставлялись измеренные параметры ионосферы для обсерватории Воейково и рассчитанные по модели UAM и, в частности, был сделан вывод о применимости модели версии UAM TM для получения параметров субавроральной ионосферы при отсутствии данных вертикального зондирования. В работе [Rybakov et al., 2019] оценивалось влияние перемещения Северного магнитного

полюса на ионосферу авроральной и субавроральной зон. Результаты показали, что вся структура критических частот слоя F2 северного полушария ( $f_oF_2$ ) зависит от дрейфа СМП (рис. 7). Суточные графики  $f_oF_2$  были рассчитаны для положений трех обсерваторий. Формы этих графиков наблюдений  $f_oF_2$  в 2013 году и графиков для модели IRI-Plas лучше согласуются с графиками, рассчитанными по модели UAM TM для СМП в 2013 году, чем для СМП в 1990 году. Для авроральной зоны значения  $f_oF_2$  для СМП в 2013 году получились ниже наблюдаемых, а для субавроральной зоны, при хорошем согласии утром и днем, значения модели  $f_oF_2$  ниже вечером и выше ночью. Сделан общий вывод о том, что значительный дрейф СМП за период 1990 – 2013 годов оказал сильное влияние на профили электронных концентрации в северном полушарии. Эффект был особенно очевиден при расчетах для субавроральной зоны вечером и ночью, а в авроральной зоне – днем.

Таким образом, можно сделать **вывод**, что результаты работ с применением данных CADI и с использованием теоретических моделей, показывают, что решена задача объединения современного цифрового ионозонда CADI и самой современной теоретической модели UAM в один системный инструмент, с помощью которого можно выполнять весь цикл исследования, от наблюдения до моделирования и отображения результатов.

## Литература

- Гивишвили Г.В., Лещенко Л.Н., Алпатов В.В., Григорьева С.А., Журавлев С.В., Кузнецов В.Д., Кусонски О.А., Лапшин В.Б., Рыбаков М.В. Ионосферные эффекты, стимулированные Челябинским метеоритом // *Астрономический Вестник*. 2013. Т. 47. № 4. С. 304–311.
- Николаева В.Д., Рыбаков М.В., Котиков А.Л., Кошелевский В.К. Оценка применимости модели IRI-2012 для автоматизированной обработки ионограмм вертикального зондирования // *Научно-технический вестник информационных технологий, механики и оптики*. 2014. Т. 1. № 89. С. 82–86.
- Рыбаков М.В., Карпов М.И., Намгаладзе А.А. О влиянии вариаций электрического поля на состояние ионосферы над обсерваторией Воейково // *Вестник МГТУ*. 2014. Т. 17. № 2. С. 411–418.
- Рыбаков М.В., Намгаладзе А.А., Карпов М.И. Сопоставление рассчитанных по модели UAM и измеренных параметров ионосферы для обсерватории Воейково // *Геомагнетизм и аэрономия*. 2016. Т. 4. № 56. С. 1–6.
- Rybakov M.V., Namgaladze A.A., Shapovalova Yu.A., Koshelevsky V.K., Knyazeva M.A. Evaluation of the impact of the North magnetic pole movement on the calculations for the auroral and subauroral ionosphere // *Physics of Auroral Phenomena, Annual Proceedings of the XLII Apatity Seminar, 2019, abstracts book*. Apatity: Polar Geophysical Institute, 2019. С. 51–52.

DOI: 10.51981/2588-0039.2022.45.030

## ПРОЯВЛЕНИЯ ФАЗОВЫХ ФЛУКТУАЦИЙ НАВИГАЦИОННЫХ СИГНАЛОВ В АВРОРАЛЬНОЙ И ПОЛЯРНОЙ ИОНОСФЕРЕ В МАКСИМУМЕ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

И.И. Шагимуратов<sup>1</sup>, М.В. Филатов<sup>2</sup>, И.И. Ефишов<sup>1</sup>, Н.Ю. Тепеницына<sup>1</sup>, Г.А. Якимова<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Калининградский филиал ФБГУ, ИЗМИРАН, г. Калининград, Россия; e-mail: shagimuratov@mail.ru

<sup>2</sup>ФБГУ, Полярный геофизический институт, г. Апатиты, Россия

### Аннотация

В работе представлены результаты анализа проявления фазовых флуктуаций GPS сигналов по станциям Ny-Ålesund (78,9°N, 11,9°E) и Tromsø (69,60°N, 19,20°E) в максимуме солнечной активности для марта, июня, октября и декабря 2015 года. В суточном распределении максимум флуктуаций по станции Ny-Ålesund для всех месяцев, за исключением декабря, наблюдается около магнитного полудня, а по станции Tromsø около полуночи. В декабре по станции Ny-Ålesund максимум проявления флуктуаций смещается к вечерним часам.

### Введение

Известно, что трансionoсферные сигналы подвержены флуктуациям/сцинтилляциям амплитуды и фазы (амплитудные, фазовые флуктуации) [1]. Флуктуации GPS сигналов обусловлены присутствием в ионосфере неоднородностей различных масштабов. Флуктуации зависят от широты, солнечной и геомагнитной активности, местного времени [2]. 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 [1]. Медленные флуктуации, характеризуют флуктуации полного электронного содержания (TEC - Total Electron Content) вдоль луча спутник-приемник. На высоких широтах доминирующими являются фазовые флуктуации/сцинтилляции [3, 4]. В качестве меры интенсивности фазовых сцинтилляций широко используется индекс ROTI. Стандартные измерения позволяют получать данные о TEC с 30 сек. интервалом. Наиболее широко используемым индикатором флуктуационной активности является параметр ROT (Rate Of TEC), и индекс интенсивности флуктуаций ROTI [5]. Индекс позволяет детектировать наличие ионосферных неоднородностей. В полярной области (78-82° магнитной широты) интенсивные флуктуации ассоциируются с полярными пятнами повышенной ионизации (polar patches), высыпаниями частиц в авроральном овале и каспе [6-8]. В авроральной области фазовые флуктуации обычно наблюдаются в периоды авроральных возмущений вблизи местной магнитной полуночи и тесно связаны с динамикой аврорального овала [9]. В работе [10] показано, что при прохождении сигналов через области дискретных форм полярных сияний интенсивность флуктуаций, существенно увеличиваются. В настоящее время сезонные проявления флуктуаций мало представлены в литературе. По GPS наблюдениям канадской сети высокоширотных станций анализ сезонных проявлений флуктуаций за период 2008-2013 гг. представлен в работе [4], для европейского сектора за период 2010-2017 гг. по станции Ny-Ålesund в работе [11].

В рассматриваемой работе представлены анализ сезонных проявления фазовых флуктуациях в авроральной и полярной ионосфере в максимуме солнечной активности. В качестве меры интенсивности фазовых флуктуациях использовался индекс ROTI.

### Материалы

В качестве исходных данных служили стандартные 30 сек. двухчастотные GPS измерения. Привлекались GPS наблюдения полярной станции Ny-Ålesund (NYA1) и авроральной станции Tromsø (TRO1). Для оценки флуктуационной активности рассчитывался индекс ROTI. Единица измерения ROTI — TECU/мин:  $1 \text{ TECU} = 10^{16} \text{ электрон/м}^2$ . На основе этих данных для каждого месяца формировалась зависимость индекса от времени суток для обеих станций.

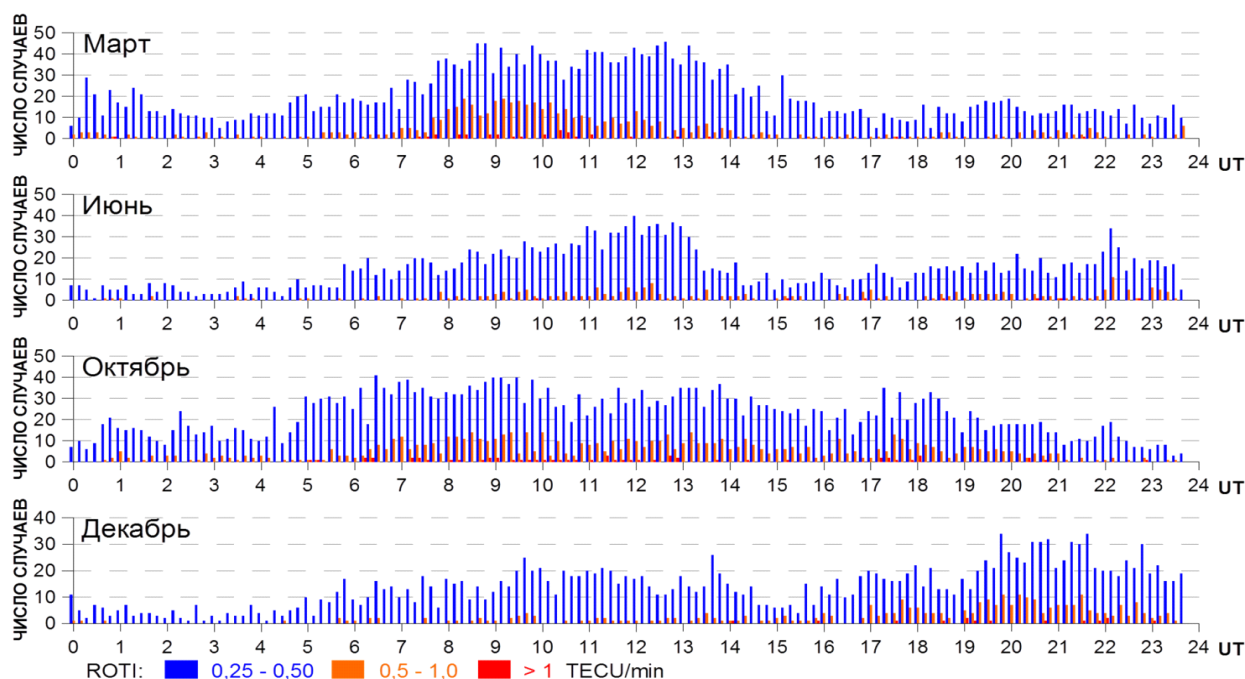
### Результаты и обсуждение

Известно, что во время магнитных бурь существенно увеличиваются вероятность проявления флуктуаций и их интенсивность. Анализ эффектов бурь показал, что проявление флуктуаций навигационных сигналов

является индивидуальными для каждой бури. Для корректного анализа сезонных эффектов мы исключали из рассмотрения наиболее возмущенные дни. Следует отметить, что число дней, соответствующих сильным возмущениям, не превышало 5-10% общего количества случаев.

### Эффекты в полярной ионосфере

На рис. 1 показано суточное распределение интенсивности фазовых флуктуаций (ROTI) по станции NYA1 для разных месяцев. При этом исключались данные, которые приходились на геомагнитные бури. Индекс ROTI рассчитывался день за днем в течение каждого месяца. Количество данных составляло около 8000 для каждого рассматриваемого периода. Здесь показано суточное поведение ROTI интенсивностью более 0,25 TECU/мин. Значение ROTI меньшей этой величины (слабые флуктуации) не зависят от времени суток.



**Рисунок 1.** Сезонно/суточное проявление интенсивности флуктуаций (ROTI) для рассматриваемых месяцев по станции NYA1.

Станция Ny-Ålesund обеспечивает мониторинг ионосферы в радиусе около 600 км в широтном диапазоне 78-82° магнитной широты [3]. Проявления флуктуаций на этой станции ассоциируются с каспом, полярной шапкой, авроральным овалом [2]. Фазовые флуктуации часто наблюдаются на дневной стороне каспа на магнитных широтах 73.5-80° в интервале 09-15 MLT (06-12 UT), на полярной шапке на широтах выше 75° за исключением каспа, в области аврорального овала на широтах 65-75° в интервале 19-02 MLT [4].

Как следует из рисунка 1, в основном максимум проявления флуктуаций по станции Ny-Ålesund приходится на дневное время (около магнитного полудня), за исключением декабря. Обычно, слабые флуктуации ( $ROTI < 0.1-0.25$  TECU/мин) наблюдаются в любое время суток (не показано на рисунке). В марте просматривается четкий максимум в поведении интенсивности флуктуаций, вероятность проявления более интенсивных флуктуаций ( $ROTI$  выше 0.5 TECU/мин) приходится на время около 07-14 UT. Полученные результаты согласуются с данными работы [2]. Для июня в суточном распределении флуктуаций наблюдается похожее поведение. Существенно, что вероятность проявления сильных флуктуаций в июне более чем в 1,5-2 два раза меньше, чем в равноденствии (рис. 1). В октябре дневной максимум в проявлении флуктуаций сохраняется, но менее выражен по сравнению с мартом и продлевается до вечерних часов в части интенсивных флуктуаций. В целом, в марте и октябре наблюдается подобие в суточном распределении проявления флуктуаций, в части преобладания дневных флуктуаций.

В декабре суточное распределение фазовых флуктуаций претерпевает существенное изменение. Известно, что максимум проявления флуктуаций зимой обычно приходится на магнитный полдень, исключением является максимум солнечной активности. Из рисунка 1 следует, что для декабря дневной максимум менее выражен, в тоже время интенсивность и вероятность флуктуаций хорошо проявляется в вечернее время.

Относительно такого сезонного поведения флуктуаций можно сделать следующее пояснение. В полярной области наблюдаются различные виды возмущений, с которыми могут ассоциироваться флуктуации. Чаще всего интенсивные флуктуации ассоциируются с полярными пятнами (пятна повышенной ионизации), полярными суббуриями [8]. Анализ данных магнитометров сети «image» (<http://space.fmi.fi/image>) по станции



Ny-Ålesund показал, что в 30% случаев в декабре 2015 г. регистрировались полярные суббури после 16-18 UT, что существенно больше, чем для марта. Дополнительно к этому можно указать следующее замечание. Степень проявления флуктуаций зависит от уровня солнечной активности: высокая в максимуме и более низкая в минимуме [2]. В декабре солнечная активность по отношению к марту уменьшилась почти в два раза ([www.swpc.noaa.gov](http://www.swpc.noaa.gov)). Мы проанализировали результаты данных, представленных в работе [12], и выявили, что количественное проявление дневных флуктуаций в ноябре и декабре 2015 г снизилось к мартовскому почти в 3 раза. В то время как для ночных, это соотношение практически не изменилось. Это сказалось на соотношении степени дневного и вечернего проявления флуктуаций. Вероятно, с этими факторами связано наблюдаемое в суточном распределении усиление интенсивности флуктуаций на станции NYA1 для декабря в вечернее время.

### Эффекты флуктуаций в авроральной ионосфере

На рис. 2 представлено проявление фазовых флуктуаций на станции TRO1 для рассматриваемых периодов. С учетом положения станции, диапазона широт обзора GPS спутниками и экваториальной границы положения аврорального овала, станция TRO1 в ночном секторе чаще находится в области аврорального овала. Флуктуации навигационных сигналов в этой области ассоциируются с авроральной возмущенностью, высыпаниями энергичных частиц, полярными сияниями и тесно связаны с динамикой аврорального овала [8-10].

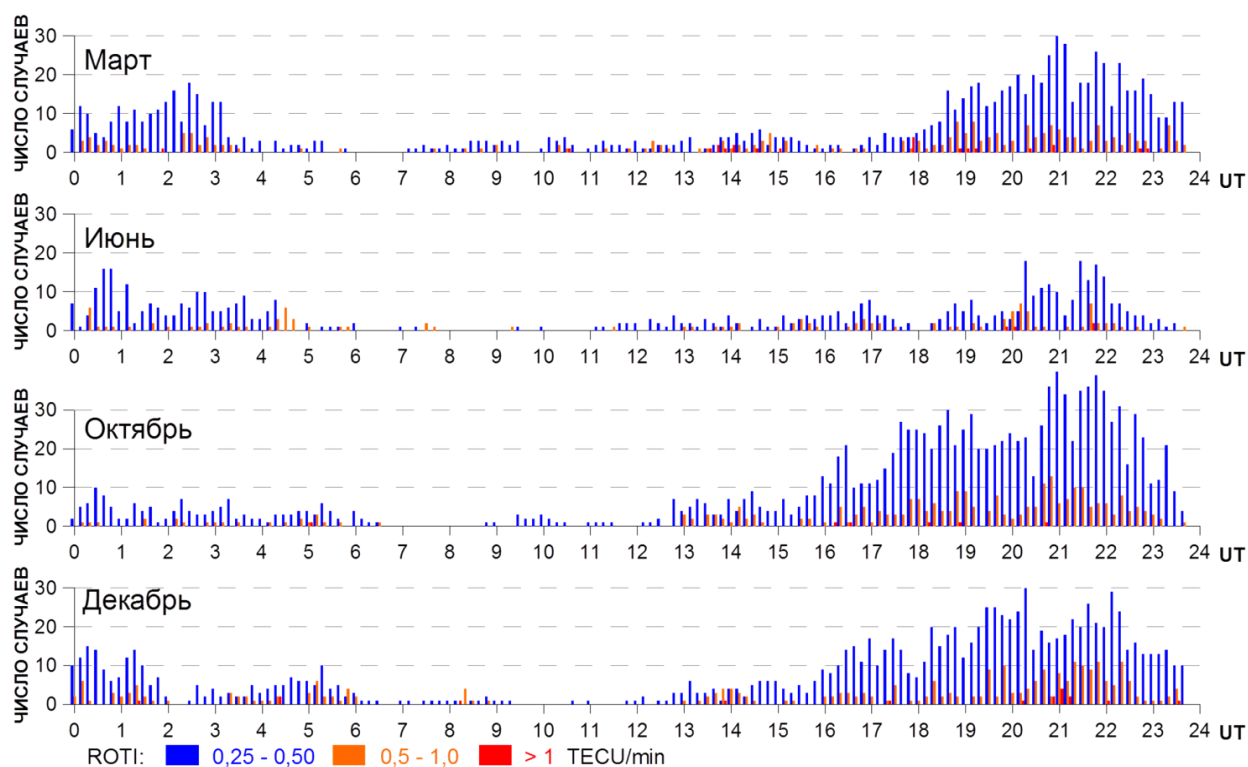


Рисунок 2. Сезонно/суточное проявление флуктуаций по станции TRO1.

Для всех сезонов проявление флуктуаций и их интенсивность наблюдаются в районе магнитной полуночи. Минимальная флуктуационная активность, также как для Ny-Ålesund, наблюдается в июне. Особенно это характерно для сильных ( $ROTI > 0,5$  TECU/мин. Минимальная флуктуационная активность наблюдается в июне. Вероятность проявления флуктуаций в июне в два с лишним раза меньше чем в марте. В сезонном проявлении фазовых флуктуаций максимум приходится на март и октябрь. В декабре флуктуационная активность, (в части сильных флуктуаций) в целом, наблюдалась выше, чем в марте период равноденствий. Особенно это проявляется для более интенсивных флуктуаций. Временной интервал проявления флуктуаций расширился в сторону более ранних часов.

### Заключение

В работе представлен анализ особенностей проявления фазовых флуктуаций GPS сигналов в полярной и авроральной ионосфере в максимуме солнечной активности. В качестве исходных данных использованы GPS наблюдения станций NYA1 (76,6°N MLAT) и TRO1 (66,73°N MLAT). Активность флуктуаций оценивалась

индексом ROTI. В целом, максимальная активность флуктуаций по станции NYA1 приходилась на дневные часы (8-13 UT), с максимумом в марте. В декабре суточное распределение фазовых флуктуаций претерпевает существенное изменение. Дневной максимум менее выражен, в тоже время интенсивность и вероятность флуктуаций хорошо проявлялась в вечернее время. Такая особенность сезонного поведения фазовых флуктуаций свидетельствует о том, что в полярной ионосфере флуктуации могут быть обусловлены различными типами возмущений [8 и ссылки, цитируемые в работе]. По станции TRO1 флуктуации обычно регистрировались в районе магнитной полуночи. Низкая активность на обеих станциях регистрировалась в июне.

### Список литературы

1. Kintner P.M., Ledvina B.M., de Paula. E.R. GPS and ionospheric scintillations // *Space Weather*. 2007. V. 5 (9). S09003. DOI: 10.1029/2006SW000260.
2. Franceschi G., Spogli L., Alfonsi L. et al. The ionospheric irregularities climatology over Svalbard from solar cycle 23 // *Scientific Reports*. 2019. V. 9. P. 9232. DOI: 10.1038/s41598-019-44829-5
3. Spogli L., Alfonsi L., de Franceschi G. et al. Climatology of GPS ionospheric scintillations over high and mid-latitude European regions // *Ann. Geophys.* 2009. V. 27. P. 3429. DOI: 10.5194/angeo-27-329-2009
4. Prikryl P., Jayachandran P.T., Chadwick R. et al. Climatology of GPS phase scintillation at northern high latitudes for the period from 2008 to 2013 // *Ann. Geophys.* 2015. V. 33. P. 531. DOI: 10.5194/angeo-33-531-2015
5. Pi X., Mannucci A.J., Lindqwister U.J., Ho C.M. Monitoring of global ionospheric irregularities using the worldwide GPS network // *Geophys. Res. Letters*. 1997. V. 24 (18). P. 2283. DOI: 10.1029/97GL02273
6. Jin Y., Moen J.I., Oksavik K. et al. GPS scintillations associated with cusp dynamics and polar cap patches // *J. Space Weather Space Clim.* 2017. V. 7 (A23). DOI: 10.1051/swsc/2017022
7. Shagimuratov I.I., Chernouss S.A., Despirak I.V. et al. Occurrence of TEC fluctuations and GPS positioning errors at different longitudes during auroral disturbance // *Sun and Geosphere*. 2018. V. 13. P. 89. DOI: 10.31401/SunGeo.2018.01.12
8. 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. DOI: 10.5194/angeo-39-687-2021
9. Черноус С.А., Филатов М.В., Шагмуратов И.И. и др. Авроральные возмущения как индикатор воздействия ионосферы на навигационные сигналы // *Хим. физика*. 2018. Т. 37. № 5. С. 77. DOI: 10.7868/S0207401X18050102
10. Шагмуратов И.И., Филатов М.В., Ефшинов И.И. и др. Флуктуации полного электронного содержания и ошибки GPS позиционирования, обусловленные полярными сияниями во время аврорального возмущения 27 сентября 2019 года // *Изв. РАН. Сер. Физ.* 2021. Т. 85. № 3. С. 433. DOI: 10.31857/S036767652103025X
11. Jin Y, Miloch W.J., Moen J.I., Clausen B.N. Solar cycle and seasonal variations of the GPS phase scintillations at high latitudes // *J. Space Weather Space Clim.* 2018. V. 8 (A48). DOI: 10.1051/swsc/2018034

DOI: 10.51981/2588-0039.2022.45.031

# ELECTRONIC KINETICS OF MOLECULAR NITROGEN IN THE MIDDLE ATMOSPHERES OF TITAN DURING PRECIPITATIONS OF HIGH-ENERGETIC PARTICLES

A.S. Kirillov<sup>1</sup>, R. Werner<sup>2</sup>, V. Guineva<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Polar Geophysical Institute, Apatity, Murmansk region, Russia*

<sup>2</sup>*Space Research and Technology Institute of Bulgarian Academy of Sciences, Stara Zagora, Bulgaria*

**Abstract.** We study the electronic kinetics of molecular nitrogen in the middle atmospheres of Titan during precipitations of high-energetic particles. The Titan's atmosphere is considered as the mixture of N<sub>2</sub>-CH<sub>4</sub>-H<sub>2</sub>-CO gases with admixtures of hydrocarbons. The role of molecular inelastic collisions in intramolecular and intermolecular electron energy transfer processes is investigated. It is shown that inelastic molecular collisions influence on vibrational populations of metastable molecular nitrogen at the altitudes of the middle atmospheres of the planet. The important role of metastable molecular nitrogen in the production of radicals is shown.

## 1. Introduction

Inelastic interaction of high-energy particles and photoelectrons with N<sub>2</sub> molecules in the Titan's atmospheres leads to the excitation of triplet electronically excited states of molecular nitrogen. Cosmic ray radiation is the main mechanism of ionization and dissociation processes in the middle and lower atmosphere of Titan (*Capone et al.*, 1980, 1983; *Molina-Cuberos et al.*, 1999). Cosmic rays having very high penetration power penetrate deep into the Titan's atmosphere in comparison with solar photons and electrons from Saturn's magnetosphere. Therefore galactic cosmic rays are the source of ionization of the atmosphere at lower altitudes and produce fluxes of secondary electrons in the ionization processes. Moreover, produced secondary electrons interact with atmospheric molecular nitrogen exciting different triplet electronic states of N<sub>2</sub> molecules.

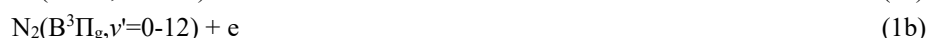
*Kirillov* (2011) has studied vibrational populations of the A<sup>3</sup>Σ<sub>u</sub><sup>+</sup> state of molecular nitrogen in the mixture N<sub>2</sub>-O<sub>2</sub> for conditions of laboratory discharge at O<sub>2</sub> admixtures 0-20%. He has shown that the role of inelastic molecular collisions in the kinetics of N<sub>2</sub> triplet and singlet states is enhanced with an increase of N<sub>2</sub> concentrations. Therefore there is strong dependence of the vibrational populations on atmospheric density in pure nitrogen. Moreover an increase in the N<sub>2</sub> density can lead to significant influence of electronically excited nitrogen molecule on radiational balance of N<sub>2</sub>-rich atmosphere. *Kirillov et al.* (2017) and *Kirillov* (2020) have considered the processes of energy transfer from metastable molecular nitrogen N<sub>2</sub>(A<sup>3</sup>Σ<sub>u</sub><sup>+</sup>) to carbon monoxide in the atmospheres of Titan, Triton, and Pluto (as a mixture of N<sub>2</sub>-CH<sub>4</sub>-CO gases). It was shown numerically for the first time that the contribution of N<sub>2</sub>(A<sup>3</sup>Σ<sub>u</sub><sup>+</sup>) to the formation of electronically excited carbon monoxide CO(a<sup>3</sup>Π) increases significantly with increasing density in the atmospheres of Titan, Triton, and Pluto, and becomes predominant for the lower vibrational levels of CO(a<sup>3</sup>Π).

Main aim of the paper is the study of electronic kinetics of N<sub>2</sub> triplet states in the Titan's middle atmosphere (the mixture N<sub>2</sub>-CH<sub>4</sub>-H<sub>2</sub>-CO) during the precipitation of cosmic rays taking into account molecular collision processes at these altitudes. We will consider vibrational populations of N<sub>2</sub> triplet states at different altitudes of the Titan's atmosphere. Also we will show the influence of the inelastic collisions of metastable N<sub>2</sub>(A<sup>3</sup>Σ<sub>u</sub><sup>+</sup>) molecules with acetylene, ethylene molecules on the production of H atoms and C<sub>2</sub>H, C<sub>2</sub>H<sub>3</sub> radicals.

## 2. The production and quenching mechanisms of N<sub>2</sub> triplet states

*Kirillov* (2008, 2011, 2016, 2019) has shown that intramolecular and intermolecular electron energy transfers play a very important role in the processes of the electronic quenching of electronically excited nitrogen N<sub>2</sub>(A<sup>3</sup>Σ<sub>u</sub><sup>+</sup>, B<sup>3</sup>Π<sub>g</sub>, W<sup>3</sup>Δ<sub>u</sub>, B<sup>3</sup>Σ<sub>u</sub><sup>-</sup>, C<sup>3</sup>Π<sub>u</sub>) in the collisions with N<sub>2</sub> molecules. Good agreement of calculated rate coefficients with a few available experimental data was obtained in those papers.

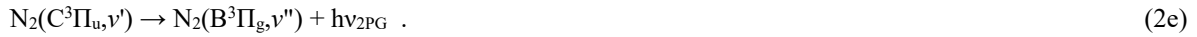
We consider here the excitation of five triplet electronic states



in the collisions of  $N_2(X^1\Sigma_g^+, v=0)$  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  $Y=A^3\Sigma_u^+$ ,  $B^3\Pi_g$ ,  $W^3\Delta_u$ ,  $B^3\Sigma_u^-$ ,  $C^3\Pi_u$  is proportional to the Franck-Condon factor  $q_{0v'}^{XY}$  of the transition

$X^1\Sigma_g^+, v=0 \rightarrow Y, v'$ . The sums of the Franck-Condon factors  $q_{0v'}^{XY}$  from  $v'=0$  to upper considered value of vibrational levels are  $>0.99$  for the  $A^3\Sigma_u^+$ ,  $W^3\Delta_u$ ,  $C^3\Pi_u$  states, and  $>0.92$  for the  $B^3\Sigma_u^-$  state (Gilmore et al., 1992). The predissociation processes are related with the  $B^3\Pi_g(v' > 12)$  molecules.

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:

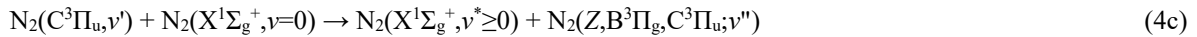
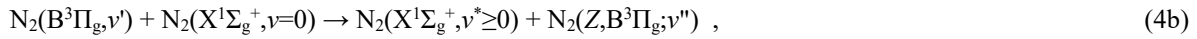
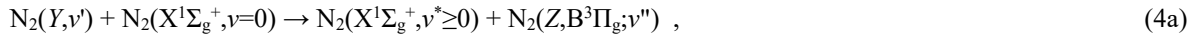


Einstein coefficients for the radiational transitions (2a-2e) are taken according to (Gilmore et al., 1992).

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  $Y = A^3\Sigma_u^+$ ,  $W^3\Delta_u$ ,  $B^3\Sigma_u^-$  and intermolecular processes:



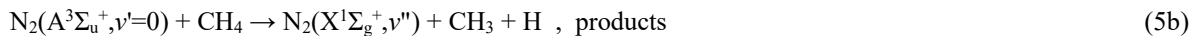
with  $Y$  and  $Z = A^3\Sigma_u^+$ ,  $W^3\Delta_u$ ,  $B^3\Sigma_u^-$  for the inelastic collisions with  $N_2$  molecules.

The quenching rate coefficients for the processes (2a, 2b, 3a-3c) have been calculated by Kirillov (2008, 2016, 2019). We apply here the calculated in those papers constants.

Also at the altitudes of the lower and middle Titan's atmosphere it is necessary to take into account molecular collisions with  $CH_4$  molecules. Golde et al. (1989) have received the rates for  $v'=1-6$  in good agreement with the results by Thomas et al. (1983). Therefore we believe the vibrational relaxation of  $N_2(A^3\Sigma_u^+, v'=1-6)$  in inelastic collisions with  $CH_4$  molecule

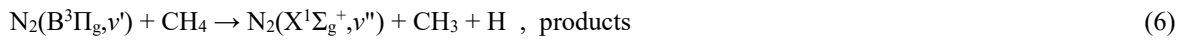


is the dominating mechanism of the inelastic interaction for vibrational levels  $v' > 0$ . The electronic quenching by  $CH_4$  with the transfer of the excitation energy on the methane molecule with the dissociation (Sharipov et al., 2016)



is considered here as the quenching mechanism for vibrational level  $v'=0$ . The quenching rate coefficients for the processes (5a) and (5b) are taken according to (Golde et al., 1989) and (Slanger et al., 1973), respectively.

Piper (1992) has studied the quenching of  $N_2(B^3\Pi_g, v'=1-12)$  by  $CH_4$  molecules. Therefore we suggest for the quenching

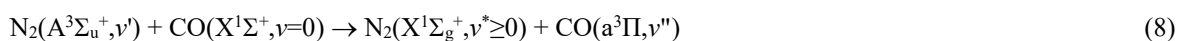


with an averaged rate constant  $k_6 = 2.8 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$  for all  $v'=1-12$  vibrational levels of the  $B^3\Pi_g$  state and the energy transfer process (6) can cause the excitation of repulsive states of  $CH_4$  with the dissociation of methane molecules. The same is suggested for the inelastic collisions:



where  $Y = W^3\Delta_u (v'=1-21)$ ,  $B^3\Sigma_u^- (v'=0-15)$ ,  $C^3\Pi_u (v'=0-4)$ ;  $N_2^*$  means electronically and vibrationally excited nitrogen molecules and  $k_7 = k_6$ . The quenching rate coefficients  $k_6 = k_7 = 2.0 \cdot 10^{-11} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$  of the processes (6) and (7) for the  $N_2(B^3\Pi_g, v'=0)$  and  $N_2(W^3\Delta_u, v'=0)$  states are taken according to Umamoto (2003).

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 (8) 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. Nevertheless, we will make refinements in the model of molecular inelastic collisions influencing on the  $N_2$  electronic kinetics.

### 3. Vibrational populations of electronically excited $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ 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 following equations

$$\begin{aligned} Q^A q_{0v'}^{XA} + \sum_{v''} A_{v''v'}^{BA} N_{v''}^B + \sum_{v''} k_{v''v'}^{*BA} N_{v''}^B [N_2] + \sum_{Z=A,B,W,B',C,v''} k_{v''v'}^{**ZA} N_{v''}^Z [N_2] = \\ = \left\{ \sum_{v''} A_{v''v'}^{AB} + \sum_{v''} A_{v''v'}^{AX} + \sum_{v''} k_{v''v'}^{*AB} [N_2] + \sum_{Z=A,B,W,B',v''} k_{v''v'}^{**AZ} [N_2] + k_{v'}^{**A} [CH_4] + k_{14}(v') [CO] + k_{MAC} [MAC] \right\} N_{v'}^A \end{aligned} \quad (9a)$$

$$\begin{aligned} Q^B q_{0v'}^{XB} + \sum_{Z=A,W,B',C,v''} A_{v''v'}^{ZB} N_{v''}^Z + \sum_{Z=A,W,B',v''} k_{v''v'}^{*ZB} N_{v''}^Z [N_2] + \sum_{Z=A,B,W,B',C,v''} k_{v''v'}^{**ZB} N_{v''}^Z [N_2] = \\ = \left\{ \sum_{Z=A,W,B',v''} A_{v''v'}^{BZ} + \sum_{Z=A,W,B',v''} k_{v''v'}^{*BZ} [N_2] + \sum_{Z=A,B,W,B',C,v''} k_{v''v'}^{**BZ} [N_2] + k_{10}(v') [CH_4] \right\} N_{v'}^B \end{aligned} \quad (9b)$$

$$\begin{aligned} Q^Y q_{0v'}^{XY} + \sum_{v''} A_{v''v'}^{BY} N_{v''}^B + \sum_{v''} k_{v''v'}^{*BY} N_{v''}^B [N_2] + \sum_{Z=A,B,W,B',C,v''} k_{v''v'}^{**ZY} N_{v''}^Z [N_2] = \\ = \left\{ \sum_{v''} A_{v''v'}^{YB} + \sum_{v''} k_{v''v'}^{*YB} [N_2] + \sum_{Z=A,B,W,B',v''} k_{v''v'}^{**YZ} [N_2] + k_{11}(v') [CH_4] \right\} N_{v'}^Y \end{aligned} \quad (9c)$$

$$Q^C q_{0v'}^{XC} + \sum_{v'' > v'} k_{v''v'}^{**CC} N_{v''}^C [N_2] = \left\{ \sum_{v''} A_{v''v'}^{CB} + \sum_{Z=A,B,W,B',v''} k_{v''v'}^{**CZ} [N_2] + \sum_{v'' < v'} k_{v''v'}^{**CC} [N_2] + 2.8 \cdot 10^{-10} [CH_4] \right\} N_{v'}^C \quad (9d)$$

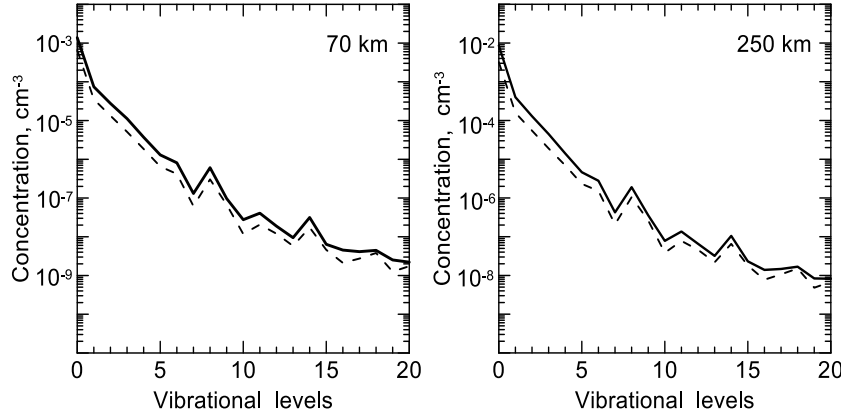
where  $Y=W^3\Delta_u$ ,  $B^3\Sigma_u^-$ ;  $Q^A$ ,  $Q^B$ ,  $Q^Y$ ,  $Q^C$  are production rates of the  $A^3\Sigma_u^+$ ,  $B^3\Pi_g$ ,  $Y$ -th,  $C^3\Pi_u$  states, respectively;  $A$  are spontaneous radiational probabilities for the transitions (2b-2e);  $k^*$  and  $k^{**}$  mean the constants of intramolecular and intermolecular electron energy transfer processes, respectively;  $k_{MAC}$  means the rate coefficient of an interaction with minor atmospheric components (MAC) and the inclusion of the interaction is necessary when the characteristic collision time is comparable to the times of all components considered above. It should be noted that for the lowest vibrational level  $v=0$  of the  $A^3\Sigma_u^+$  state it is necessary to take into account collisions with acetylene  $C_2H_2$  molecules.

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

$$I(h) = \frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial E}{\partial x}(h) \quad (10)$$

where  $\partial E$  is the mean energy loss in the atmospheric layer  $\partial x$  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  $\varepsilon$  necessary for the excitation of  $N_2$  triplet states by produced energetic secondary electrons in pure nitrogen in the processes (1a-1e).



**Figure 1.** Vibrational populations of the  $A^3\Sigma_u^+$  state of  $N_2$  at the altitudes 70 and 250 km (solid lines). Contributions of direct excitation of the  $A^3\Sigma_u^+$  state are shown as dashed lines.

The profile of  $N_2$  ion production rates at the altitudes of 50-250 km of the Titan's middle atmosphere during the precipitation of cosmic rays is taken according to *Vuitton et al. (2019)*. Vibrational populations of the  $A^3\Sigma_u^+$  state of  $N_2$  at the altitudes 70 and 250 km are shown in Fig. 1. Also the contributions of direct excitation of all triplet and singlet states in the vibrational populations are here presented.

#### 4. The calculated contribution rates of $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ in the production of $C_2H$ and $C_2H_3$ radicals

We will consider here the influence of the interaction of electronically excited nitrogen molecules with methane, acetylene, ethylene molecules on the dissociation of the target molecules and the production of the  $C_2H$  and  $C_2H_3$  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)

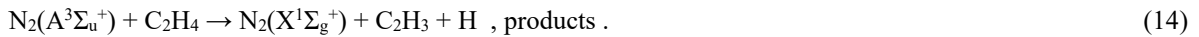
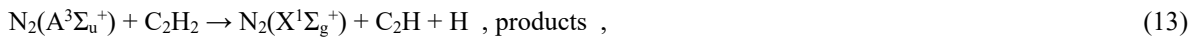
$\left(\frac{\partial E}{\partial x}\right)_{MAC}$  at the altitude  $h$  is related to the total energy loss  $\frac{\partial E}{\partial x}$  by the ratio

$$\left(\frac{\partial E}{\partial x}\right)_{MAC}(h) = \frac{\partial E}{\partial x}(h) \cdot \frac{[MAC](h)}{[N_2](h)}, \quad (11)$$

where  $[MAC]$  and  $[N_2]$  are concentrations of minor atmospheric component and molecular nitrogen.

*Umamoto (2007)* has evaluated production yield of H atoms in the reactions of the  $N_2(A^3\Sigma_u^+)$  metastable nitrogen with  $C_2H_2$  and  $C_2H_4$  molecules. He has received that the H-atom yields in the inelastic collisions are 0.52 and 0.30, respectively. It can be assumed that the main component in the active medium of Umamoto's experiment was  $N_2(A^3\Sigma_u^+, v' \sim 0)$  molecules, since collisional processes could lead to the accumulation of excitation energy at lowest vibrational levels.

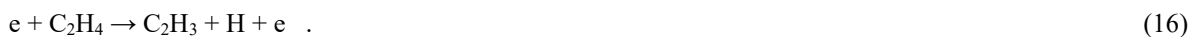
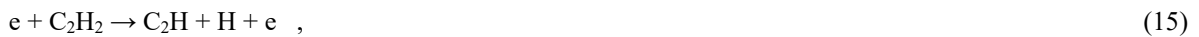
We believe in our calculation that the main production channels of the H atoms are the reactions



Also *Umamoto (2007)* has measured the total quenching rate coefficients for the collisions of  $N_2(A^3\Sigma_u^+)$  with acetylene and ethylene molecules and his measured values  $k_{13}=1.4 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$  and  $k_{14}=0.97 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$  are in good agreements with all experimental results available in scientific literature (*Dutuit et al., 2013*).

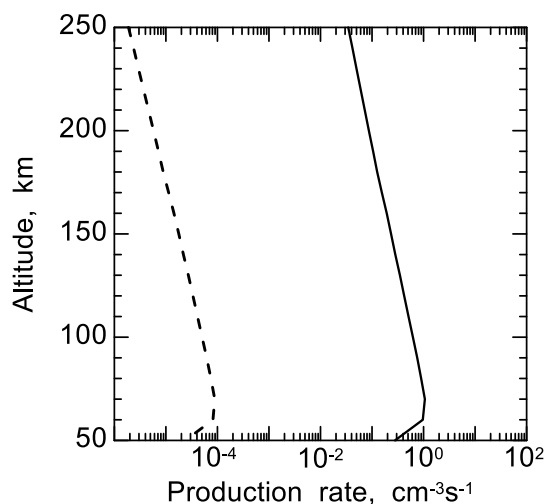
The results of the calculation for the profiles of production rates of the  $C_2H$  and  $C_2H_3$  radicals are shown in Figs. 2 and 3. We assumed in our calculations that acetylene and ethylene concentrations are related with  $N_2$  concentrations by the ratios  $[C_2H_2]=4 \cdot 10^{-6} \cdot [N_2]$  and  $[C_2H_4]=1.5 \cdot 10^{-7} \cdot [N_2]$  (*Bezard et al., 2014; Vuitton et al., 2019*). It should be noted that at the concentrations of acetylene the rates of the interaction of  $N_2(A^3\Sigma_u^+, v'=0,1)$  with  $C_2H_2$  molecules are comparable with the rates of the interaction with  $N_2$ ,  $CH_4$ ,  $CO$ .

The results of the influence of electronically excited  $N_2$  on the  $C_2H$  and  $C_2H_3$  production are compared with the production rates in the dissociation by secondary electrons

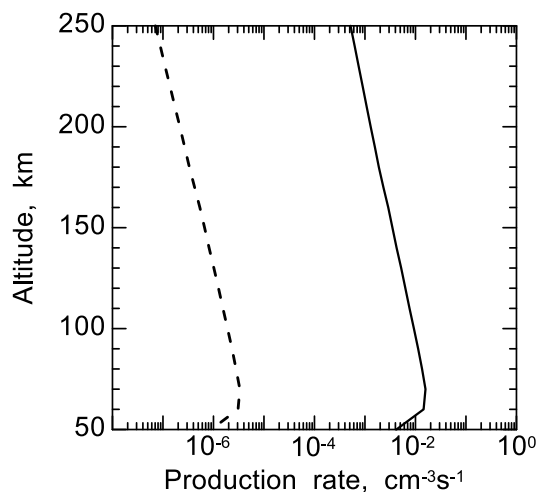


To estimate the rates of the process (15) according to (11) we have used  $\mathcal{E}_{C_2H_2}^{ion} = 26$  eV (Fox *et al.*, 2008) and similar values of cross sections for ionization and dissociation (Song *et al.*, 2017). Therefore we use  $\mathcal{E}_{C_2H_2}^{diss} = \mathcal{E}_{C_2H_2}^{ion} = 26$  eV. We assume the same for the case of collisions with ethylene molecules (16) and use  $\mathcal{E}_{C_2H_4}^{diss} = \mathcal{E}_{C_2H_4}^{ion} = 26$  eV (Fox *et al.*, 2008) in the equation (11).

The comparison of contribution rates in Figs. 2 and 3 shows the domination of the reactions (13) and (14) in the productions of the  $C_2H$  and  $C_2H_3$  radicals. It is seen that the contributions of the processes (13) and (14) in the productions of the  $C_2H$  and  $C_2H_3$  radicals exceed on few orders of magnitudes than the contributions of the processes (15) and (16). Therefore the processes (13) and (14) have to be taken into account in a study of chemical kinetics in the Titan's middle atmosphere.



**Figure 2.** The calculated  $C_2H$  and  $H$  production rates at the altitudes 50-250 km: processes (13) and (15) are shown as solid and dashed lines, respectively.



**Figure 3.** The calculated  $C_2H_3$  and  $H$  production rates at the altitudes 50-250 km: processes (14) and (16) are shown as solid and dashed lines, respectively.

## 5. 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. Vibrational populations of metastable electronically excited  $N_2$  states are presented. The interaction of metastable electronically excited  $N_2$  molecules with acetylene, ethylene 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 (13) and (14) in the productions of the  $C_2H$  and  $C_2H_3$  radicals. The contributions of the processes (13) and (14) in the

productions of the  $C_2H$  and  $C_2H_3$  radicals exceed on few orders of magnitudes than the contributions of processes (15) and (16) 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.
- Capone L.A., Dubach J., Whitten R.C. et al., 1980. Cosmic ray synthesis of organic molecules in Titan's atmosphere. // *Icarus*, v.44, p.72-84.
- Capone L.A., Dubach J., Prasad S.S., Whitten R.C., 1983. Galactic cosmic rays and  $N_2$  dissociation on Titan. // *Icarus*, v.55, p.73-82.
- Dutuit O., Carrasco N., Thissen R., et al., 2013. Critical review of  $N$ ,  $N^+$ ,  $N_2^+$ ,  $N^{++}$ , and  $N_2^{++}$  main production processes and reactions of relevance to Titan's atmosphere. // *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, v.204, №20.
- 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.
- Golde M.F., Ho G.H., Tao W., Thomas J.M., 1989. Collisional deactivation of  $N_2(A^3\Sigma_u^+, v=0-6)$  by  $CH_4$ ,  $CF_4$ ,  $H_2$ ,  $H_2O$ ,  $CF_3Cl$ , and  $CF_2HCl$ . // *J. Phys. Chem.*, v.93, p.1112-1118.
- 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., 2008. Electronically excited molecular nitrogen and molecular oxygen in the high-latitude upper atmosphere. // *Ann. Geophys.*, v.26, p.1159-1169.
- Kirillov A.S., 2011. Excitation and quenching of ultraviolet nitrogen bands in the mixture of  $N_2$  and  $O_2$  molecules. // *J. Quan. Spec. Rad. Tran.*, v.112, p.2164-2174.
- 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.
- 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.
- Piper L.G., 1992. Energy transfer studies on  $N_2(X^1\Sigma_g^+, v)$  and  $N_2(B^3\Pi_g)$ . // *J. Chem. Phys.*, v.97, p.270-275.
- 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.
- Slanger T.G., Wood B.J., Black G., 1973. Temperature-dependent  $N_2(A^3\Sigma_u^+)$  quenching rate coefficients. // *J. Photochem.*, v.2, p.63-66.
- Song M.-Y., Yoon J.-S., Cho H., et al., 2017. Cross sections for electron collisions with acetylene. // *J. Phys. Chem. Ref. Data*, v.46, 013106.
- Thomas J.M., Jeffries J.B., Kaufman F., 1983. Vibrational relaxation of  $N_2(A^3\Sigma_u^+, v=1,2,3)$  by  $CH_4$  and  $CF_4$ . // *Chem. Phys. Lett.*, v.102, p.50-53.
- Umemoto H., 2003. Selective production and kinetic analysis of thermally equilibrated  $N_2(B^3\Pi_g, v=0)$  and  $N_2(W^3\Delta_u, v=0)$ . // *Phys. Chem. Chem. Phys.*, v.5, p.5392-5398.
- Umemoto H., 2007. Production yields of  $H(D)$  atoms in the reactions of  $N_2(A^3\Sigma_u^+)$  with  $C_2H_2$ ,  $C_2H_4$ , and their deuterated variants. // *J. Chem. Phys.*, v.127, 014304.
- 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: 10.51981/2588-0039.2022.45.032

## SIMULTANEOUS MICROWAVE MONITORING THE DIURNAL VARIATIONS OF THE MESOSPHERIC OZONE ON LEVEL 60 KM IN DECEMBER 2021 ON APATITY AND PETERHOF

Y.Y. Kulikov<sup>1</sup>, A.F. Andriyanov<sup>1</sup>, V.G. Ryskin<sup>1</sup>, V.M. Demkin<sup>2</sup>, V.B. Belakhovsky<sup>3</sup>,  
V.I. Demin<sup>3</sup>, A.S. Kirillov<sup>3</sup>, A.V. Losev<sup>3</sup>, V.A. Shishaev<sup>3</sup>, A.V. Poberovsky<sup>4</sup>

<sup>1</sup>*Institute of Applied Physics, Nizhny Novgorod*

<sup>2</sup>*High School of Economy, Nizhny Novgorod*

<sup>3</sup>*Polar Geophysical Institute, Apatity*

<sup>4</sup>*St. Petersburg University, Saint Petersburg*

### Abstract

We present data continuous series of microwave observation of the middle atmosphere ozone in December 2021 above Apatity (67N, 33E) and Peterhof (60N, 30E). The given winter is the initial stage the current 25 cycles of solar activity. Measurements were carried out with the help of two identical mobile ozonemeter (observation frequency 110.8 GHz). The parameters of each device 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. The microwave data on the behavior of mesospheric ozone (altitude 60 km) indicate the presence of both photochemical and dynamic components in its changes.

### 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 60,6 – 61,5, and multichannel spectrum analyzer. In front of receiver is a 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 wave range are given in [1, 2].

### Results of observations and discussion

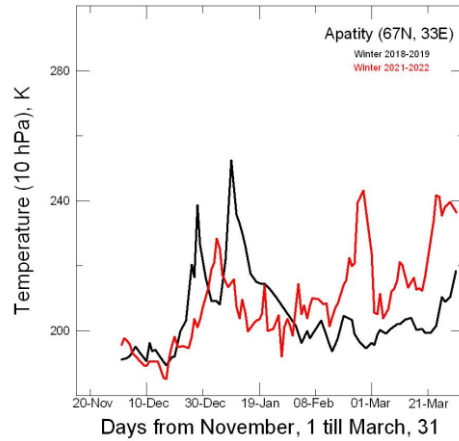
Simultaneous microwave measurements of ozone on Apatity and Peterhof were performed for winter season 2021 – 2022. Microwave observations during December were carried out in form of continuous series (several days nonstop) with a time resolution of 15 min. It should be emphasized that the method of ground-based microwave radiometry is one of the few that allows you to continuously monitor the behavior of ozone in the entire middle atmosphere at specific place with high temporal resolution. **Figure 1** shows the temperature variations at level 10 hPa for winters 2018-2019 and 2021-2022 above Apatity. Sudden stratospheric warmings (SSW) were recorded for each of the winter season. It is known, that SSW influence on a middle atmospheric ozone [3-6].

We will focus on the daily variations of the ozone density at the altitude of 60 km during the most interesting events in the middle atmosphere, taking into account simultaneous measurements at two stations. At the altitude of 60 km, ozone variability is controlled by both photochemical processes, which are determined by sunrise and sunset, and dynamic processes, which are associated (SSW) and the polar vortex.

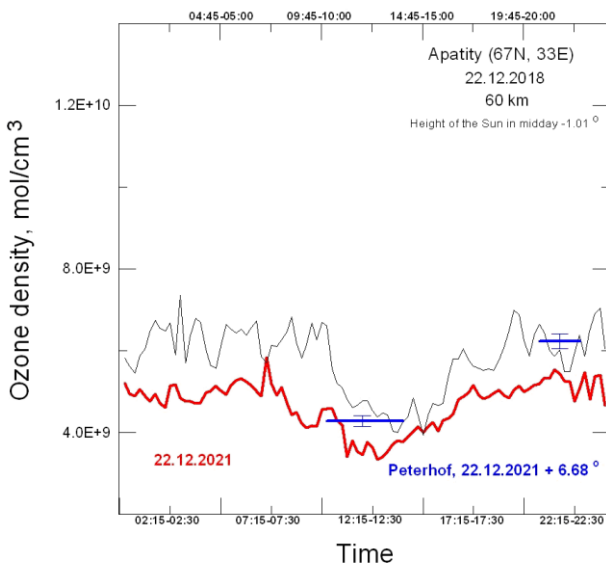
**Figure 2** shows diurnal variations of ozone density (60 km) over Apatity (red bold line) and over Peterhof on the winter solstice on December 22, 2021. The height of the Sun above the horizon at noonday in Apatity was  $-1.01^\circ$ , and for Peterhof  $+6.68^\circ$ .

Note that the diurnal changes in  $O_3$  over Peterhof are displayed by averaged horizontal bold blue lines with the indication of errors. The length of these lines corresponds to the averaging time. Results of simultaneous microwave measurements show that there are more a high level of  $O_3$  day and night density over Peterhof compared to Apatity by 13% and 25% respectively. How to separate the amplitude of the diurnal cycle of ozone which is determined by

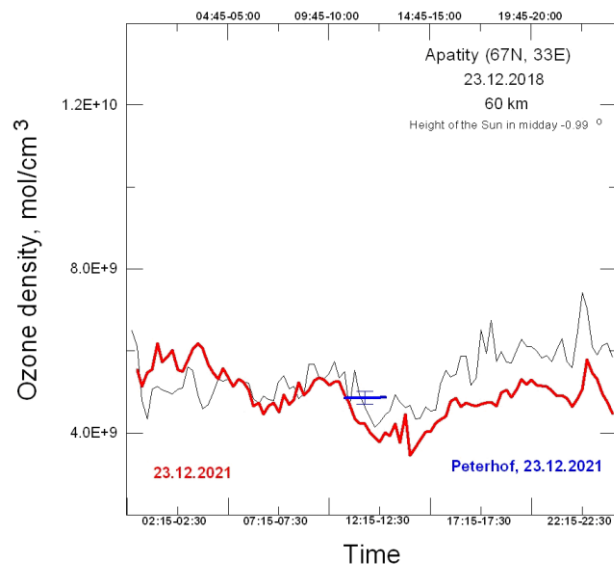
photochemical processes? We propose to take the average densities of O<sub>3</sub> for the time intervals 10:00 – 14:00 LT (noon) and 22:00 – 02:00 LT (midnight) and consider their ratio as the amplitude of the diurnal cycle. The amplitude of the diurnal cycle over Peterhof is 45%, and over Apatity - 32%. For comparison, the same figure shows the diurnal variability of O<sub>3</sub> on December 22, 2018 over Apatity (thin line) with amplitude of 30%. Thus values of ozone density for night and day 22.12.2018 exceed the appropriate density for 22.12.2021 approximately on 25%. Note that both December daily ozone fluctuations (**Fig. 2**) took place in calm geomagnetic activity and in the absence of dynamic disturbances in the middle atmosphere. The polar vortex over the Apatity broke down before the sudden stratospheric warming. In the winter of 2018-2019 SSW began on December 24 and ended on February 1, and lasted for almost 40 days [7]. Apparently, due to the absence of the influence of the polar vortex on the middle atmosphere the ozone concentrations at the beginning and end of the day differ from each other by less than 10%, i.e. significantly less than the amplitude of the diurnal variation, which is associated with photochemical processes.



**Figure 1.** Changes of temperature at a level 10 hPa for winters 2018-2019 (black line) and 2021-2022 (red line) above Apatity (MLS/Aura data).



**Figure 2**

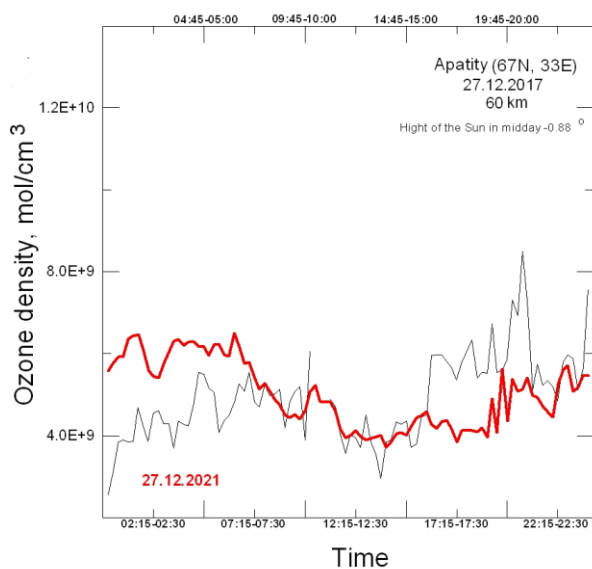


**Figure 3**

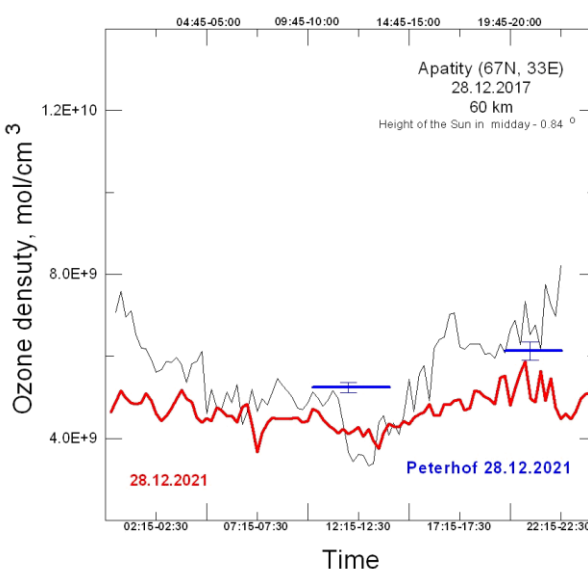
In **Figure 3** diurnal variations of ozone at 60 km which were received from continuous measurements (temporal resolution 15 min) in December, 23 2021 (bold red line) near to a winter solstice are shown. The amplitude of the diurnal cycle over Apatity is 26%. The horizontal bold blue line in the same figure represents average daytime of ozone density in measurements above Peterhof. For comparison, in the same figure shows the diurnal variability of O<sub>3</sub> on December 23, 2018 over Apatity (thin line) with amplitude of 20%. Temperature disturbance on December 22-23, 2021 in a middle atmosphere over Apatity are absent (see **Fig. 1**).

**Figure 4** shows diurnal variations in ozone density (60 km) over Apatity during the polar night of December 27, 2021 (bold red line). The state of an atmosphere above Apatity near to a winter solstice refers to at polar night. It is necessary to note, that at polar night near to midday within several hours the atmosphere is lighted by the Sun and reactions of formation and destruction of ozone (Chapman cycle) are carried out. These changes in ozone density are

compared with the daily cycle of ozone on December 27, 2017 (thin black line). The height of the Sun above the horizon at this date noonday was  $-0.88^\circ$ . Both curves near noon time have a minimum concentration value of  $4 \cdot 10^9$  mol/cm<sup>3</sup> and during a long time about 5 hours these values coincide each other. The amplitude of the diurnal cycle for December 27, 2017 is about 19%, and for December 27, 2021 it is about 28%. In **Fig. 4** there is a strong variability of ozone during the day for December 27, 2017.



**Figure 4**



**Figure 5**

For example for this date the increase in the ozone density, which was averaged over 2 hours from time period 00:00 - 02:00 LT to 22:00 - 24:00 LT was equal to 56%, which significantly exceeds the amplitude of the diurnal cycle. These days geomagnetic activity was insignificant. It should be noted that in December 2017, the middle atmosphere over the Kola Peninsula was inside the polar vortex. Perhaps this behavior of ozone at an altitude of 60 km is due to its influence. In the winter season of 2017-2018, SSW over Apatity began just in mid-February [8].

**Figure 5** shows diurnal cycle of mesospheric ozone (60 km) over Apatity during the polar night of December 28, 2021 (bold red line). The height of the Sun above the horizon at this date noonday was  $-0.84^\circ$ . The amplitude of a diurnal cycle of ozone density (60 km) above Apatity had value of 12 %. In **Figure 5** shows the behavior of ozone at altitude 60 km the same day over Peterhof are displayed by averaged horizontal bold blue lines with the indication of errors. The amplitude of a diurnal cycle of ozone density (60 km) above Peterhof had value of 17 %. For comparison, the same figure shows the diurnal variability of O<sub>3</sub> on December 28, 2017 over Apatity (thin line) with amplitude of 63%. This day, apparently, there was a strong influence of a polar vortex on a middle atmosphere down to height of 60 km. Note the significant variations in the O<sub>3</sub> density, which are not associated with sunrise and sunset. The amplitude of changes in ozone density exceeds known modeling representations.

## Conclusion

- The average amplitude of a daily course мезосферного ozone above Apatity in a continuous series of microwave observations from December, 21 till December, 29 2021 has made value  $(20 \pm 3)$  %.
- Variability of mesospheric ozone density (60 km) which occurs because of photochemical processes considerably can concede to variations O which are caused atmospheric dynamic - type a polar vortex or SSW.

## Acknowledgments

The work was supported within frame of State task IAP RAS the project number 0030-2021-0008.

## 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. Kulikov Y.Y., Krasilnikov A.A., Ryskin V.G. Microwave studies of the structure of the polar-latitude ozone layer during anomalous warming events in the stratosphere. *Izvestiya, Atmospheric and Oceanic Physics (Eng. Transl.)*, V. 38, P. 182-191, 2002.
4. Kulikov Yu.Yu., Ryskin V.G., Krasilnikov A.A. Microwave sounding measurements of the ozone layer in the polar and mid-latitude stratosphere in the winter seasons of 1998-2001. *Izv. Acad. Sci. Atmos. and Oceanic Phys.*, V. 39, P. S56-S61, 2003.
5. Kulikov Y.Y., Ryskin V.G., Krasilnikov A.A., Kulin L.M. Microwave observations of ozone variability in the high-latitude stratosphere in winter of 2002-2003. *Radiophysics and Quantum Electronics*, V. XLVII, № 2, P. 134-141, 2005.
6. Marichev V.N., Matvienko G.G., Lisenko A.A., Bochkovsky D.A., Kulikov Y.Y., Krasilnikov A.A., Ryskin V.G., Demkin V.M. Microwave and optical observation of ozone and temperature of the middle atmosphere during stratospheric warming at Western. Siberia *Atmospheric and Oceanic Optics (Eng. Transl.)*, V. 27, P. 46-52, 2014.
7. Kulikov Y.Y., Andriyanov A.F., Demin V.I., Demkin V.M., Kirillov A.S., Ryskin V.G., Shishaev V.A. Influence of sudden stratospheric warming on polar mesospheric ozone. *Proceedings of International Conference «Atmosphere, ionosphere, safety»*, Kaliningrad, P. 10-13, 2020.
8. Kulikov Y.Y., Andriyanov A.F., Ryskin V.G., Osipov S.I., Poberovsky A.V., Demin V.I., Kirillov A.S., Kozelov B.V., Shishaev V.A. Simultaneous monitoring of middle atmosphere ozone at Apatity and Peterhof in the winter 2017/2018. "Physics of Auroral Phenomena", *Proc. XLI Annual Seminar, Apatity*, P. 164-167, 2018.

DOI: 10.51981/2588-0039.2022.45.033

## ОСОБЕННОСТИ НОЧНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ВЕРХНЕЙ АТМОСФЕРЫ ЗЕМЛИ – ПОЛОС ГЕРЦБЕРГА I НА СРЕДНИХ ШИРОТАХ В ГОДЫ НИЗКОЙ И ВЫСОКОЙ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

О.В. Антоненко, А.С. Кириллов

*Полярный геофизический институт (ПГИ), г. Апатиты, Россия*

### Аннотация

Проведено сравнение рассчитанных значений интенсивностей свечения полос Герцберга I в ночном небе Земли для условий низкой и высокой солнечной активности с экспериментальными данными, полученными в диапазоне УФ длин волн 3100-3600 Å. Расчеты показали, что наибольшие сезонные вариации объёмных интенсивностей свечения наблюдаются на высотах  $\approx 87-97$  км. Это коррелирует с высотными распределениями отклика температуры атмосферы на солнечную активность: наибольшие сезонные вариации наблюдаются на высотах  $\approx 80-95$  км, причем как для высокой, так и для низкой солнечной активности. Представлены рассчитанные значения интегральной светимости (гистограммы) для расчётных месяцев года при высокой и низкой солнечной активности. Показано, что в период высокой активности наибольшие значения интегральной светимости – в октябре, для низкой солнечной активности – в июле.

**Ключевые слова:** интенсивности свечения, сезонные вариации, расчёты интегральных интенсивностей свечения полос, высотные распределения отклика температур, колебательные уровни, состояния возбуждённого молекулярного кислорода

### 1. Введение

Процессы рекомбинации атомарного кислорода в атмосфере Земли приводят к образованию молекулярного кислорода, излучающего множество эмиссий, и участвуют в термическом режиме атмосферы [1]. Электронно-возбужденные молекулы  $O_2$  излучают молекулярные полосы, располагающиеся от ультрафиолетовой до инфракрасной области спектра свечения атмосферы [2].

Скорости процессов рекомбинации имеют сильную зависимость от температуры атмосферы, которая варьируется как в зависимости от сезона и высоты, так и от солнечной активности. Анализ отклика среднемесячных значений температуры средней атмосферы на солнечную активность на основе многолетних данных, полученных с помощью ракет и спектрофотометрии ряда эмиссий её собственного излучения в течение нескольких циклов 11-летней солнечной активности был выполнен в работе [3]. На основе этих данных, используя разности температур для различных высот профилей, соответствующих годам высокой и низкой солнечной активности, в линейном приближении можно найти скорость приращения температуры под воздействием солнечной активности:

$$\Delta T(Z) = \delta T_F(Z)(F_{10.7} - 130)/100, (K), \quad (1)$$

где  $\delta T_F(Z)$  – изменение температуры на высоте  $Z$  при  $\Delta F_{10.7} = 100$  sfu (solar flux units).

После определения величин  $\delta T_F(Z)$  для отдельных уровней высот были построены сезонные вариации температур [1].

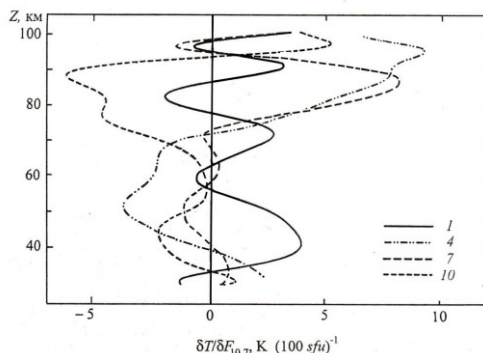


Рисунок 1. Модель отклика температуры на солнечную активность.

На рисунке 1 представлена эмпирическая модель отклика температуры на солнечную активность от высоты и времени года [1], цифрами указаны месяцы: 1-январь, 4-апрель, 7-июль, 10-октябрь. Здесь  $\delta T/\delta F_{10.7}$  K/(100 sfu) - значения отклика температуры атмосферы на солнечную активность при  $\Delta F_{10.7}=100$  sfu. Из представленного рисунка видно, что высотные распределения отклика температуры на солнечную активность на высотах 30–100 км указывают на то, что наибольшие сезонные вариации наблюдаются на высотах  $\approx 80$ -95 км, а минимальные – на высотах  $\approx 55$ -70 км.

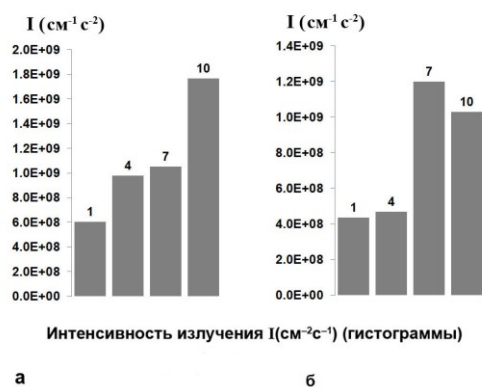
В настоящей работе используются данные по спектрам свечения молекулярного кислорода, полученные со стандартных советских спектрографов СП 48, СП 49, СП 50 в 1957-1959 гг. на средних широтах. Наблюдения были выполнены в период высокой солнечной активности [1]. Также в работе используются спектры, полученные с пика КИТТ на высоте 2080 м (Национальная обсерватория КИТТ – ПИК, США, Аризона), измеренные спектрографом “EbertFastie”.

Цель данной работы – провести сравнение результатов теоретических расчетов интенсивностей свечения полос Герцберга I в диапазоне 250-360 нм с экспериментальными данными интенсивностей свечения молекулярного кислорода  $O_2^*$  в собственном излучении атмосферы Земли в ночное время.

## 2. Описание расчета концентрации возбуждённого кислорода $O_2(A^3\Sigma_u^+)$

Проведены расчеты концентраций возбуждённого кислорода  $O_2$  ( $cm^{-3}$ ) для состояния  $O_2^*(A^3\Sigma_u^+, \nu)$  на высотах верхней атмосферы Земли для средних широт [4]. При этом были использованы высотные распределения атомарного кислорода O для различных месяцев года как для условий высокой ( $F_{10.7}=203$ , 1980 и 1981 гг), так и низкой ( $F_{10.7}=75$ , 1976 и 1986 гг) солнечной активности на средних широтах ( $55.7^\circ$  N;  $36.8^\circ$  E) (звенигородская обсерватория Института физики атмосферы (ИФА) им. А.М. Обухова РАН). Эти распределения были получены на основании регулярных данных по свечению атомарного кислорода O и полуэмпирической модели, интегрирующей несколько типов различных среднеширотных измерений, регрессионных соотношений и теоретических расчетов на протяжении нескольких десятков лет сотрудниками ИФА [1]. В расчетах применялась константа скорости реакции рекомбинации как рассчитанная величина в зависимости от средней температуры планеты, согласно трудам Н.Н. Шефова [1].

Получены профили высотного распределения объёмной интенсивности излучения возбуждённого кислорода  $i(cm^{-3}c^{-1})$  для высот верхней атмосферы на средних широтах Земли [4] как в условиях высокой, так в условиях низкой солнечной активности. Рассчитанные значения объёмной интенсивности [4] демонстрируют, что наибольшие сезонные вариации наблюдаются на высотах  $\approx 87$ -97 км. Это применимо как для высокой, так и для низкой солнечной активности.



**Рисунок 2.** Рассчитанные интенсивности излучения  $O_2^*$   $I(cm^{-2}c^{-1})$  (гистограммы) для условий высокой и низкой солнечной активности (справа и слева, соответственно).

Рассчитанные значения интенсивности излучения  $O_2^*$   $I(cm^{-2}c^{-1})$  (гистограммы) во всех рассмотренных полосах Герцберга I, обусловленных излучательными переходами



для условий высокой ( $F_{10.7}=203$ , 1980 и 1981 гг.) и низкой ( $F_{10.7}=75$ , 1976 и 1986 гг.) солнечной активности представлены на рисунке 2 (справа и слева, соответственно). Цифрами на рисунке представлены месяцы года: 1-январь, 4-апрель, 7-июль, 10-октябрь. При расчётах использовались данные по концентрациям атомарного кислорода и температурам для средних месяцев каждого сезона. Результирующие гистограммы по каждому месяцу демонстрируют, что для низкой солнечной активности. ( $F_{10.7}=75$ , 1976 и 1986 гг.) максимальное

значение объёмной интенсивности свечения  $O_2^*$  наблюдается для июля, в то время как для высокой ( $F_{10.7}=203$ , 1980 и 1981 гг.) – для октября.

### 3. Результаты моделирования

На рисунке 3 представлен спектр излучения ночной верхней атмосферы в диапазоне УФ длин волн 3100-3600 Å, обусловленный свечением полос Герцберга I (процессы 2) [5]. Наблюдения выполнены в период высокой солнечной активности стандартными советскими спектрографами СП 48, СП 49, СП 50 в 1957-1959 гг. на средних широтах [1]. Соответствующие рассчитанные значения интенсивности излучения полос Герцберга I представлены на данном рисунке в виде гистограмм.

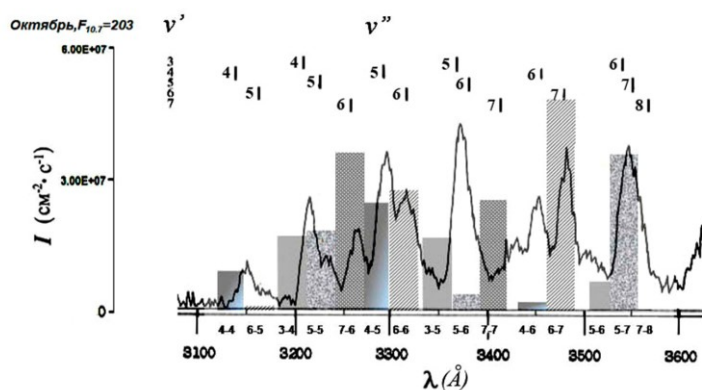


Рисунок 3. Спектр излучения ночной верхней атмосферы (полосы Герцберга I) согласно [5]. Гистограммы – результаты расчетов.

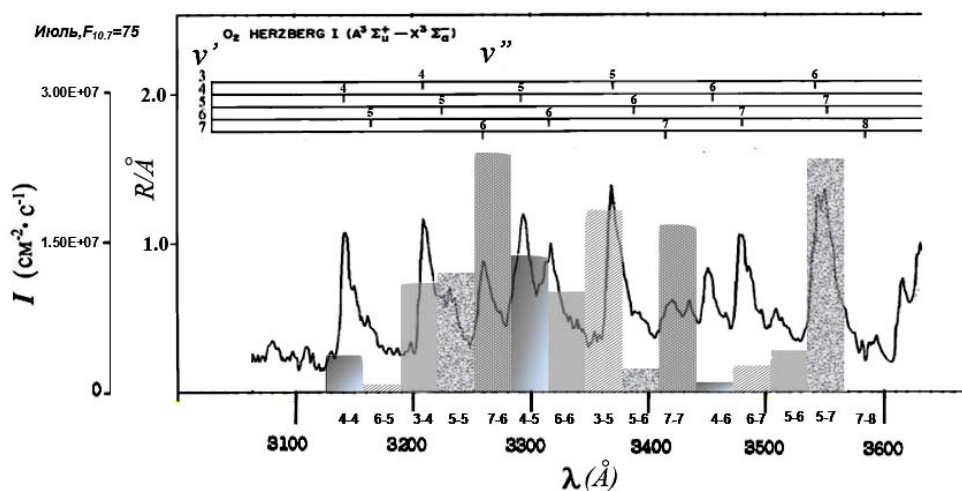


Рисунок 4. Спектр излучения ночной верхней атмосферы, полученных спектрографом “EbertFastie” с пика КИТТ (полосы Герцберга I) согласно [6,7]. Гистограммы – результаты расчетов.

На рисунке 4 представлен диапазон длин волн спектрографа “EbertFastie” с пика КИТТ на высоте 2080 м (Национальная обсерватория КИТТ – ПИК, США, Аризона) [6]. В УФ длинах волн 3100-3600 Å (полосы Герцберга I) использовался ультрафиолетовый источник низкой яркости [7]. Обсерватория функционирует с 1958г, однако, автор описывает наблюдения, ссылаясь на труды 1961-1964 гг – период низкой солнечной активности [8]. Соответствующие рассчитанные значения интенсивности излучения полос Герцберга I представлены на данном рисунке аналогично в виде гистограмм.

Полученные экспериментальные данные по свечению молекулярных полос могут быть использованы при оценке скоростей образования и гашения различных колебательных уровней электронно-возбужденных состояний при различных столкновительных процессах. Лучшее согласие результатов расчетов с экспериментальными данными удастся получить, благодаря коррекции квантовых выходов образования электронно-возбужденного кислорода при тройных столкновениях и коэффициентов Эйнштейна для процессов излучения (2).

#### 4. Заключение

Рассчитанные значения объёмной интенсивности свечения полос Герцберга I молекулярного кислорода в ночной атмосфере Земли демонстрируют, что наибольшие сезонные вариации наблюдаются на высотах  $\approx 87$ – $97$  км. Это коррелирует с высотными распределениями отклика температуры на солнечную активность: наибольшие сезонные вариации наблюдаются на высотах  $\approx 80$ – $95$  км [1].

Представлены рассчитанные значения интегральной светимости (гистограммы) для расчётных месяцев года для высокой и низкой солнечной активности. Показано, что в период высокой активности значения интегральной светимости имеют наибольшие значения в октябре, а для низкой солнечной активности – в июле.

Проведено сравнение рассчитанных значений интенсивностей излучения полос Герцберга I в условиях высокой солнечной активности с экспериментальными данными, полученными в диапазоне УФ длин волн 3100–3600 Å. Наблюдения выполнены стандартными наземными советскими спектрографами [5]. Также проведено сравнение рассчитанных значений интенсивности излучения полос Герцберга I в условиях низкой солнечной активности с экспериментальными данными, полученными в диапазоне УФ длин волн 3100–3600 Å. Наблюдения выполнены наземным спектрографом “EbertFastie” с пика КИТТ (США) [6,7].

Сравнение экспериментальных данных с рассчитанными значениями интенсивностей свечения полос показало, что лучшее согласие наблюдается после коррекции коэффициентов Эйнштейна согласно [9] для некоторых излучательных переходов (2), а также коррекции значений квантовых выходов электронно-возбуждённых молекул  $O_2(A^3\Sigma_u^+, \nu)$  в результате тройных столкновений, которые были представлены в [10].

#### Ссылки

1. Шефов Н.Н., Семёнов А.И., Хомич В.Ю. Излучение верхней атмосферы – индикатор её структуры и динамики / М.: ГЕОС. 741 с. 2006.
2. Slinger T.G., Copeland R.A. Energetic Oxygen in the Upper Atmosphere and the Laboratory // Chem. Rev. V.103. №12. P.4731-4765. 2003.
3. Семенов А.И., Перцев Н.Н., Шефов Н.Н., Перминов В.И., Баканас В.В. Расчет высотных профилей температуры и концентрации атмосферы на 30–110 км // Геомагнетизм и Аэронавигация. Т.44. №6. С.835–840. 2004.
4. Антоненко О.В., Кириллов А.С. Моделирование спектра свечения ночного неба Земли для систем полос, излучаемых при спонтанных переходах между различными состояниями молекулы электронно-возбуждённого кислорода // Известия РАН. Серия физическая. Т.85. №3. С.310–314. 2021.
5. Krassovsky V.I., Shefov N.N., Yarin V.T. Atlas of the airglow spectrum  $\lambda\lambda$  3000 – 12400 Å // Planet. Space Sci. V.9. №12. P.883–915. 1962.
6. Broadfoot A.L., Kendall K.R. The Airglow Spectrum, 3100–10,000 Å // J. Geophys. Res. V.73. №1. P.426–428. 1968.
7. Broadfoot A.L., Hunten D.M. Excitation of  $N_2$  band systems in aurora // Can. J. Phys. V.42. №6. P.1212–1230. 1964.
8. Chamberlain J.W. Physics of Aurora and Airglow / Academic Press. New York. 1961.
9. Bates D.R. Oxygen band system transition arrays // Planet. Space Sci. V.37. №7. P.881–887. 1989.
10. Кириллов А.С. Моделирование населенностей колебательных уровней состояний молекулярного кислорода, исходных для полос Герцберга, на высотах нижней термосферы и мезосферы // Геомагнетизм и Аэронавигация. Т.52. №2. С.258–264. 2012.



DOI: 10.51981/2588-0039.2022.45.034

## СОЗДАНИЕ ОДНОРОДНОГО РЯДА СРЕДНЕМЕСЯЧНЫХ ТЕМПЕРАТУР ВОЗДУХА В АПАТИТАХ (МУРМАНСКАЯ ОБЛАСТЬ) ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ КЛИМАТИЧЕСКИХ ИЗМЕНЕНИЙ

В.И. Демин

ФГБНУ «Полярный геофизический институт», г. Апатиты

### Аннотация

Представлена процедура создания длинного ряда среднемесячных температур воздуха в Апатитах по данным нескольких ГМС. Статистическими тестами показана однородность созданного композитного ряда. Получены климатические нормы для основных климатических периодов. Среднесезонные температуры в Апатитах в начале XXI в. (2001-2021 гг.) выше аналогичных ПТВ преиндустриального периода на 2.5, 2.5, 1.2 и 1.9°C зимой, весной, летом и осенью соответственно. Среднегодовая температура воздуха повысилась с -1.7 до 0.3°C.

### Введение

Гидрометеорологическая станция (ГМС) «Апатиты» работает в поселке Тик-Губа с сентября 1978 г. Из-за короткого периода наблюдений полученные на ней ряды метеорологических параметров в целом недостаточны для анализа даже современных изменений климата. Между тем метеорологические измерения в окрестностях Апатит начались еще в 1900 г. и соответствуют наиболее ранним сериям на территории Мурманской области. Однако выполнялись эти измерения в разные периоды времени на разных ГМС (рис. 1).

Целью данной работы является создание композитного и методически однородного ряда среднемесячных температур воздуха в Апатитах для оценок изменения климата на различных временных масштабах.



Рисунок 1. Схема расположения ГМС вблизи Апатит и периоды с доступными данными о температуре воздуха.

### История метеорологических измерений в Апатитах

Метеорологические наблюдения вблизи Апатит начались 1 июня 1900 г. при почтово-телеграфной конторе в селении Хибины. Подробное описание местоположения метеорологической площадки не сохранилось, но известно, что в период 1900-1927 гг. она не переносилась. В издании [1] эти измерения представлены как данные ГМС «Имандра». Эти же самые данные в [2] фигурируют уже как ряды температуры по ГМС «Хибины, оп. поле». В действительности же ГМС «Хибины, оп. поле» была открыта на территории Хибинского сельскохозяйственного опорного пункта Института прикладной ботаники и селекции (позднее – Полярной опытной станции Всесоюзного института растениеводства (ПОСВИР) только 15 мая 1924 г., причем до конца 1926 г. измерения проводились нерегулярно. После производства в течение 1927 г. параллельных измерений на ГМС «Хибины-Имандра» и «Хибины, оп. поле» первая из станций была закрыта. Таким образом, представленный в климатических архивах ряд по ст. «Хибины, оп. поле», начинающийся с 1900 г., является композитным. Очевидно, что такому объединению должна была предшествовать проверка на однородность. В 1978 г. с переездом ПОСВИР со ст. Хибины в пос. Тик-Губа ГМС «Хибины, оп. поле» прекратила свои наблюдения на старом месте и одновременно – с сентября 1978 г. – в Тик-Губе начала наблюдения новая ГМС, названная по месту нахождения ГМС «Апатиты».

С 15 июля 1932 г. метеорологические наблюдения проводились на территории совхоза «Индустрия», расположенного к западу от жд станции «Апатиты» (в справочнике [6] ГМС обозначена как «Апатиты, Индустрия»). 20 октября 1942 г. наблюдения были перенесены на территорию аэропорта, располагавшегося в пос. Тик-Губа, где еще с 1937 г. находилась авиационная метеорологическая станция (АМСГ). Ее данные в издании [6] представлены под именем «Апатиты», но, чтобы не путать ее с современной АМСГ «Апатиты» в аэропорту «Хибины» («Апатиты») и современной ГМС «Апатиты», далее в работе она будет обозначаться как АМСГ «Апатиты» (Тик-Губа). С началом работы аэропорта в Кировске аэропорт Тик-Губа прекратил свое существование, а АМСГ «Апатиты» была реорганизована в АМСГ «Кировск».

### Создание длинного ряда

Простое объединение рядов ГМС «Хибины, оп. поле» (06.1900-08.1978) и современной ГМС Апатиты (с 09.1978 г.) позволяет создать непрерывный длинный (с 1900 г.) ряд. Однако такая процедура не является корректной: район размещения современной ГМС «Апатиты» из-за особенностей окружающего микроклимата характеризуется более низкими приземными температурами воздуха (ПТВ), чем местоположение ГМС «Хибины оп. поле». Такой композитный ряд не проходит тесты на однородность.

Более перспективным представляется объединение рядов, полученных в 1942-1964 гг. на АМСГ «Апатиты» (Тик-Губа) и работающей в настоящее время в той же Тик-Губе ГМС «Апатиты»: обе измерительные площадки – действующей ГМС и бывшей АМСГ – расположены не только на небольшом расстоянии друг от друга (примерно 1 км – в пределах прямой видимости) и близких высотах (131-134 м н.у.м.), но и, что особо важно, практически в одинаковых микроклиматических условиях (обширный выровненный низменный участок на берегу озера Имандра).

Объединяя ряды АМСГ «Апатиты» (Тик-Губа) и ГМС «Апатиты» необходимо для непрерывности ряда найти значения ПТВ в период 1965-1978 гг.

Методика восстановления отсутствующих значений по данным ближайших ГМС (ГМС-аналог) приведена в ряде специальных работ (см., например, [3, 4]). Она предполагает нахождение для каждого месяца линейных регрессий, связывающих ПТВ на исследуемой ГМС и ГМС-аналоге в период их параллельной работы и нахождение по этим уравнениям отсутствующие значения по известным значениям на ГМС-аналоге. Для АМСГ «Апатиты» (Тик-Губа) ближайшим аналогом может быть ГМС «Хибины, оп. поле», удаленная примерно на 14 км к северу и имеющая с ней довольно продолжительный период параллельной работы: 1942-1964 гг. (у ГМС «Апатиты» временного перекрытия с ГМС «Хибины, оп. поле» нет).

Дополнение ряда АМСГ «Апатиты» (Тик-Губа) к 1932 г. данными ГМС «Апатиты, Индустрия» (1932-1942 гг.), несмотря на их очень близкое положение, нецелесообразно. После переноса наблюдений с территории совхоза «Индустрия» на территорию аэропорта в Тик-Губе однородность ряда нарушилась в сторону понижения средних месячных на 0.2-0.3°C и средних минимальных на 0.4-0.6°C [2] (сказывается более близкое положение АМСГ «Апатиты» (Тик-Губа) к обширной котловине Имандры, где из-за стока холодного воздуха происходит формирование «озера холода»). Потому отсутствующие на АМСГ «Апатиты» (Тик-Губа) ПТВ в период 1900-1942 придется рассчитать по данным ГМС «Хибины, оп. поле». Несколько пропусков ПТВ на ГМС «Хибины, оп. поле» в период 1915-1922 гг. были предварительно заполнены с использованием данных ГМС «Кандакаша» и «Кола».

Расчет значений ПТВ на АМСГ «Апатиты» (Тик-Губа) по ГМС «Хибины, оп. поле» позволяет получить ряд среднемесячных ПТВ по ГМС «Апатиты» с 1900 по 1978 г. Высокие (более 0.99) коэффициенты корреляции ПТВ на АМСГ «Апатиты» (Тик-Губа) и ГМС «Хибины, оп. поле» в период их параллельной работы предполагают надежность расчетных значений (табл. 1).

**Таблица 1.** Коэффициенты корреляции ( $r$ ) среднемесячных ПТВ на АМСГ «Апатиты» (Тик-Губа) и «Хибины оп. поле»,  $\sigma$  – стандартная ошибка уравнения регрессии; по данным 11.1942-1964 гг.

месяц	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII
$r$	0.993	0.998	0.996	0.997	0.997	0.997	0.996	0.997	0.991	0.998	0.996	0.998
$\sigma$	0.3	0.3	0.3	0.2	0.2	0.2	0.2	0.1	0.2	0.1	0.3	0.3

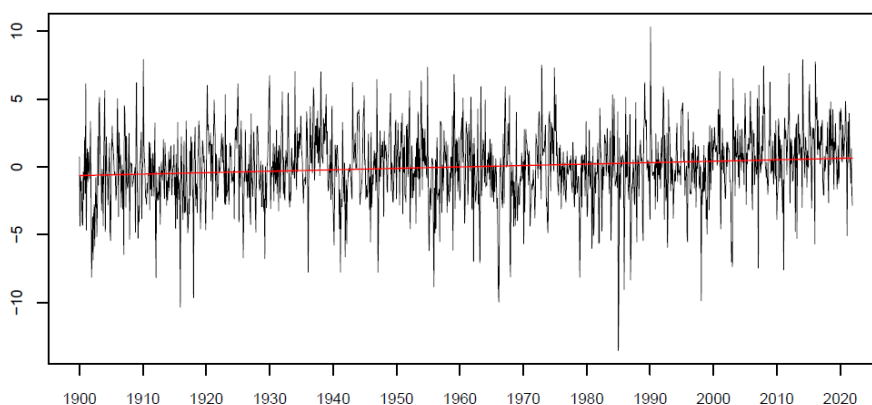
Как уже было сказано выше, ряд среднемесячных ПТВ на АМСГ «Апатиты, Тик-Губа» (1900-1978 гг.) предлагается объединить с рядом ПТВ современной ГМС «Апатиты». Для проверки однородности созданного композитного ряда в соответствии с принятой международной практикой был применен комбинированный статистический подход [5], при котором последовательно использовались четыре статистических теста: стандартный нормальный тест для проверки однородности (SNHT), тест Буишанда, непараметрический тест

Петита, отношение Фон-Ноймана. Ряд признавался однородным, если однородность на 1% уровне вероятности отрицало не более 1 теста.

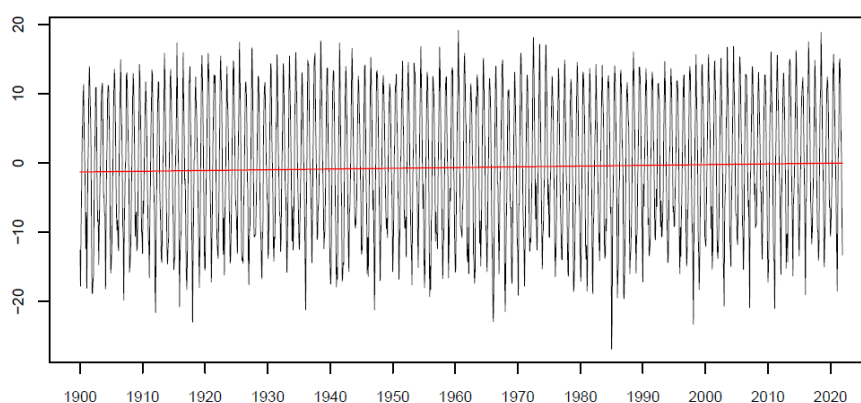
В ряду разностей среднемесячных ПТВ между Апатитами и Мончегорском, который можно рассматривать как эталонный в период 1937-1990 гг. (с 1991 ГМС находится в другом месте) сдвиг вблизи 1978 г. была обнаружен только в ноябре. В ряду разностей ПТВ между Апатитами и Кандалакшей (гарантированно однороден с 08.1958) сдвигов вблизи 1978 г не обнаружено.

Созданный композитный ряд ПТВ (1900-2021 гг.) состоит из нескольких фрагментов: 1. 1900-1942 гг. – расчетные ПТВ по измерениям на ГМС «Хибины оп. поле»; 2. 1942-1964 гг. – данные прямых измерений на АМСГ «Апатиты» (Тик-Губа); 3. 1965-1978 гг. – расчетные ПТВ по измерениям на ГМС «Хибины оп. поле»; 4. с 1978 г. – прямые измерения на ГМС «Апатиты». В случае однородности его статистические характеристики, очевидно, не должны меняться на разных участках. Для проверки был проведен анализ полного ряда (1900-2021) в специальном пакете RHTests, работающем в программной среде R. В пакете используются пенализированный максимальный t- и F-тесты для поиска скачкообразных сдвигов в среднем [7]. Реализованный в нем алгоритм является в настоящее время одним из наиболее эффективных для обнаружения множественных сдвигов и широко применяется для выявления неоднородностей в многолетних рядах данных метеорологических элементов (RHTest предлагается Всемирной метеорологической организации в качестве программного продукта для гомогенизации рядов).

Работа RHTests в режиме «без эталонного», когда анализу подвергался полный ряд ГМС «Апатиты», 1900-2021 гг., не обнаружило сдвигов, причем не только вблизи границ стыковки отдельных фрагментов ряда, но и по всему ряду в целом (рис. 2, 3).



**Рисунок 2.** Базовый ряд аномалий среднемесячных ПТВ (аномалии относительно среднего годового цикла базового ряда) вместе с моделью многофазной регрессии, ГМС «Апатиты».



**Рисунок 3.** Базовый ряд среднемесячных ПТВ и линейный тренд, определенный RHTests (без сдвигов), ГМС «Апатиты».

При использовании эталонных рядов результат RHTests оказался неоднозначным. По отношению к рядам ГМС «Мончегорск», «Кандалакша» обнаруживался сдвиг примерно на  $0.2^{\circ}\text{C}$  – величина, на которую в процессе гомогенизации следовало бы уменьшить измеренные на АГМС «Апатиты» (Тик-Губа) ПТВ. Но по отношению к другим, причем более длинным эталонным рядам, – «Умба», «Мурманск» и «Полярный» (единственный ряд, полностью соответствующий длине созданного композитного ряда), сдвигов обнаружено

не было. Неоднозначная реакция тестов, позволяет признать коррекцию измеренных значений нецелесообразной и оставить композитный ряд в исходном виде как однородный. Последнее представляется тем более важным, что нестрогое обоснованные действия по исправлению старых значений в пользу их понижения нередко служат поводом для обвинений в применении манипулятивных процедур с целью «усилить» скорость современного потепления.

При оценке изменений климата в Апатитах можно не ограничиваться 1900 г. В серии справочников по климату СССР [6] приведены климатические нормы 1881-1960 гг. Для ГМС с недостаточной продолжительностью измерений выполнялось приведение к длинному ряду методом разностей. Для ГМС «Апатиты» такое приведение возможно по данным ГМС «Кола», работавшей с 1878 г., – единственной ГМС региона, полностью захватившей весь расчетный период 1881-1960 гг. При привлечении измерений в норвежском Вардэ и шведском Торнедалене существует возможность удлинения рядов в Апатитах до 1840 г. и даже до 1803 г (только по данным Торнедален). Точность такой реконструкции из-за использования более удаленных ГМС значительно снижается. Например, стандартная ошибка восстановления среднемесячных ПТВ по данным ГМС «Хибины, оп. поле» составляет 0.1-0.3°C, по данным ГМС «Кола» увеличивается до 0.5-1.0°C, а при реконструкции по Торнедалену и Вардэ – до 0.6-2°C. Однако, если интересует не точное значение среднемесячной ПТВ конкретного года, а среднее многолетнее, например, климатическая норма, которая рассчитывается за десятки лет (не менее 30) – точность остается вполне допустимой: среднеквадратичное отклонение арифметического среднего за  $n$  лет в  $\sqrt{n}$  раз меньше ошибки одного восстановления.

Климатические нормы среднемесячной ПТВ для ГМС «Апатиты» для разных периодов, используемых в климатологии, приведены в табл. 2. Приведены также средние многолетние ПТВ начала XXI в. (2001-2021 гг.). Среднее за период 1850-1900 г. принято считать за характеристику климата т.н. преиндустриального периода.

Повышение климатических норм, а также то, что характерные средние для конца XX – начала XXI в. ПТВ являются наиболее высокими за весь исследуемый период, наглядно иллюстрируют современное потепление климата.

**Таблица 2.** Климатические нормы среднесезонных ПТВ на ГМС «Апатиты» в разные периоды.

Период	Зима (XI-III)	Весна (IV-V)	Лето (VI-VIII)	Осень (IX-X)	год
1850-1900	-11.9	-0.4	11.5	2.4	-1.7
1881-1960	-10.6	0.2	11.8	2.9	-1.0
1961-1991	-11.2	0.5	11.9	3.2	-1.1
1981-2010	-10.4	1.0	12.0	3.7	-0.6
1991-2020	-9.5	1.5	12.4	4.0	0.0
2001-2021	-9.4	2.1	12.7	4.3	0.3

## Заключение

Метеорологические наблюдения в районе Апатит начались в 1900 г. В последующие годы они не прекращались (за исключением отдельных месяцев периода 1915 – 1922 гг.), но выполнялись в разное время на разных ГМС. Наиболее длинные серии получены на ГМС «Хибины» (1900-1978 гг.) и ГМС «Апатиты» (с 1978 г.). Объединение рядов температуры воздуха данных ГМС в один длинный не представляется возможным ввиду возникающей неоднородности, вызванной различными микроклиматами в местах расположения ГМС.

В работе предложена схема создания однородного композитного ряд ПТВ в Апатитах, в которой объединяются ряды АГМС «Апатиты», работавшей на территории аэропорта в поселке Тик-губа в 1942-1964 гг., и современной ГМС «Апатиты», расположенной в том же поселке. Отсутствующие данные для периодов 1900-1942 и 1965-1978 гг. рассчитываются по данным ГМС «Хибины, оп. поле». Статистическими тестами показано отсутствие в созданном ряду среднемесячных ПТВ структурных сдвигов, что позволяет считать его методически однородным и использовать для оценок долговременных изменений климата.

Привлекая ряды измерений в г. Кола (1878-1983 гг.), а также данные измерений Вардэ (Норвегия) и Торнедален (Швеция) можно получить климатические нормы как для периода 1881-1960 гг., так и нормы т.н. преиндустриального периода (1850-1900 гг.).

На примере повышения среднесезонных ПТВ показано потепление климата. Среднесезонные температуры в Апатитах начала XXI в. (2001-2021 гг.) выше аналогичных ПТВ преиндустриального периода на 2.5, 2.5, 1.2 и 1.9°C зимой, весной, летом и осенью соответственно. Среднегодовая ПТВ повысилась на 2°C, перейдя от отрицательных значений к положительным.

### **Список литературы**

1. Климат СССР. Часть 1. Температура воздуха. Выпуск 1. Среднемесячные температуры воздуха в европейской части СССР за отдельные годы. А: С севера до 55 с.ш., Ленинград, 1929 г. 180 с.
2. Климатологический справочник СССР. Выпуск 1. Метеорологические данные за отдельные годы. Часть 1. температура воздуха». Л., гидрометеорологическое издательство, 1956 г. 562 с.
3. Лобанов В.А., Жильцова Е.Л., Лемешко Н.А. Восстановление многолетних рядов температуры воздуха на европейской территории России // Метеорология и гидрология. 2005. № 2. с. 5-14.
4. Рубинштейн Е.С. Однородность метеорологических рядов во времени и пространстве в связи с исследованием изменения климата. Л., Гидрометеиздат, 1979 г., 80 с.
5. Руководство по специализированному обслуживанию экономики климатической информацией, продукцией и услугами. / Под редакцией д-ра геогр. наук, профессора Н.В. Кобышевой. – СПб., 2008 г. 336 с.
6. Справочник по климату СССР. Выпуск 2. часть 1. Температура воздуха и почвы., Л. Гидрометеорологическое изд. 1965 г. 144 с.
7. Wang X.L. Accounting for autocorrelation in detecting mean-shifts in climate data series using the penalized maximal t or F test // J. Appl. Meteor. Climatol. 2008. V. 47. p. 2423-2444.

DOI: 10.51981/2588-0039.2022.45.035

## КИНЕТИКА N<sub>2</sub> И O<sub>2</sub> В СРЕДНЕЙ АТМОСФЕРЕ ЗЕМЛИ ВО ВРЕМЯ СОБЫТИЙ GLE

А.С. Кириллов, В.Б. Белаховский, Е.А. Маурчев,  
 Ю.В. Балабин, А.В. Германенко, Б.Б. Гвоздевский

*Полярный геофизический институт, Апатиты*

### Абстракт

Рассмотрена кинетика пяти триплетных ( $A^3\Sigma_u^+$ ,  $B^3\Pi_g$ ,  $W^3\Delta_u$ ,  $B^3\Sigma_u^-$ ,  $C^3\Pi_u$ ), трех синглетных ( $a^1\Sigma_u^-$ ,  $a^1\Pi_g$ ,  $w^1\Delta_u$ ) состояний молекулярного азота и синглетных ( $a^1\Delta_g$ ,  $b^1\Sigma_g^+$ ) состояний молекулярного кислорода на высотах средней атмосферы во время вторжения высокоэнергичных протонов для трех событий Ground Level Enhancements: GLE65 (28.10.2003), GLE67 (02.11.2003), GLE69 (20.01.2005). При этом были учтены процессы прямого электронного возбуждения вторгающимися в атмосферу высокоэнергичными протонами и вторичными электронами, процессы спонтанного излучения, а также перенос энергии возбуждения молекул между электронно-возбужденными состояниями N<sub>2</sub> и O<sub>2</sub> при молекулярных столкновениях. Кинетика синглетных состояний O<sub>2</sub> на высотах средней атмосферы как с учетом прямого возбуждения высокоэнергичными протонами и вторичными электронами, так и с учетом процессов переноса электронного возбуждения с метастабильного молекулярного азота N<sub>2</sub>( $A^3\Sigma_u^+, v=0$ ) на состояния Герцберга O<sub>2</sub> и перераспределения энергии возбуждения между колебательными уровнями синглетных состояний при неупругих молекулярных столкновениях. Расчеты показали, что практически на всем рассматриваемом интервале высот 20-80 км имеется значительный вклад процессов гашения состояний  $B^3\Pi_g$  и  $a^1\Pi_g$  молекулярного азота при молекулярных столкновениях, а также состояний  $b^1\Sigma_g^+$  и  $a^1\Delta_g$  молекулярного кислорода.

### Введение

Солнечные протоны, проникающие в атмосферу Земли, характеризуются как мягкими энергетическими спектрами (энергии порядка нескольких десятков и сотен МэВ), так и релятивистскими энергиями. Релятивистские высокоэнергичные протоны обнаруживаются наземными нейтронными мониторами, размещенными в полярных областях, как Ground Level Enhancements события (события GLE). При прохождении через верхние, разреженные, слои атмосферы превалирующим процессом является ионизация, причем наиболее активными здесь являются частицы с энергией до 1 ГэВ. При достижении высоты 10-30 км над уровнем моря все более вероятными становятся неупругие соударения с ядрами атомов воздуха (в основном частицы с энергией более 1 ГэВ с азотом и кислородом) [Дорман, 1975; Широков и Юдин, 1980; Simpson, 1983]. В результате ядерных взаимодействий возникают каскады вторичных частиц различного сорта, условно эту реакцию можно выразить через формулу генерации частиц:



где  $p$  – протоны;  $n$  – нейтроны;  $\pi^{\pm}$ ,  $\pi^0$  – пионы;  $k^{\pm}$ ,  $k^0$  – каоны.

Взаимодействие элементарных частиц, образованных в процессе (1), с молекулами составляющих средней атмосферы Земли приводит к образованию потоков вторичных электронов. Неупругие столкновения высокоэнергичных вторичных электронов с молекулами азота и кислорода приводят к образованию электронно-возбужденных триплетных  $A^3\Sigma_u^+$ ,  $B^3\Pi_g$ ,  $W^3\Delta_u$ ,  $B^3\Sigma_u^-$ ,  $C^3\Pi_u$  и синглетных  $a^1\Sigma_u^-$ ,  $a^1\Pi_g$ ,  $w^1\Delta_u$  состояний у молекулярного азота N<sub>2</sub>, состояний Герцберга  $c^1\Sigma_u^-$ ,  $A^3\Delta_u$ ,  $A^3\Sigma_u^+$  и синглетных состояний  $a^1\Delta_g$ ,  $b^1\Sigma_g^+$  у молекулярного кислорода. В работах [Кириллов и Белаховский, 2020а, 2020б; Кириллов и др., 2021; Kirillov and Belakhovskiy, 2019, 2021] были проведены расчеты профилей интенсивностей свечения полос первой (1PG) и второй (2PG) положительных систем молекулярного азота, полос Лаймана-Бирджа-Хопфилда (LBH), а также полос Инфракрасной Атмосферной (IRAtm) и Атмосферной (Atm) систем молекулярного кислорода, обусловленных спонтанными излучательными переходами между электронно-возбужденными состояниями молекул N<sub>2</sub> и O<sub>2</sub>



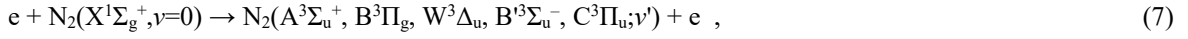


на разных высотах верхней и средней атмосферы во время высыпания высокоэнергичных электронов и протонов в атмосферу Земли.

В настоящей работе рассмотрены механизмы образования электронно-возбужденных триплетных ( $A^3\Sigma_u^+$ ,  $B^3\Pi_g$ ,  $W^3\Delta_u$ ,  $B^3\Sigma_u^-$ ,  $C^3\Pi_u$ ), синглетных ( $a^1\Sigma_u^-$ ,  $a^1\Pi_g$ ,  $w^1\Delta_u$ ) состояний молекулярного азота и синглетных ( $a^1\Delta_g$ ,  $b^1\Sigma_g^+$ ) состояний молекулярного кислорода на высотах средней атмосферы при высыпании космических лучей (КЛ) во время событий GLE: GLE65 (28.10.2003), GLE67 (02.11.2003), GLE69 (20.01.2005), при которых произошло возрастание скорости счета нейтронных мониторов, возникшее вследствие увеличения числа протонов (в основном с энергией до 10 ГэВ) в потоке первичных КЛ.

### Механизмы образования электронно-возбужденных состояний молекулярного азота и молекулярного кислорода в средней атмосфере Земли во время GLE

Кинетическая модель электронно-возбужденного триплетного и синглетного молекулярного азота для высот средней атмосферы Земли во время высыпания высокоэнергичных электронов (ВВЭ) и КЛ представлена в работах [Kirillov and Belakhovsky, 2019; Кириллов и Белыховский, 2020а, 2020б; Кириллов и др., 2021]. В настоящих расчетах при вторжении КЛ аналогично рассмотрены процессы возбуждения пяти триплетных и трех синглетных состояний  $N_2$  вторичными электронами, образованных в процессах ионизации элементарными частицами, образованными в процессах (1):

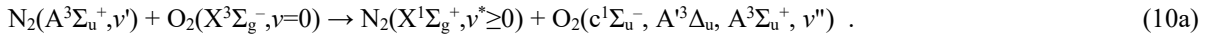


При этом учтены следующие колебательные уровни указанных состояний:  $A^3\Sigma_u^+(v'=0-29)$ ,  $B^3\Pi_g(v'=0-18)$ ,  $W^3\Delta_u(v'=0-21)$ ,  $B^3\Sigma_u^-(v'=0-15)$ ,  $C^3\Pi_u(v'=0-4)$ ,  $a^1\Sigma_u^-(v'=0-17)$ ,  $a^1\Pi_g(v'=0-6)$ ,  $w^1\Delta_u(v'=0-13)$ . Кроме спонтанных переходов (2-4) с излучением 1PG, 2PG и LBH полос, также было учтено излучение полос Ву-Бенеша (WB) (переход  $W^3\Delta_u, v' \leftrightarrow B^3\Pi_g, v''$ ), полос инфракрасного послесвечения (IRAG) (переход  $B^3\Sigma_u^-, v' \leftrightarrow B^3\Pi_g, v''$ ), также спонтанные переходы  $A^3\Sigma_u^+, v' \rightarrow X^1\Sigma_g^+, v''$  (полосы Вегарда-Каплана) (VK), излучение инфракрасных полос двух систем МакФарлана (переходы  $w^1\Delta_u, v' \leftrightarrow a^1\Pi_g, v''$  и  $a^1\Sigma_u^-, v' \leftrightarrow a^1\Pi_g, v''$ ), а также спонтанные переходы  $a^1\Sigma_u^-, v' \rightarrow X^1\Sigma_g^+, v''$  (полосы Огавы-Танаки-Уилкинсона-Малликена) [Gilmore et al., 1992; Casassa and Golde, 1979].

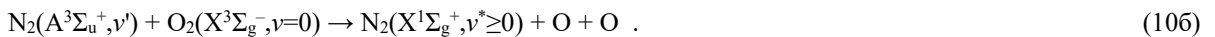
Кинетическая модель электронно-возбужденного синглетного молекулярного кислорода для высот средней атмосферы Земли во время ВВЭ и высыпания КЛ представлена в работах [Кириллов и др., 2021; Kirillov and Belakhovsky, 2021]. В настоящих расчетах интенсивностей свечения полос молекулярного кислорода при высыпании КЛ аналогично [Кириллов и др., 2021; Kirillov and Belakhovsky, 2021] рассмотрены процессы возбуждения двух синглетных состояний  $O_2$  вторичными электронами:



а также процесс переноса энергии электронного возбуждения метастабильного молекулярного азота при столкновении с молекулами  $O_2$  и возбуждение состояний Герцберга  $c^1\Sigma_u^-$ ,  $A^3\Delta_u$ ,  $A^3\Sigma_u^+$  у молекулярного кислорода



В дальнейшем в результате излучательных процессов и внутримолекулярных и межмолекулярных переносов энергии при неупругих молекулярных столкновениях энергия электронного возбуждения состояний Герцберга  $c^1\Sigma_u^-$ ,  $A^3\Delta_u$ ,  $A^3\Sigma_u^+$  трансформируется в энергию возбуждения синглетных состояний  $a^1\Delta_g$  и  $b^1\Sigma_g^+$  молекулярного кислорода. Сравнение рассчитанных констант процесса (10a) со всеми имеющимися в мировой научной литературе экспериментальными данными приведено в [Kirillov and Belakhovsky, 2021]. Как показали теоретические расчеты, при исследовании роли межмолекулярных процессов переноса энергии электронного возбуждения (10a) в возбуждении молекул кислорода необходимо учитывать только нулевой колебательный уровень  $N_2(A^3\Sigma_u^+, v'=0)$ . Для неупругих столкновений молекул  $N_2(A^3\Sigma_u^+, v' > 0)$  с  $O_2$  доминирующим каналом взаимодействий является процесс диссоциации молекулы  $O_2$  и образование двух атомов кислорода [Kirillov and Belakhovsky, 2021]

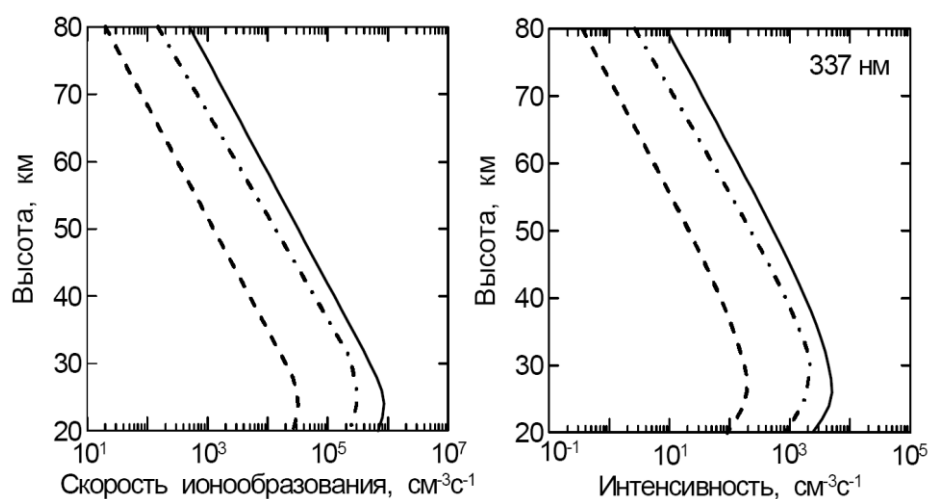


### Результаты расчетов интенсивностей полос $N_2$ и $O_2$ для трех событий GLE65, GLE67, GLE69

В настоящей работе рассмотрены три события GLE65 (28.10.2003), GLE67 (02.11.2003), GLE69 (20.01.2005), которым сопутствовало увеличение скорости образования пар ионов на высотах от 0 до 80 км. Для расчетов прохождения частиц КЛ через атмосферу Земли используется пакет для разработки программ GEANT4, при помощи которого создаются соответствующие модели. В Полярном геофизическом институте был разработан программный пакет RUSCOSMICS, который как более современный инструмент для замены

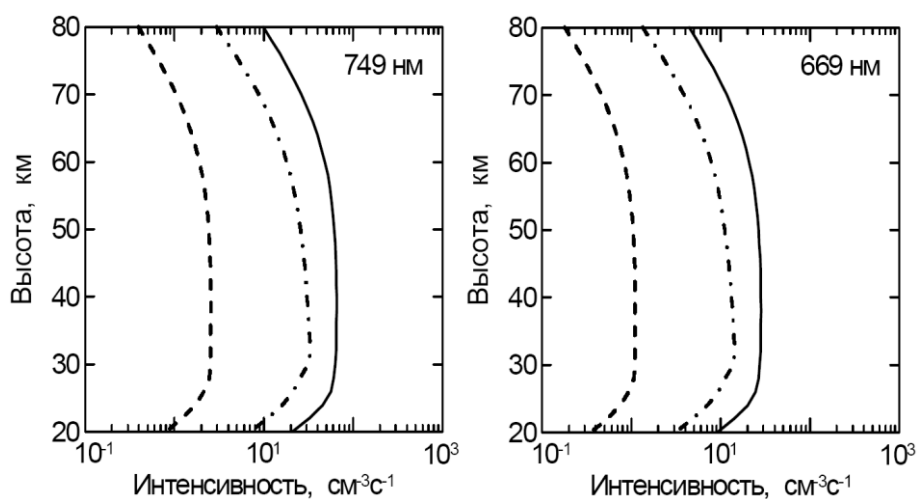
PLANETOCOSMICS [Маурчев и др., 2015, 2019; Маурчев и Балабин, 2016]. Описание методики получения данных спектров первичных КЛ, используемых в моделировании, приводится в работе [Vashenyuk et al., 2011].

При расчете объемных интенсивностей свечения полос первой и второй положительных систем, полос Лаймана-Бирджа-Хопфилда молекулярного азота воспользуемся решением систем уравнений [Kirillov and Belakhovsky, 2019; Кириллов и Белаховский, 2020а, 2020б] для получения концентраций электронно-возбужденных молекул  $N_2(B^3\Pi_g, v')$ ,  $N_2(C^3\Pi_u, v')$  и  $N_2(a^1\Pi_g, v')$ . При этом воспользуемся спектром вторичных электронов и набором данных поперечных сечений для молекул  $N_2$  и  $O_2$  [Itikawa, 2006, 2009]. Кроме того, при расчете концентраций  $N_2(C^3\Pi_u, v')$  учтем гашение данного состояния [Kirillov, 2019], поскольку на нижних высотах рассматриваемого диапазона столкновительные времена жизни состояния  $C^3\Pi_u$  становятся порядка излучательных времен или меньше. При расчете объемных интенсивностей свечения полос Инфракрасной Атмосферной и Атмосферной систем молекулярного кислорода воспользуемся решением систем уравнений [Кириллов и др., 2021; Kirillov and Belakhovsky, 2021] для получения концентраций электронно-возбужденных молекул  $O_2(a^1\Delta_g, v')$  и  $O_2(b^1\Sigma_g^+, v')$ .



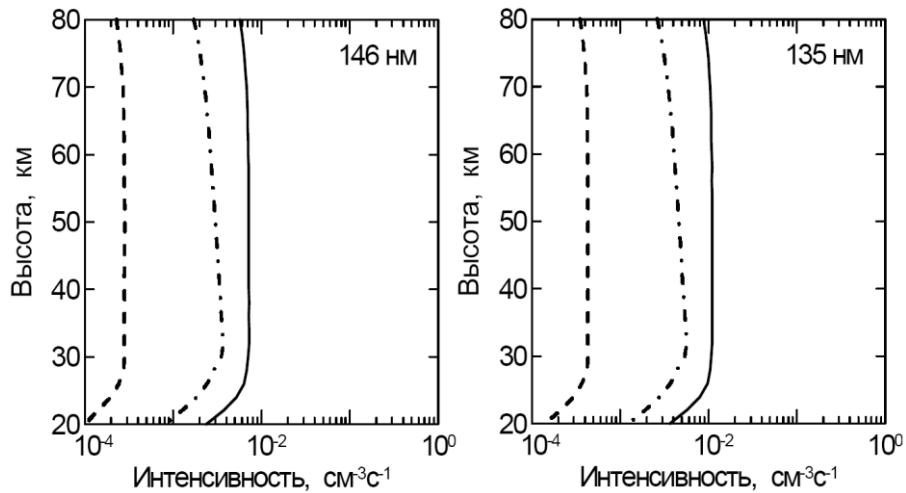
**Рисунок 1.** Профили рассчитанных скоростей ионообразования и скоростей объемной интенсивности свечения полосы 337 нм молекулярного азота для GLE65 (штрихи), GLE67 (штрих-пунктиры), GLE69 (сплошные линии).

На рис. 1 показаны профили рассчитанных скоростей ионообразования и скоростей объемной интенсивности свечения полосы 337 нм второй положительной системы  $N_2$ , связанной со спонтанными излучательными переходами (3) с  $v'=0 \rightarrow v''=0$  для GLE65, GLE67, GLE69. Как видно из рис. 1, профили объемной интенсивности полосы 337 нм во многом повторяют профили скоростей ионообразования. Лишь на нижних высотах рассмотренного интервала высот начинается сказываться гашение состояния  $C^3\Pi_u$  [Kirillov, 2019].



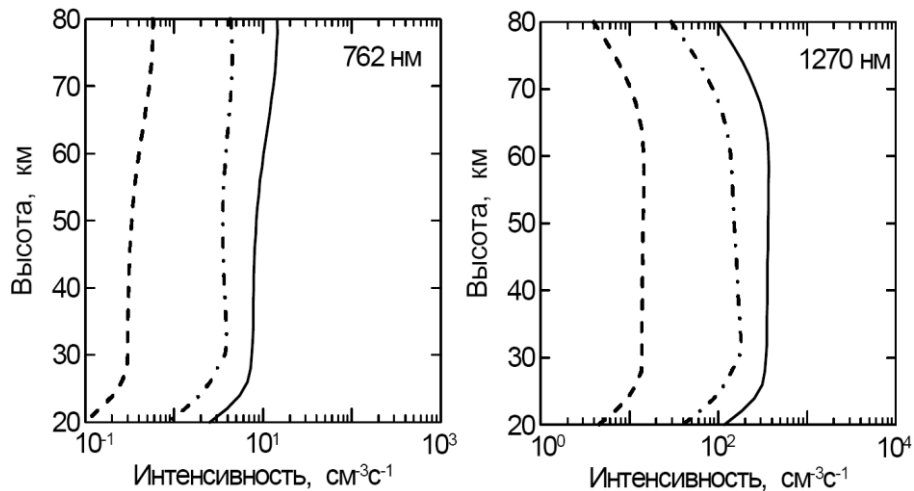
**Рисунок 2.** Профили рассчитанных скоростей объемной интенсивности свечения полос 749 и 669 нм молекулярного азота для GLE65, GLE67, GLE69. Обозначения как на рис. 1.





**Рисунок 3.** Профили рассчитанных скоростей объемной интенсивности свечения полос 146 и 135 нм молекулярного азота для GLE65, GLE67, GLE69. Обозначения как на рис. 1.

Аналогично на рис. 2 показаны профили рассчитанных скоростей объемных интенсивностей свечения полос 749 и 669 нм первой положительной системы, обусловленных спонтанными излучательными переходами (2) с  $v'=4 \rightarrow v''=2$  и  $v'=5 \rightarrow v''=2$ , соответственно, для GLE65, GLE67, GLE69. Как видно из рис. 2, профили свечения данных полос значительно отличаются от профилей скоростей ионообразования (рис. 1), что указывает на то, что процессы гашения состояния  $V^3\Pi_g$  достаточно эффективны на высотах средней атмосферы Земли. И на рис. 3 представлены профили рассчитанных скоростей объемных интенсивностей свечения полос Лаймана-Бирджа-Хопфилда 146 и 135 нм, обусловленных спонтанными излучательными переходами (4) с  $v'=1 \rightarrow v''=1$  и  $v'=3 \rightarrow v''=0$ , соответственно, для GLE65, GLE67, GLE69. Как и в случае триплетного состояния  $V^3\Pi_g$  для синглетного состояния  $a^1\Pi_g$  наблюдается достаточно эффективное гашение на высотах средней атмосферы Земли.



**Рисунок 4.** Профили рассчитанных скоростей объемной интенсивности свечения полос 762 и 1270 нм молекулярного кислорода для GLE65, GLE67, GLE69. Обозначения как на рис. 1.

На рис. 4 приведены профили рассчитанных скоростей объемных интенсивностей свечения полос 762 и 1270 нм молекулярного кислорода, связанных со спонтанными излучательными переходами (6) и (5) с  $v'=0 \rightarrow v''=0$ , соответственно, для GLE65, GLE67, GLE69. При этом для полосы 1270 нм расчеты приведены для времени  $t=30$  минут после начала высыпания высокоэнергичных протонов. Поскольку излучательное время жизни состояния  $a^1\Delta_g$  больше часа, а константа скорости гашения состояния  $a^1\Delta_g$  принимает очень маленькие значения, для высот выше ~40 км наблюдается рост  $O_2(a^1\Delta_g, v=0)$  на протяжении десятков минут высыпания КЛ [Кириллов и др., 2021]. Из сравнения рис. 1 и рис. 4 наглядно видно, что процессы гашения состояний  $b^1\Sigma_g^+$  и  $a^1\Delta_g$  во время неупругих молекулярных столкновений достаточно эффективны и приводят к значительному понижению интенсивностей свечения Атмосферных и Инфракрасных Атмосферных полос по сравнению со скоростями ионообразования и свечения полосы 337 нм на высотах средней атмосферы.

## Заключение

На основании моделей электронной кинетики триплетных состояний молекулярного азота и синглетных состояний молекулярного кислорода для средней атмосферы Земли, представленных в [Кириллов и Белаховский, 2020а, 2020б; Кириллов и др., 2021; Kirillov and Belakhovsky, 2019, 2021], проведен расчет профилей интенсивностей свечения полос первой и второй положительных систем  $N_2$ , полос Лаймана-Бирджа-Хопфилда  $N_2$ , полос Атмосферной и Инфракрасной Атмосферной систем  $O_2$  в случае высыпания в атмосферу Земли высокоэнергичных протонов во время событий GLE65 (28.10.2003), GLE67 (02.11.2003), GLE69 (20.01.2005). Расчеты показали, что практически на всем рассматриваемом интервале высот 20-80 км имеется значительный вклад процессов гашения состояний  $V^3\Pi_g$  и  $a^1\Pi_g$  молекулярного азота при молекулярных столкновениях. Кроме того, кинетика синглетных состояний  $O_2$  на высотах средней атмосферы во время высыпания протонов рассмотрены как с учетом прямого возбуждения высокоэнергичными частицами, так и с учетом межмолекулярных процессов переноса электронного возбуждения. Показано, что процессы гашения состояний  $b^1\Sigma_g^+$  и  $a^1\Delta_g$  во время неупругих молекулярных столкновений приводят к значительному понижению интенсивностей свечения Атмосферных и Инфракрасных Атмосферных полос на высотах средней атмосферы.

**Благодарность.** Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 18-77-10018) «Потоки высокоэнергичных заряженных частиц в околоземном космическом пространстве, и их воздействие на атмосферу Арктики».

## Литература

- Дорман Л.И. Экспериментальные и теоретические основы астрофизики космических лучей. 1975, М.: Наука, 462 с.
- Кириллов А.С., Белаховский В.Б. Свечение полос молекулярного азота в атмосфере Земли во время высыпания высокоэнергичных электронов // Геомагнетизм и аэрономия, 2020а, т.60, №1, с.93–98.
- Кириллов А.С., Белаховский В.Б. Свечение полос Лаймана–Бирджа–Хопфилда  $N_2$  в атмосфере Земли во время высыпания высокоэнергичных электронов // Геомагнетизм и аэрономия, 2020б, т.60, №6, с.796–802.
- Кириллов А.С., Белаховский В.Б., Маурчев Е.А., Балабин Ю.В., Германенко А.В., Гвоздевский Б.Б. Свечение молекулярного азота и молекулярного кислорода в средней атмосфере Земли во время высыпания высокоэнергичных протонов // Геомагнетизм и аэрономия, 2021, т.61, №6, с.769–776.
- Маурчев Е.А., Балабин Ю.В., Гвоздевский Б.Б., Вашенюк Э.В. Новая численная модель для исследования космических лучей в атмосфере Земли // Известия РАН. Серия физическая, 2015, т.79, №5, с.711-713.
- Маурчев Е.А., Балабин Ю.В. Модельный комплекс для исследования космических лучей RUSCOSMICS // Солнечно-земная физика, 2016, т.2, №4, с.3-8.
- Маурчев Е.А., Михалко Е.А., Германенко А.В., Балабин Ю.В., Гвоздевский Б.Б. Программный комплекс RUSCOSMICS как инструмент для оценки скорости ионизации вещества атмосферы Земли протонами космических лучей // Известия РАН. Серия физическая, 2019, т.83, №5, с.712-716.
- Широков Ю.М., Юдин Н.П. Ядерная физика, учебное пос., 1980, М.: Наука. 729 с.
- Casassa M.P., Golde M.P. Vacuum UV emission by electronically-excited  $N_2$ : The radiative lifetime of the  $N_2(a^1\Sigma_u^-)$  state // Chem. Phys. Lett., 1979, v.60, № 2, p.281–285.
- Gilmore F.R., Laher R.R., Espy P.J. Franck-Condon factors, r-centroids, electronic transition moments, and Einstein coefficients for many nitrogen and oxygen band systems // J. Phys. Chem. Ref. Data, 1992, v.21, №5, p.1005-1107.
- Itikawa Y. Cross sections for electron collisions with nitrogen molecules // J. Phys. Chem. Ref. Data, 2006, v.35, №1, p.31-53.
- Itikawa Y. Cross sections for electron collisions with oxygen molecules // J. Phys. Chem. Ref. Data, 2009, v.38, №1, p.1-20.
- Kirillov A.S. 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., 2019, v.715, p.263-267.
- Kirillov A.S., Belakhovsky V.B. The kinetics of  $N_2$  triplet electronic states in the upper and middle atmosphere during relativistic electron precipitations // Geophys. Res. Lett., 2019, v.46, №13, p.7734-7743.
- 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, 2021, v.126, №5, e2020JD033177.
- Simpson J.A. Introduction to the galactic cosmic ray radiation // Composition and origin of cosmic rays, 1983, p.1-24.
- Vashenyuk E.V., Balabin Yu.V., Gvozdevsky B.B. Features of relativistic solar proton spectra derived from ground level enhancement events (GLE) modeling // Astrophysics and Space Sciences Transactions, 2011, v.7, №4, p.459-463.

DOI: 10.51981/2588-0039.2022.45.036

## РЕЗУЛЬТАТЫ ТЕСТИРОВАНИЯ РАДИАЦИОННОГО БЛОКА МОДЕЛИ ОБЩЕЙ ЦИРКУЛЯЦИИ АТМОСФЕРЫ ЗЕМЛИ

Е.А. Федотова

*Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Полярный геофизический институт (ПГИ), г. Апатиты, Российская Федерация; e-mail: godograf87@mail.ru*

### Абстракт

В работе представлены результаты тестирования блока модели общей циркуляции атмосферы Земли, в котором рассчитывается поле солнечного излучения в частотном диапазоне от 2000 до 50000 см<sup>-1</sup> с учетом нарушения локального термодинамического равновесия в колебательных полосах CO<sub>2</sub> и O<sub>3</sub>. Для численного решения уравнения переноса излучения использовался метод дискретных ординат. Результаты расчетов, выполненных с помощью блока модели, сравниваются с результатами расчетов поля солнечного излучения в нижней и средней атмосфере Земли, выполненных с очень высоким разрешением по частоте.

### Введение

Расчет поля солнечного излучения атмосферы необходимо проводить при моделировании общей циркуляции атмосферы Земли для расчета скорости нагрева атмосферы излучением. Чем точнее расчет скорости нагрева, тем выше качество моделирования общей циркуляции атмосферы Земли. На высотах более 20 км коэффициент молекулярного поглощения очень быстро изменяется при изменении частоты. По этой причине, при расчетах интенсивности излучения разрешение по частоте должно составлять примерно 0,001 см<sup>-1</sup>. Такие расчеты называются расчетами с высоким разрешением по частоте (Line-by-Line). При этих расчетах требуются большие вычислительные затраты и их нельзя использовать в моделях общей циркуляции атмосферы в настоящее время. Поэтому в моделях общей циркуляции атмосферы используются упрощенные методы быстрого расчета потоков излучения [1-5]. Основная идея этих методов состоит в том, что реальная зависимость коэффициента молекулярного поглощения от частоты заменяется на модельную зависимость, более удобную для расчетов. При этом узкие спектральные каналы по определенному алгоритму объединяются в группы, каждая из которых заменяется на один широкий модельный канал. В результате несколько миллионов узких спектральных каналов заменяются на несколько десятков или несколько сотен модельных каналов, для каждого из которых проводится численное решение уравнения переноса излучения. Процедуру построения указанных модельных каналов называют построением параметризации молекулярного поглощения. Для проверки точности построенной параметризации результаты расчета поля излучения в модельных каналах сравниваются с результатами расчетов с высоким спектральным разрешением.

В данной работе представлено результаты тестирования блока расчета солнечного излучения атмосферы Земли, который разработан для модели общей циркуляции нижней и средней атмосферы. В представленном блоке расчета солнечного излучения атмосферы Земли используется параметризация молекулярного поглощения в диапазоне частот от 2000 до 50000 см<sup>-1</sup> в интервале высот от поверхности Земли до 76 км, в которой имеется 144 модельных каналов. Способ построения этой параметризации был представлен в работе [7]. При построении этих параметризаций учитывалось изменение газового состава атмосферы с высотой, а также нарушение локального термодинамического равновесия в колебательных полосах углекислого газа с длиной волны около 4,3 и 2,7 мкм на высотах выше 70 км. Для численного решения уравнения переноса излучения использовался метод дискретных ординат. Результаты тестирования, выполненных с помощью блока модели, сравниваются с результатами расчетов поля солнечного излучения в нижней и средней атмосфере Земли, выполненных с очень высоким разрешением по частоте.

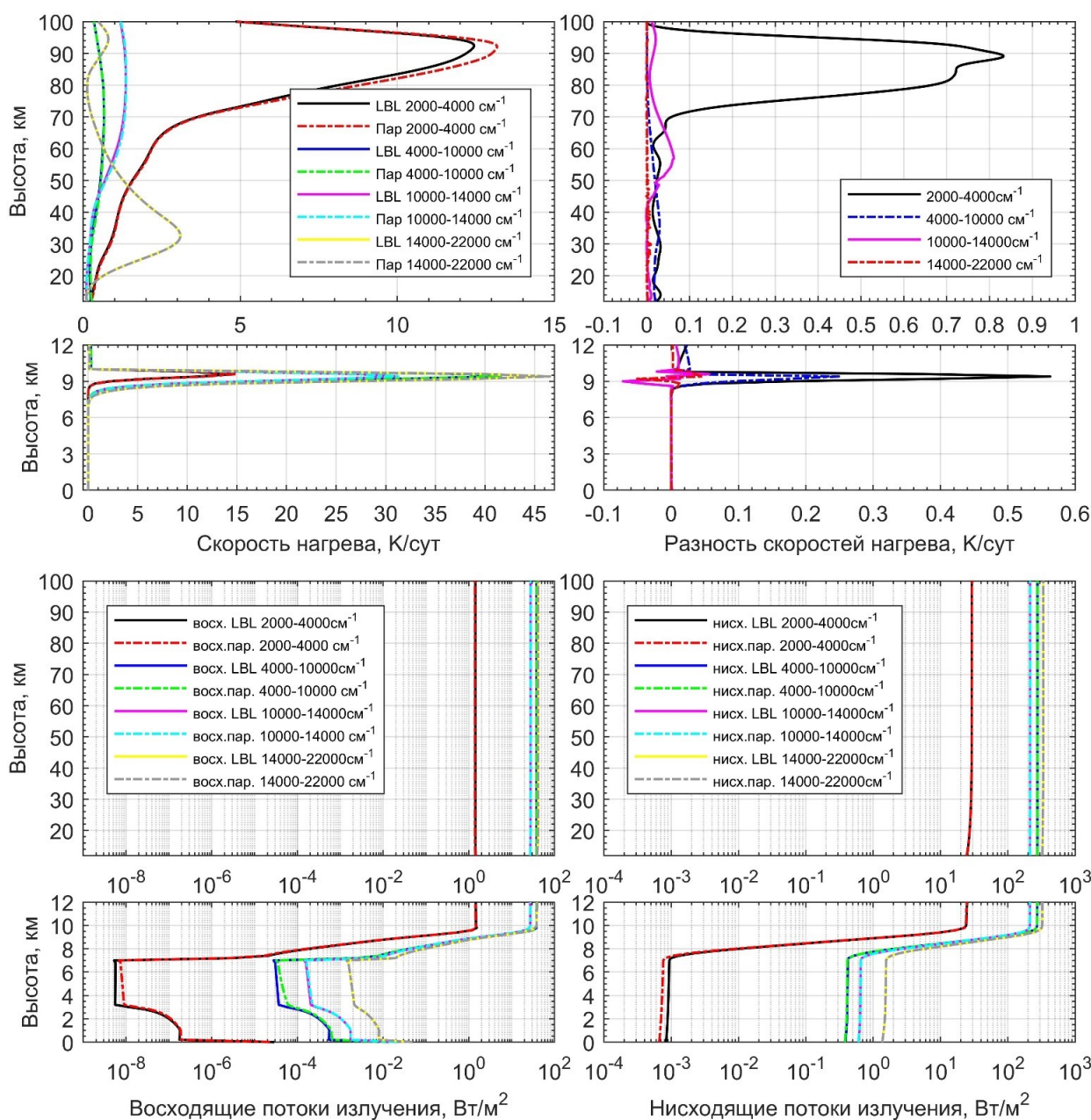
### Тестовые расчеты поля солнечного излучения

Были проведены расчеты с высоким спектральным разрешением (LBL) поля солнечного излучения атмосферы Земли с разрешением по частоте 0,001 см<sup>-1</sup> и расчеты с использованием радиационного блока модели для случая, когда имеется верхний облачный слой на высотах от 7 до 10 км. Методы расчетов детально описаны в [6-8].

На рис. 1 представлены потоки восходящего и нисходящего солнечного излучения атмосферы и скорости нагрева атмосферного газа за счет этих потоков, полученные с помощью расчетов с высоким спектральным разрешением (LBL), а также с использованием радиационного блока модели в интервале частот от 2000 до

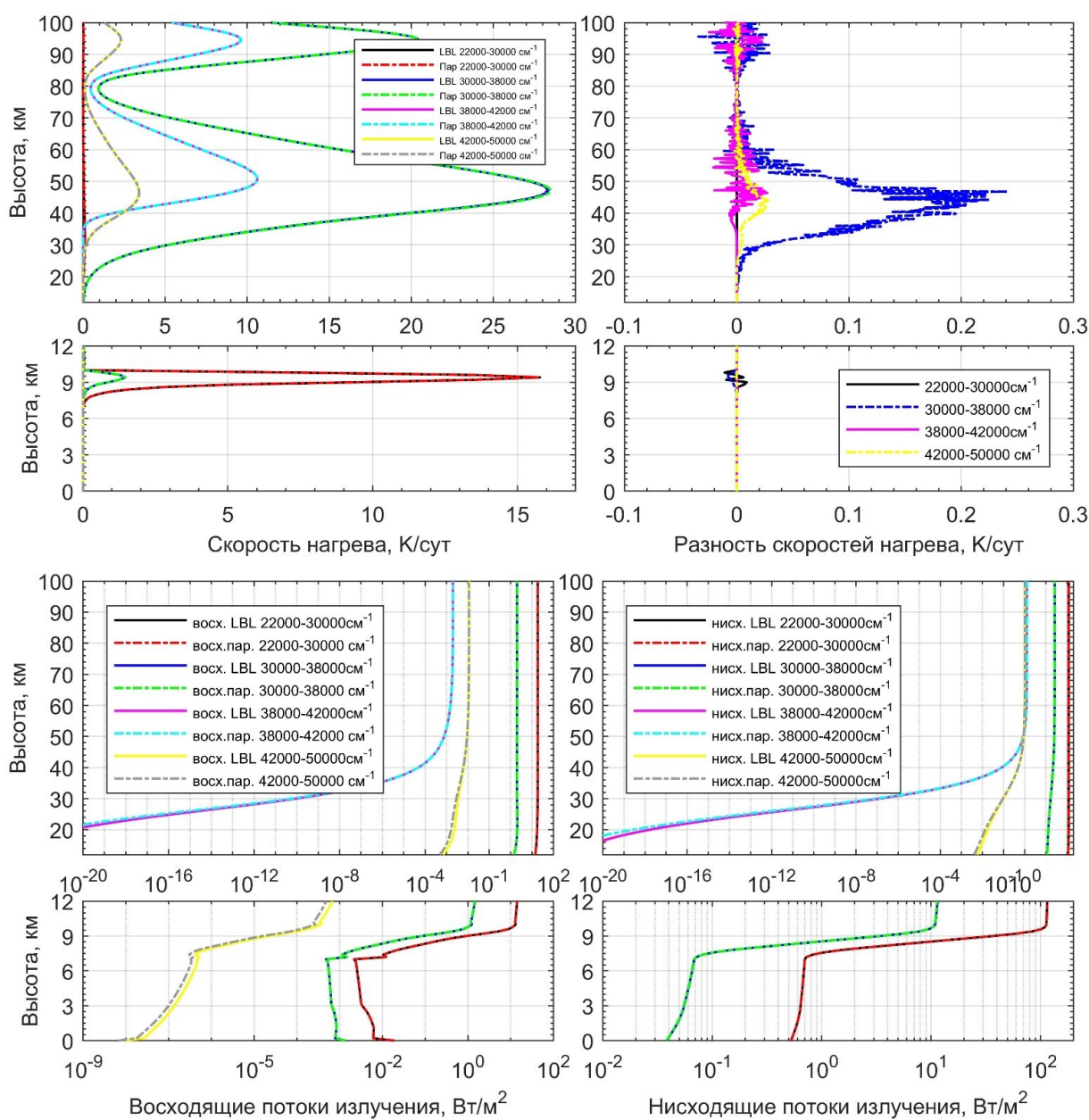
22000  $\text{см}^{-1}$ . Из рис. 1 видно, что в этих интервалах частот нисходящие потоки излучения на высотах более 10 км и на высотах 0–7 км мало изменяются с высотой, а на высотах от 7 до 10 км быстро убывают с уменьшением высоты. Восходящие потоки при движении от поверхности вверх сначала убывают до высоты примерно 3 км, затем до высоты 7 км мало изменяются, в облачном слое быстро возрастают с ростом высоты, а выше облачного слоя практически постоянны.

Также из рис. 1 видно, что скорость нагрева воздуха за счет переноса солнечного излучения атмосферы в интервале частот от 2000–22000  $\text{см}^{-1}$  на высотах от 20 до 100 км лежит в пределах от 0 до 14 К/сут, внутри облачного слоя на высотах от 7 до 10 км лежит в пределах от 0 до 45 К/сут. Наибольший вклад в нагрев за счет переноса солнечного излучения атмосферы вносит интервал 2000–4000  $\text{см}^{-1}$  на высотах от 20 до 100 км выше облачного слоя и интервал 4000–10000  $\text{см}^{-1}$  и 14000–22000  $\text{см}^{-1}$  внутри облачного слоя. Разность между скоростью нагрева, рассчитанной с использованием радиационного блока модели и скоростью, полученной с помощью LBL расчетов, вне облачного слоя лежит в пределах от 0 до 0.85 К/сут, а внутри облачного слоя лежит в пределах от 0 до 0.55 К/сут.



**Рисунок 1.** Внизу потоки восходящего и нисходящего солнечного излучения в частотных диапазонах 2000–4000  $\text{см}^{-1}$ , 4000–10000  $\text{см}^{-1}$ , 10000–14000  $\text{см}^{-1}$  и 14000–22000  $\text{см}^{-1}$  при наличии верхнего облачного слоя, рассчитанные с помощью радиационного блока модели (пар.) и с помощью LBL расчетов. Вверху слева скорости нагрева атмосферного газа за счет этих потоков, а вверху справа разность этих скоростей нагрева.

На рис.2 представлены потоки восходящего и нисходящего солнечного излучения атмосферы и скорости нагрева атмосферного газа за счет этих потоков, полученные с помощью LBL расчетов, а также с использованием радиационного блока модели в интервалах частот от 22000 до 50000  $\text{см}^{-1}$ . Из рис. 2 видно, что в этих интервалах частот нисходящие потоки излучения выше облачного слоя и ниже облачного слоя мало изменяются с высотой, а в облачном быстро убывают с уменьшением высоты. Восходящие потоки при движении от поверхности вверх сначала убывают до высоты нижней границы облачного слоя, а выше облачного слоя практически постоянны. Также, на рис. 2 видно, что скорость нагрева воздуха за счет переноса солнечного излучения атмосферы в интервале частот от 22000–50000  $\text{см}^{-1}$  от 20 до 100 км лежит в пределах от 0 до 28 К/сут, на высотах от 7 до 10 км внутри облачного слоя на высоте лежит в пределах от 0 до 17 К/сут. Наибольший вклад в нагрев за счет переноса солнечного излучения атмосферы на высотах от 20 до 100 км вносит интервал 30000–38000  $\text{см}^{-1}$  и на высотах от 7 до 10 км внутри облачного слоя интервал 22000–30000  $\text{см}^{-1}$ . Разность между скоростью нагрева, рассчитанной с использованием радиационного блока модели и скоростью, полученной с помощью LBL расчетов, вне облачного слоя лежит в пределах от 0 до 0.25 К/сут, а внутри облачного слоя лежит в пределах от 0 до 0.02 К/сут.



**Рисунок 2.** Внизу потоки восходящего и нисходящего солнечного излучения в частотных диапазонах 22000–30000  $\text{см}^{-1}$ , 30000–38000  $\text{см}^{-1}$ , 38000–42000  $\text{см}^{-1}$  и 42000–50000  $\text{см}^{-1}$  при наличии верхнего облачного слоя, рассчитанные с помощью радиационного блока модели (пар.) и с помощью LBL расчетов. Вверху слева скорости нагрева атмосферного газа за счет этих потоков, а вверху справа разность этих скоростей нагрева.

## Заключение

Результаты расчетов показали, что радиационный блок модели обеспечивает точность расчета скорости нагрева за счет переноса солнечного излучения в интервале частот  $2000\text{--}50000\text{ см}^{-1}$  не хуже  $0.9\text{ К/сут}$  на высотах от  $60$  до  $100\text{ км}$ , вне облачных слоев не хуже  $0.26\text{ К/сут}$ , и около  $1\text{ К/сут}$  внутри облачного слоя с большой оптической толщиной. Разность между расчетами с использованием радиационного блока модели и расчетами с высоким спектральным разрешением в этом интервале частот лежит в пределах от  $0$  до  $0.85\text{ К/сут}$  вне облачного слоя, а внутри облачного слоя лежит в пределах от  $0$  до  $0.55\text{ К/сут}$ .

## Список литературы

1. *А.В. Шильков, М.Н. Герцев.* Верификация метода лебеговского осреднения // Математическое моделирование, 2015, т. 27, № 8, с. 13–31.
2. *В.А. Fomin, P.M. Correa.* A k-distribution technique for radiative transfer simulation in inhomogeneous atmosphere: 2. FKDM, fast k-distribution model for the shortwave // J. Geophys. Res. 2005. Vol. 110, D02106.
3. *M.D. Chou, M.J. Suarez.* A solar radiation parameterization for atmospheric studies, NASA/TM-1999-10460. Tech. Rep. Ser. Global Model. Data Assimilation. NASA Goddard Space Flight Cent., Greenbelt, Md. 2002. V. 15. 42 p.
4. *J.M. Edwards, A. Slingo.* Studies with a Flexible New Radiation Code. I: Choosing a Configuration for a Large-Scale Model. Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 1996, V. 122, P. 689-719. DOI:10.1002/QJ.49712253107
5. *S. Cusack, J.M. Edwards, J.M. Crowther.* Investigating k-distributing method for parametrizing gaseous absorption in the Hadley Centre Climate Model // J. Geophys. Res., 1999, Vol. 104, P. 2051-2057.
6. *И.В. Мингалев, К.Г. Орлов, Е.А. Федотова.* Учет нарушения локального термодинамического равновесия в верхней атмосфере земли в колебательных полосах молекул углекислого газа в радиационном блоке модели общей циркуляции атмосферы Земли // Известия РАН. Серия Физическая, 2021, т. 85, № 3, с. 393-397.
7. *Б.Н. Четверушкин, И.В. Мингалев, В.М. Чечеткин, К.Г. Орлов, Е.А. Федотова, В.С. Мингалев.* Блок расчета солнечного излучения атмосферы в модели общей циркуляции нижней и средней атмосферы Земли // Математическое моделирование, 2022, т. 34, № 3, С. 43-70.
8. *Н.И. Игнатьев, И.В. Мингалев, А.В. Родин, Е.А. Федотова.* Новый вариант метода дискретных ординат для расчета собственного излучения в горизонтально однородной атмосфере // ЖВМ и МФ, 2015, т. 55, № 10, с. 109–123.

DOI: 10.51981/2588-0039.2022.45.037

## СОЛНЕЧНАЯ АКТИВНОСТЬ, БИОРИТМЫ РАСТЕНИЙ И СЛУЧАЙНЫЕ СОБЫТИЯ В НЕЖИВЫХ СИСТЕМАХ

П.А. Кашулин, Н.В. Калачева

Полярно-Альпийский ботанический сад-институт, РАН, Апатиты; e-mail: falconet1@yandex.ru

### Аннотация

Проведено многодневное наблюдение суточного ритма настических движений растений *Marantha leoconeura* с одновременным анализом динамики функционирования неживых систем – генерации случайных чисел и исходом механических опытов с многократным бросанием монет. Показана связь временных и обратимых нарушений суточного ритма растений с резкими изменениями индексов солнечной активности во время сильных возмущений на Солнце. Обнаружено влияние значительных изменений солнечной активности и «космической погоды» на исходы случайных процессов в виде значительных отклонений типа генерируемых чисел и отклонений разности числа выпадений разных сторон монет от теоретически ожидаемых и наиболее вероятных. Показана связь накопленных за много дней отклонений от ожидаемых значений с динамикой индексов солнечной активности.

### Введение

Солнечная активность и космофизические события оказывают многостороннее влияние на биосферу Земли, на наземные экосистемы, вносят свой вклад в происходящие в этом веке глобальные климатические изменения. Живые системы обладают сильно вариабельной восприимчивостью к климатическим процессам, слабым физическим воздействиям и космическому влиянию. Одной из наиболее чувствительных групп среди представителей наземной сосудистой флоры являются растения разных видов, относящихся к так называемым «живым барометрам». Для биоиндикации солнечной активности и космических факторов нами были выбраны культивары марантовых, в данной работе - вид *Marantha leoconeura*, var. “Facinator”, культивируемый в стандартных лабораторных условиях. Растения данного вида обладают выраженным циркадным ритмом положения листовых пластинок, совершая непрерывные настические движения.

Для индикации космофизических событий в данной работе проводили ежедневные и ежевечерние измерения угла, образуемого листовыми пластинками наблюдаемых растений с их черенками. Параллельно, в то же время проводили количественные измерения ряда неживых систем, рассматривая их в качестве индикаторов космофизических событий. Важным требованием к таким индикаторам является их нечувствительность к наземным экологическим, климатическим, температурным факторам. В работах сотрудников ИТЭБ РАН под руководством С.Э. Шноля с этой целью использовали лабораторный мониторинг радиоактивного распада изотопов [1]. Мы использовали генераторы случайных чисел, также как в работе [2] и эксперименты с бросанием монет.

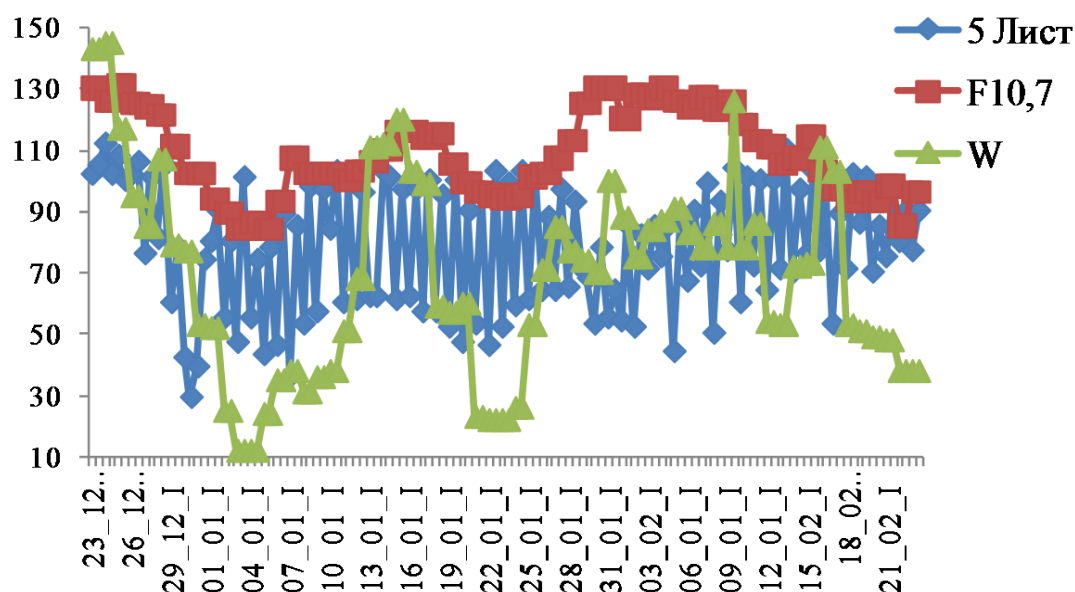
### Методы и объекты

Ежедневно, дважды в сутки в полдень и вечером измеряли углы отклонения листовых пластинок растений и также генерировали десять десятиразрядных случайных чисел с помощью портативного генератора “CITIZEN” SRP-285II. В каждом эксперименте записывали отклонения от ожидаемых наиболее вероятных значений генерации разных пяти или семи первых цифр. Например, ожидаемая вероятность последовательного появления пяти разных первых цифр при генерации 10 чисел составляет  $P = 0,324$  [3]. В качестве случайной механической модели использовали пятикратное дневное и вечернее бросание 10 или 100 монет разной номинации в строго воспроизводимых условиях. В работе анализировали отклонения от ожидаемых, наиболее вероятных значений числа выпадений разных сторон.

### Результаты и обсуждение

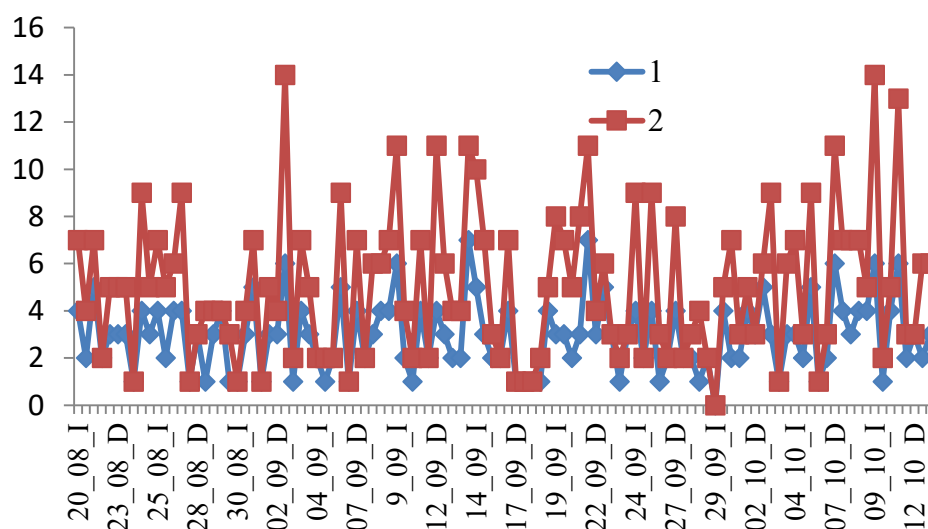
Измерения углов отклонения листовых пластинок растений *M. leoconeura* показали наличие устойчивого суточного ритма у разных растений этого вида и разных листовых пластинок одной особи при небольшой зависимости от расположения и возраста листа, рис. 1. На рисунке оказаны результаты измерения угла одного выбранного листа наблюдаемого растения в сопоставлении с суточными значениями чисел Вольфа и интенсивностью индекса  $F_{10,7}$  солнечного радиоизлучения. Как видно из рисунка в периоды предшествующие солнечному возмущению и в ходе развития активных физических корональных процессов происходит изменение угла отклонения листовой пластинки и нарушение обычной суточной ритмики его движения. Во

время значительных высокоэнергетических событий на Солнце, сопровождающихся массовыми корональными эмиссиями в сторону Земли, возможны обратимые нарушения ритма, который восстанавливается за несколько дней. В данном случае такой сбой ритма наблюдали в самом конце 2021 года, в последние числа декабря и в январе 2022 года.



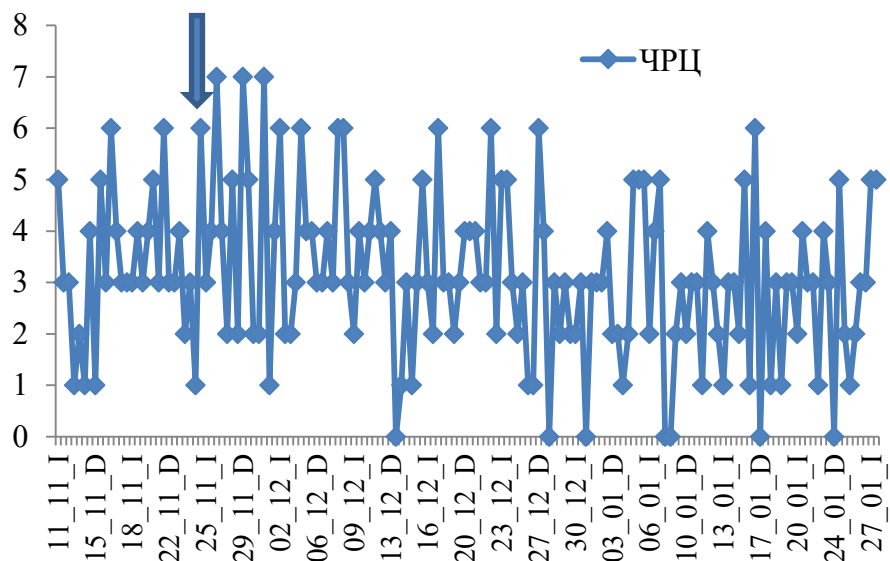
**Рисунок 1.** Суточная динамика угла отклонения (градусы) листовой пластинки наблюдаемого растения маранты с 23 декабря 2021 года по 21 февраля 2022 года. Показаны чередующиеся вечерние (I) и дневные значения угла.

Сбой физиологического циркадного ритма растений наблюдали синхронно со значительными 100-150% отклонениями ожидаемого значения количества чисел (3-х) с первыми пятью различными цифрами при последовательной генерации 10 случайных чисел, рис. 2. Во время, предшествующее резкому росту солнечной активности, сопровождавшейся СМЕ и усилением корпускулярных потоков, наблюдали или падение количества чисел с разными цифрами от ожидаемых трёх до одного и нуля или наоборот, увеличение до 7-8.



**Рисунок 2.** Ежесуточные измерения случаев появления чисел с пятью разными первыми цифрами (ромбы) и суммарным числом последовательных разных цифр (квадраты) при генерации десяти случайных чисел с 20 августа по 12 октября 2021 года. Показаны дневные (D) и вечерние (I) измерения.





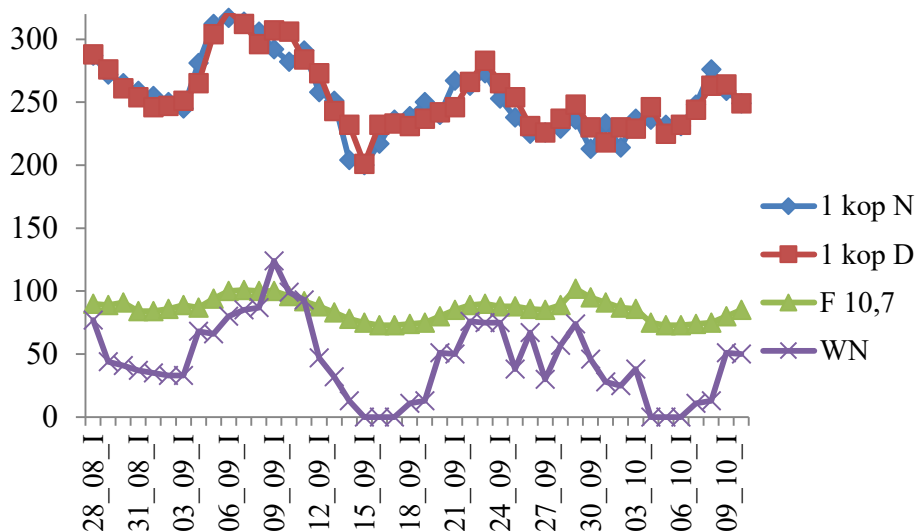
**Рисунок 3.** Ежесуточные измерения появления количества чисел с пятью разными первыми цифрами при последовательной генерации десяти случайных чисел с 11 ноября 2021 года по 27 января 2022 года. Показаны дневные (D) и вечерние измерения (I), а также событие СМЕ на Солнце.

На основе многолетних наблюдений динамики радиоактивного распада изотопов сотрудниками лаборатории С.Э. Шноля [1] было обнаружено различие его интенсивности в ночные и дневные часы. Учитывая эти результаты, мы также проводили все измерения ежесуточно, в дневные и вечерние часы. Наблюдения многодневной динамики исходов таких испытаний показали, что действительно на некоторых отрезках хода календарных дней выявлялся суточный ритм отклонений числа ожидаемых разных цифр. Чаще всего наблюдаемое днем ожидаемое число 3 менялось на 2 или 4 вечером, такой цикл мог воспроизводиться несколько дней в относительно спокойные солнечные дни. В календарные интервалы высокой солнечной активности суточный ритм переходил в хаотичный с высокими отклонениями от ожидаемых значений. Интересно отметить, отклонения числа 3 в ту или иную сторону были устойчивыми на протяжении месяца или больше. Например, с начала ноября до начала декабря наиболее частыми дневными и вечерними числами были 3 и 4, а в промежутке с середины декабря по конец января следующего года были 3 и 2, соответственно, рис. 3.

В некоторые даты наблюдали отчетливую связь солнечной активности с исходами вероятностных опытов с бросанием монет. Она выражалась в появление более высоких отклонений от ожидаемого среднего числа выпадений разных сторон. Суммирование многодневных накопленных отклонений от среднего выявило наличие фрактальной структуры у кривой динамики накопления, кривая ежесуточных данных и кривая выбранных из того же временного ряда значений с интервалом в три, пять или семь дней качественно сохраняла особенности исходной квазициклической структуры. Наложение кривой накопленных многодневных отклонений на индексы солнечной активности оказало наличие связи с некоторыми из них в периоды высокой солнечной активности. На рис. 4 показана динамика накопленных изменений отклонений от ожидаемого нуля выпадения разных сторон однокорпусечной монеты с конца августа по начало октября 2020 вместе с суточными значениями чисел Вольфа и суточной динамикой индекса  $F_{10.7}$ . Важно отметить, что кривые накопленных отклонений от средних значений для дневных и вечерних измерений симбатны и на некоторых участках даже совпадают, это также указывает на общие внешние причины появления многодневных квазициклов.

Анализ многодневной динамики суточного ритма метеочувствительных растений *Marantha leoconeura* показал наличие циркадного ритма настических движений листовых пластинок восприимчивого к условиям «космической погоды».

Внезапные, на фоне спокойных дней, значительные солнечные возмущения, сопровождаемые СМЕ и ростом интенсивности корпускулярных оттоков в сторону Земли, вызывают обратимые нарушения нормального физиологического ритма наблюдаемых растений. Нарушенные циклы восстанавливаются через несколько дней после появления больших видимых солнечных групп солнечных пятен. Ранее было показано наличие циркасаптаных (околонеделных) и кратных календарной неделе циклов многодневной динамики изменений суточных циклов растений этого вида в месяцы спада солнечной активности в глобальной динамике основного цикла [4]. Было отмечено наличие около месячного цикла. Эти наблюдения указывают на космическую и солнечную модуляцию физиологической активности растений группы марантовых.



**Рисунок 4.** Многодневная динамика суточных значений чисел Вольфа, индекса  $F_{10,7}$  и накопленных отклонений от ожидаемого среднего при пятикратном бросании монеты в дневные (квадраты) и вечерние (ромбы) часы с конца августа по начало октября 2020 года.

Солнечные возмущения вызывают 100-150% отклонения от ожидаемого наиболее вероятного значения ( $P = 0,324$ ) неповторяющихся первых пяти цифр при последовательном генерировании 10 случайных чисел. В спокойные календарные периоды с низкой солнечной активностью наблюдали суточную цикличность 30 процентных отклонений ожидаемого вероятного числа неповторяющихся цифр. Обнаружена цикличность многодневной динамики физиологического состояния растений, генерации случайных чисел и исходов случайных механических процессов при многократном ежесуточном бросании десяти или ста монет, причины которых нуждаются в дальнейшем исследовании.

### Литература

1. Шноль С.Э., Коломбет В.А., Пожарский Э.В., Зенченко Т.А., Зверева И.М., Конрадов А.А., О реализации дискретных состояний в ходе флуктуаций в макроскопических процессах // УФН. 1998. Т. 168. № 10. С. 1129-1140.
2. Магафуров И., Скрытая структура хаоса / «Планета ВВКУРЭ» М.: 2011, 260 с.
3. Feller W., An introduction to probability theory and its applications / John Wiley & Sons, Vol. 1, p. 51. 1970. New York, Chichester, Brisbane, Toronto.
4. Kashulin P.A., Kalacheva N.V., Solar-terrestrial effects revealed through long-term observation on biorhythms in plants and experimental random events occurrence / Physics of Auroral Phenomena, Proc. XLIV Annual Seminar, Apatity, 2021. pp. 191-194.

## AUTHOR INDEX

- A**
- Akhmetov O.I. .... 102  
Andriyanov A.F. .... 136  
Antonenko O.V. .... 140  
Antonova E.E. .... 28, 49  
Antonyuk G.I. .... 53
- B**
- Balabin Yu.V. .... 82, 102, 149  
Barkhatov N.A. .... 87  
Barkhatova O.M. .... 46  
Barsukova A.E. .... 46, 87  
Belakhovsky V.B. .... 28, 58, 102, 106, 136, 149  
Benghin V.V. .... 53  
Bessarab F.S. .... 24  
Bilin V.A. .... 11, 106  
Borisenko A.V. .... 70  
Boroyev R.N. .... 7  
Budnikov P.A. .... 106
- C**
- Cherniakov S.M. .... 91
- D**
- Demekhov A.G. .... 66  
Demin V.I. .... 136, 144  
Demkin V.M. .... 136  
Denisenko V.V. .... 24  
Despirak I.V. .... 11, 16, 20
- E**
- Efishov I.I. .... 32, 126  
Ermak V.M. .... 118  
Ermakova E.N. .... 66  
Eselevich M.V. .... 39  
Eselevich V.G. .... 39  
Espinoza C.M. .... 49  
Eyelade A.V. .... 49
- F**
- Fedorenko Yu.V. .... 66  
Fedotova E.A. .... 154  
Filatov M.V. .... 32, 126
- G**
- Gavrilov B.G. .... 118  
Germanenko A.V. .... 82, 149  
Gordeev E.I. .... 114
- Gromov S.V. .... 16, 20  
Gromova L.I. .... 16, 20  
Guineva V. .... 130  
Gvozdevsky B.B. .... 82, 149
- H**
- Higashio N. .... 28
- I**
- Ivanova A.R. .... 53
- K**
- Kalacheva N.V. .... 158  
Kalegaev V.V. .... 53  
Kasahara S. .... 28  
Kasahara Y. .... 28  
Kashulin P.A. .... 158  
Kirillov A.S. .... 130, 136, 140, 149  
Kirpichev I.P. .... 49  
Kleimenova N.G. .... 16, 20  
Klimenko M.V. .... 32  
Klimov P.A. .... 53  
Kozlov D.A. .... 62  
Kulikov Y.Y. .... 136
- L**
- Leonovich A.S. .... 62  
Losev A.V. .... 106, 136  
Lubchich A.A. .... 11, 16, 20, 66  
Lubchich V.A. .... 110
- M**
- Malysheva L.M. .... 16, 20  
Maurchev E.A. .... 82, 102, 149  
Michalko E.A. .... 82  
Mingalev I.V. .... 102  
Mingalev O.V. .... 102  
Mirmovich E.G. .... 36  
Miyoshi Y. .... 28
- N**
- Naiko D.Yu. .... 49  
Namgaladze A.A. .... 95  
Nikolaeva V.D. .... 114
- O**
- Oinats A.V. .... 98  
Ovchinnikov I.L. .... 49

**P**

Parkhomov V.A. ....	39
Pilgaev S.V. ....	106
Pilipenko V.A. ....	28, 58
Poberovsky A.V. ....	136
Podgorny A.I. ....	70
Podgorny I.M. ....	70
Poklad Yu.V. ....	118
Pulinets M.S. ....	49

**R**

Revunov S.E. ....	46
Revunova E.A. ....	87
Rozhdestvenskaya V.I. ....	74
Rozhdestvensky D.B. ....	74
Ryakhovsky I.A. ....	118
Rybakov M.V. ....	95, 122
Ryskin V.G. ....	136

**S**

Sakharov Ya.A. ....	11
Selivanov V.N. ....	11
Setsko P.V. ....	11
Shagimuratov I.I. ....	32, 126
Shapovalova Ju.A. ....	110
Shiokawa K. ....	28
Shishaev V.A. ....	136
Sigaeva K.F. ....	53
Singh A.K. ....	78

Srivastava P. ....	78
Stepanova M.V. ....	49
Suvorova Z.V. ....	102

**T**

Telegin V.A. ....	74
Tepenitsyna N.Yu. ....	32, 126
Timchenko A.V. ....	24
Tolstikov M.V. ....	98
Tsegmed B. ....	39

**V**

Vasiliev M.S. ....	7
Vlasov A.A. ....	62
Vlasova N.A. ....	53
Vorobjev V.G. ....	46, 49

**W**

Werner R. ....	130
----------------	-----

**Y**

Yagodkina O.I. ....	49
Yahnina T.A. ....	66
Yakimova G.A. ....	32, 126

**Z**

Zolotarev I.A. ....	53
---------------------	----

**ПОЛЯРНЫЙ ГЕОФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ**

183010, г.Мурманск, ул.Халтурина,15

---

**POLAR GEOPHYSICAL INSTITUTE**

15, Khalturina str., Murmansk, 183010, RUSSIA

