MINISTRY OF SCIENCE AND HIGHER EDUCATION OF THE RUSSIAN FEDERATION

POLAR GEOPHYSICAL INSTITUTE

PHYSICS OF AURORAL PHENOMENA

46th Annual Seminar 13 – 17 March 2023

Proceedings



Ministry of Science and Higher Education of the Russian Federation

Polar Geophysical Institute

PHYSICS OF AURORAL PHENOMENA

Proceedings of the 46th Annual Seminar

Apatity

13 – 17 March 2023

Apatity 2023

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: 10.51981/2588-0039.2023.46

ISSN 2588-0039

Editor:

A.A. Lubchich

http://pgia.ru/seminar

Научное издание Технический редактор: В. Ю. Жиганов Подписано к печати 12.12.2023. Формат бумаги 60×84 1/8. Усл. печ. л. 23,13. Заказ № 83. Тираж 300 экз. ФГБУН КНЦ РАН 184209, г. Апатиты, Мурманская область, ул. Ферсмана, 14

© Polar Geophysical Institute, 2023

CONTENTS

SESSION 1. GEOMAGNETIC STORMS AND SUBSTORMS

E.E. Antonova, V.G. Vorobjev, O.I. Yagodkina, N.V. Sotnikov, I.P. Kirpichev, I.L. Ovchinnikov, D.Yu. Naiko, M.S. Pulinets, M.V. Stepanova, V.A. Pinto, A.M. Inostroza	Magnetospheric substorms and relativistic electrons			
I.V. Despirak, P.V. Setsko, Ya.A. Sakharov, A.A. Lubchich, V.N. Selivanov	Geoinduced currents during geomagnetic storm on 27-28 September 2017	11		
I.I. Efishov, I.I. Shagimuratov, N.Yu. Tepenitsyna, M.V. Filatov, G.A. Yakimova	TEC fluctuations and GPS positioning errors in polar and auroral ionosphere during November 4, 2021 storm	15		
L.I. Gromova, N.G. Kleimenova, I.V. Despirak, S.V. Gromov, L.M. Malysheva, A.A. Lubchich	Substorms caused by large-amplitude solar wind dynamic pressure pulses: Case study on 3 November 2021	19		
V. Guineva, R. Werner, I. Despirak, N. Kleimenova, A. Lubchich, P. Setsko, A. Atanassov, R. Bojilova, L. Raykova, D. Valev	Basic results from the project "Investigation of the geomagnetic disturbances propagation to mid-latitudes and their interplanetary drivers identification for the development of mid-latitude space weather forecast"	23		
N.G. Kleimenova, I.V. Despirak, L.M. Malysheva, L.I. Gromova, A.A. Lubchich, S.V. Gromov	"Polar" substorms and the Harang discontinuity	30		
R. Werner, V. Guineva, I. Despirak, A. Lyubchich, R. Bojilova, L. Raykova, A. Atanassov, D. Valev	Determination of the occurrence rates of the geomagnetic disturbances at European auroral and high latitudes	34		
Н.А. Бархатов, В.Г. Воробьев,О.И. Ягодкина, Е.А. Ревунова,А.Ю. Борисова	Классификация изолированных суббурь при учете условий генерации и характеристик фаз	38		
А.А. Любчич, И.В. Дэспирак, Р. Вернер	Зависимость MPB-индекса от геомагнитной активности и характеристик солнечного ветра	42		

Г.А. Макаров	Зависимость геомагнитных индексов ASY-H и SYM-H от	48
	межпланетных параметров	
В.Л. Халипов, Г.А. Котова,	Исследования субавроральной ионосферы и магнитосферы с	53
А.Е. Степанов	помощью геофизических спутников и методом коротковолновой	
	радиолокации	

SESSION 2. FIELDS, CURRENTS, PARTICLES IN THE MAGNETOSPHERE

I.P. Kirpichev, E.E. Antonova	Plateau regions in the magnetospheric plasma pressure distribut and large-scale field-aligned currents		
J.A. Ochoa, B.S. Zossi, A.G. Elias	Auroral oval long-term changes linked to secular variations in Earth's magnetic field and geomagnetic activity	61	
В.Г. Воробьев, О.И. Ягодкина, Е.Е. Антонова	Полярные сияния и авроральные высыпания в области дневного полярного каспа при северном ММП	65	
А.А. Любчич, Т.А. Попова, Т.А. Яхнина, А.Г. Демехов	Асимметрия магнитного поля Земли в двух полушариях	69	
В.М. Уваров	Основные результаты численного моделирования глобального распределения электрических полей в ионосфере Земли	74	
Т.А. Яхнина, Т.А. Попова, А.А. Любчич, А.Г. Демехов	Проявление межполушарной асимметрии магнитного поля в потоках заряженных захваченных и высыпающихся частиц на низкоорбитальных спутниках в спокойных и возмущенных условиях	80	

SESSION 3. WAVES, WAVE-PARTICLE INTERACTION

V.A. Pilipenko, M.S. Solovieva, G.M. Korkina, E.A. Polyanskaia	The solar flare impact on the lower ionosphere and geomagnetic field	84
В.С. Исмагилов, Ю.А. Копытенко	Электрические поля морских волн	88
В.С. Исмагилов, Ю.А. Копытенко, М.С. Петрищев, П.А. Сергушин, А.В. Петленко	Береговой эффект в электрическом поле	92

4

Д.А. Шубин, А.В. Рубцов,	Кластеризация УНЧ-волн методами машинного обучения по	96
Д.Ю. Климушкин	данным спутника THEMIS-А	

SESSION 4. THE SUN, SOLAR WIND, COSMIC RAYS

A.I. Podgorny, I.M. Podgorny	Magnetic field configurations at solar flare sites above active region AR 10365 from MHD simulation results					
S. Yadav, P. Srivastava, A.K. Singh	Correlative study of solar transient parameters associated with Dst index for solar cycle 23 and 24	103				
Ю.В. Балабин, А.В. Германенко, Б.Б. Гвоздевский	Портативный спектрометр гамма-излучения и спектральные наблюдения эффекта возрастания на средних широтах	106				
В.Г. Еселевич, В.А. Пархомов	Альфа частицы как важный индикатор прохождения диамагнитных структур солнечного ветра внутрь магнитосферы	112				

SESSION 5. IONOSPHERE AND UPPER ATMOSPHERE

О.В. Антоненко, А.С. Кириллов	 Исследование собственного излучения ночных атмосфер план земной группы в ультрафиолетовых и инфракрасных полосах 				
Н.С. Ачкасов, Б.Г. Гаврилов,В.М. Ермак, Е.Н. Козакова,Ю.В. Поклад, И.А. Ряховский	Особенности регистрации СДВ сигналов пространственно- разнесённой системы приемных пунктов	123			
В.Г. Воробьев, О.И. Ягодкина, М.Н. Мельник, О.В. Мингалев	Планетарное распределение характеристик электронных и ионных высыпаний в зависимости от уровня магнитной активности. Интерактивная модель АРМ_ГЕО	127			
Н.В. Иванов	Анализ поляризационных характеристик приземного магнитного шума крайне низкочастотного диапазона	137			
Ю.В. Поклад, Н.С. Ачкасов, Б.Г. Гаврилов, В.М. Ермак, Е.Н. Козакова, И.А. Ряховский	Сравнение восстановленных параметров нижней ионосферы на близких трассах по данным приема СДВ передатчиков в двух пунктах	141			

Р.Е. Сараев, С.А. Шаракин	Современные методы анализа данных на примере обнаружения и реконструкции трековых событий УФ детектора «Верхнетуломский»	145
К.Ф. Сигаева, П.А. Климов, А.А. Белов, С.А. Шаракин	Частотный анализ временных структур свечения атмосферы 22.02.2022 по данным изображающего фотометра в обсерватории «Верхнетуломская»	149
А.В. Тертышников	Способы зондирования аврорального овала с использованием КА	154
А.В. Тертышников, Р.Ю. Юрик	Результаты эксперимента на стенде EISCAT в 2018 г.	163
В.А. Ульев, С.Н. Шаповалов, Д.Д. Рогов	Эффект полуденного восстановления (ПВ) во время ППШ в период главной фазы геомагнитной бури	166
А.Д. Шелков, Р.В. Васильев, М.Ф. Артамонов	Исследование интенсивности свечения атмосферы с использованием данных Иркутского радара некогерентного рассеяния и интерферометров Фабри-Перо	169

SESSION 6. LOW ATMOSPHERE, OZONE

A.S. Kirillov, R. Werner, V. Guineva	The study of kinetics of molecular nitrogen in the stratosphere of Titan during precipitation of galactic cosmic rays	173
Y.Y. Kulikov, V.G. Ryskin, V.M. Demkin, V.B. Belakhovsky, V.I. Demin, A.S. Kirillov, A.N. Losev	The microwave monitoring the variations of the mesospheric ozone (60 km) in winter 2022-2023 at Apatity during Solar Cycle 25	179
А.С. Кириллов, В.Б. Белаховский,Е.А. Маурчев, Ю.В. Балабин,А.В. Германенко,Б.Б. Гвоздевский	Инфракрасное свечение окиси азота в средней атмосфере Земли во время GLE69	183
Ю.Н. Куликов, А.С. Кириллов	Возбуждение синглетных состояний молекулярного кислорода на высотах мезосферы и нижней термосферы Земли в ночные и сумеречные часы	188

SESSION 7. HELIOBIOSPHERE

П.А. Кашулин, Н.В. Калачева	Влияние	космической	погоды	на метеочувствительные	194
	растения	и случайные	события в	модельных механических	
	системах	:			

Author index



DOI: 10.51981/2588-0039.2023.46.001

MAGNETOSPHERIC SUBSTORMS AND RELATIVISTIC ELECTRONS

E.E. Antonova^{1,2}, V.G. Vorobjev³, O.I. Yagodkina³, N.V. Sotnikov¹, I.P. Kirpichev², I.L. Ovchinnikov¹, D.Yu. Naiko¹, M.S. Pulinets¹, M.V. Stepanova⁴, V.A. Pinto⁴, A.M. Inostroza^{4,5}

¹Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Moscow State University, Moscow, 119991, Russia; e-mail: elizaveta.antonova@gmail.com

²Space Research Institute (IKI) Russian Academy of Science, Moscow, Russia

³Polar Geophysical Institute, Apatity, Russia

⁴Department of Physics, University of Santiago de Chile, Santiago, Chile

⁵Department of Physics, University of Concepción, Concepción, Chile

Abstract

The most recent findings on the dynamics of the outer radiation belt (ORB) and the physics of magnetospheric substorms are examined. Specifically, we investigate the relationship between storm time substorms and the energetic electron population that forms the ORB. Traditionally, storm time substorms have been considered as the primary source of energetic electrons, which are further accelerated during storms to contribute to the formation of the ORB. However, several observations have demonstrated that large magnetospheric substorms can generate high-energy electrons even in the absence of magnetic storms. Substorms introduce dispersionless injections of energetic electrons undergo additional acceleration via the betatron mechanism during the storm recovery phase, thus increasing the ORB population. To gain a better understanding of this process, it is crucial to study plasma sheet turbulence, substorm onset processes, and the brightening of auroral arcs. By analyzing the aforementioned findings, this study aims to highlight the need for reanalyzing of the role of auroral processes in the formation of the ORB.

1. Introduction

During the last years, the problem of the acceleration of the outer radiation belt (ORB) relativistic electrons is considered to be one of the most important unresolved problems of magnetospheric dynamics in spite of the significant affords for its solution including the launch of dedicated space missions like RBSP/Van Allen probes and ARASE. It was finally established that the outer electron belt can almost disappear during the main phase of the storm. An increase in ORB relativistic electron fluxes occurs for the recovery phase of about half of the magnetic storms, a drop in fluxes compared to pre-storm levels takes place for about a quarter of magnetic storms, and a recovery of fluxes to a similar level also during about a quarter of the storms. It is difficult to understand the observed patterns using the standard approach, which ignores the ring current dynamics and the main features of substorm dipolarizations. In this paper, we summarize the results of studies of the role of substorm processes in the acceleration of relativistic electron. We try to outline areas of work that could lead to the creation of an adequate self-consistent picture of processes inside the magnetosphere leading to the ORB formation.

2. Topology of magnetospheric currents and substorms

The main feature of the development of magnetic storms is the displacement of the auroral oval to lower latitudes. For example, during the magnetic storms of February-March 2023, discrete forms of aurora were observed at the latitude of Moscow. Such feature shows that the substorm onset and development takes place deep inside the magnetosphere which is difficult to understand by assuming the ordinary suggestion of substorm development due to reconnection in the geomagnetic tail. It has been conclusively proven that field line stretching and local dipolarizations are observed at small L during storm time substorms (see, for example, [Nosé et al., 2016] and references therein). In many cases, such results were discussed within the framework of the traditional assumption of the movement of the plasma sheet towards the Earth during a storm. However, this point of view did not take into account the existence of a plasma ring surrounding the Earth, the boundaries of which during the daytime coincide with the closest to the Earth boundary of the low-latitude boundary layer. The average pressure gradient of the magnetospheric plasma in this ring is directed toward the Earth at all MLTs, which means the existence of an outer part of the ring current (cut ring current - CRC). The characteristics of the plasma in the ring are similar to the characteristics of the plasma in the plasma sheet. That is why for the long time, the night part of the CRC to geocentric distances $\sim 10-13$ Re has been considered as the part of the closest to the Earth plasma sheet (see the review [Antonova et al., 2018a]). Fig. 1 illustrates this statement. Red arrows in Fig. 1 show the direction of the plasma pressure gradients, yellow arrows show CRC and field-aligned currents. Compression of the magnetospheric magnetic field in the daytime by currents at the magnetopause leads to

Magnetospheric substorms and relativistic electrons

splitting and shifts to higher latitudes of the surface of the minimum magnetic field at the magnetic field line, which, unfortunately, was not taken into account when creating magnetospheric magnetic field models and substorm models. The existence of the outer part of the ring current indicates the closed nature of the drift trajectories of particles, the Larmor radii of which are small compared to the inhomogeneity of the magnetic field. Therefore, the CRC region became the region where energetic particles can be trapped mainly on Shabansky trajectories. Discussed scheme is in a rather good agreement with the results of [*Vorobjev et al.*, 2018], which analyzed 163 isolated substorms and showed that the increase of |AI| produces the decrease of storm index SYM-H. The existence of CRC region as a part of the ring current also explains the recovery of fluxes after quarter of the storms due to the action of adiabatic effect [*Antonova et al.*, 2018b].



Figure 1. Distribution of plasma pressure at the equatorial plane during quite conditions (a) and the scheme of the magnetosphere including the high latitude continuation of the ordinary ring current (b).

The most popular point of view, formed before the launch of the RBSP/Van Allen probes, was that substorms provide injection of a seed population of electrons inside the magnetosphere, which are then accelerated to relativistic energies by one of the wave mechanisms [*Baker et al.*, 2005]. The traditional theories of substorm require the reconnection or current disruption in the geomagnetic tail. The development of substorm and the formation of a seed population of electrons inside the geostationary orbit will be immediately captured inside the magnetosphere, unlike particles accelerated in the tail. Therefore, dipolarizations within the geostationary orbit removed the problem of the formation of a seed population, but required modification of the basic concepts based on the assumption of reconnection in the magnetotail as the main cause of substorm activations.

3. Magnetospheric turbulence and substorms

Along with tail theories of substorms, a theory of substorm was developed, based on the analysis of magnetosphereionosphere interactions starting from the work of [Tverskoy, 1972]. Thus, in the works [Antonova, 2002; Stepanova et al., 2002], a substorm onset was associated with the instability of the system of upward field-aligned currents and the penetration of cold ionospheric plasma through the boundary of the region of field-aligned potential drop leading to the acceleration of auroral electrons. This theory explained the occurrence of substorm activations without a trigger in the solar wind or in the magnetotail. However, it also fits well with the results of observations of triggered substorms, since the brightening of the auroral arc requires only a sharp change in the local convection in the presence of an upward field-aligned current in a region of field-aligned potential drop. Bursty bulk flow (BBF) are ordinarily considered as the substorm expansion phase trigger. The MMS observations of BBF in a burst mode show a large increase of turbulent fluctuations in the tail during BBF which produce effective particle acceleration [Ergun et al., 2022]. However, BBF are observed much more frequently than magnetospheric substorms. That is why it possible to find a suitable disturbance before the onset of most of substorms. It is necessary to mention that the plasma sheet of the Earth is a turbulent region (see [Borovsky et al., 1997] and reviews [Ovchinnikov and Antonova, 2017; Antonova and Stepanova, 2021]). High level of electric field fluctuations with amplitudes, which are 1-2 orders of magnitudes larger than amplitudes of electric fields of magnetospheric convection are constantly observed [Ovchinnikov et al., 2023].

The level of turbulent fluctuations is increased during magnetospheric disturbances including the generation of more or less regular phenomena such as Pc5 fluctuations and chorus waves. Interactions with such waves are ordinarily proposed as a possible solution of the problem of ORB formation. Acceleration by chorus waves during the resonant interaction of waves and particles is considered as the main accelerating mechanism for a seed population of electrons. At the same time, it was necessary to take into account that the energy density of waves is at least two orders of

E.E. Antonova et al.

magnitude higher than the energy density of accelerated electrons [*Shklyar*, 2021]. The difficulty of using this mechanism is related to the fact that the pitch-angle diffusion coefficient in cyclotron wave-particle interaction is orders of magnitude higher than the energy diffusion coefficient (see, for example, [*Orlova et al.*, 2012]. That is why at maximum recorded amplitudes of such waves the acceleration time was at least several hours. At the same time the appearance of relativistic electrons during substorm dipolarizations was also recorded (see [*Pinto et al.*, 2020] and ref. therein). It was possible to clarify the role of chorus waves only producing a careful analysis of wave and particle evolutions.

A thorough analysis of variations in the fluxes of relativistic electrons along the orbits of the RBSP/Van Allen probes satellites shows (see [*Kim et al.*, 2023] and references in this work) that inside the magnetosphere, sharp changes in the fluxes of relativistic electrons occur only at the moment of substorm dipolarizations. Between dipolarizations, the electron fluxes do not change. When analyzing individual depolarization at 15:50 UT during storm 17 March 2013 Foster et al. [2017] suggest the action of nonlinear interaction with the same cyclotron waves due to simultaneous small amplitude chorus observations. However, the well localized interaction of electrons with high frequency electrostatic waves appeared due to field-aligned electron beam relaxation during substorm onset seems to be more probable and deserve special attention. Obviously, the mechanisms associated with the emergence of large induction fields during dipolarization also have an advantage. It should be noted that disruption of the adiabatic motion of electrons in the local dipolarization region does not lead to the loss of particles from the trap.

An important partially explained feature of the ORB formation is described by the Tverskaya relation [*Tverskaya*, 2011] which connects the position of the ORB maximum formed during a magnetic storm with the maximum value of the module of minimum the Dst index during the storm. Numerous results confirming the validity of the Tverskaya relation for magnetic storms of the RBSP/Van Allen probes period have shown the need to include this feature in the modeling of the ORB formation. Currently, there is a theory, developed in [*Tverskoy*, 1997; *Antonova*, 2006], linking the occurrence of the ORB maximum with the formation of the maximum ring current pressure during a storm. The theory predicts a coincidence of the position of such a pressure maximum with the position of maximum of relativistic electrons predicted by the Tverskaya's relation. Determining the position of the maximum plasma pressure as known is difficult due to the slow motion of the high-altitude satellites in the equatorial plane. At present, it has been possible to determine the position of the maximum pressure for a number of cases. Fig. 2 shows the Tverskaya relation (black lines with positions of ORB maximu in a number of storms selected by black signs) and positions of plasma pressure maxima selected for a number of storms (color signs).



Figure 2. The dependence of the pressure maxima position during a number of magnetic storms on $|Dst|_{max}$ during storms May 29, 2010, with |Dst| = 85 nT (inconspicuous blue sign); October 8–9, 2012, with |Dst| = 111 nT (dark blue sign); December 19–22, 2015, with |Dst| = 155 nT (inconspicuous green sign); March 1–8, 1982, with |Dst| = 211nT (dark green sign); Bastille Day event (July 2000) with |Dst| > 300 nT (red square) (adapted from the work [*Antonova et al.*, 2023]).

4. Conclusions and discussion

The performed analysis reviles a number of features leading to the modification of existing concepts of substorm development and ORB formation.

- Storm time substorm observations and observed large level of tail fluctuations lead to considerable modifications of substorm theories as it is easy to find the plasma sheet disturbance before the most of substorm onsets.
- It is necessary to reanalyze the role of the auroral processes in the ORB formation.
- Storm time substorm injections form the plasma pressure maximum during a storm calculated using the Tverskaya's relation.
- Selection of the mechanism leading to the nonadiabatic ORB acceleration requires the analysis of thin auroral arc brightening during substorm onset and substorm dipolarizations.

The study of storm time substorms can help not only to predict the position of the ORB maximum according to the Tverskaya's relation but to clarify the nature of magnetospheric substorms and to develop the program of the prediction of the appearance of high fluxes of relativistic electrons.

Asknowlegments

Work was supported by RNF grant No 23-22-00076 (Ovchinnikov I.L., Antonova E.E., Naiko D.Yu., Pulinets M.S.)

References

- Antonova E.E. (2002). The results of INTERBALL/Tail observations, the innermagnetosphere substorm onset and particle acceleration. Adv. Space Res. 30(7). 1671-1676. doi:10.1016/S0273-1177(02)00434-9
- Antonova E.E. (2006). Stability of the magnetospheric plasma pressure distribution and magnetospheric storms. Adv. Space Res. 38. 1626–1630. doi:10.1016/j.asr.2005.05.005
- Antonova E.E., Stepanova M., Kirpichev I.P., Ovchinnikov I.L., Vorobjev V.G., Yagodkina, O.I. et al. (2018a). Structure of magnetospheric current systems and mapping of high latitude magnetospheric regions to the ionosphere. J. Atmosp. Solar-Terr. Phys. 177, 103–114. doi:10.1016/j.jastp.2017.10.013
- Antonova E.E., Stepanova M.V., Moya P.S., Pinto V.A., Vovchenko V.V., Ovchinnikov I.L., Sotnikov N.V. (2018b). Processes in auroral oval and outer electron radiation belt. Earth, Plan. Space. 70:127. doi:10.1186/s40623-018-0898-1
- Antonova E.E., Sotnikov N.V., Kirpichev I.P., Riazantseva M.O., Stepanova M.V., Pinto V., Inostroza A., Espinoza C.M., Vorobjev V.G., Yagodkina O.I., Ovchinnikov I.L., Naiko D.Yu, Pulinets M.S. (2023). Formation of the Outer Radiation Belt: Adiabatic Effect and Stochastic Acceleration. Problems of Geocosmos—2022. doi:10.1007/978-3-031-40728-4
- 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
- Baker D.N., Elkington S.R., Li X., Wiltberger M.J. (2005). Particle acceleration in the inner magnetosphere. The inner magnetosphere: Physics and modeling. Geophysical monograph series. Eds. Pulkinen T.I., Tsyganenko N.A., Friedel R.H.W. V. 155. AGU, Washington. P. 73–85.
- Borovsky J. E., Elphic R. C., Funsten H. O., Thomsen M. F. (1997). The Earth's plasma sheet as a laboratory for flow turbulence in high-β MHD. J. Plasma Phys. 57, 1–34. doi:10.1017/S0022377896005259
- Ergun R.E., Usanova M.E., Turner D.L., Stawarz J.E. (2022). Bursty bulk flow turbulence as a source of energetic particles to the outer radiation belt. Geophys. Res. Lett. 49. e2022GL098113. doi:10.1029/2022GL0981139
- Foster J.C., Erickson P.J., Omura Y., Baker D.N., Kletzing C.A., Claudepierre S.G. (2017). Van Allen Probes observations of prompt MeV radiation belt electron acceleration in non-linear interactions with VLF Chorus. J. Geophys. Res. Space Phys. 122(1). 324–339. doi:10.1002/2016JA023429
- Kim H.-J., Kim K.-C., Noh S.-J., Lyons L., Lee D.-Y., Choe W. (2023). New perspective on phase space density analysis for outer radiation belt enhancements: The influence of MeV electron injections. Geophys. Res. Lett. 50. e2023GL104614. doi:10.1029/2023GL104614
- Nosé M., Keika K., Kletzing C.A., Spence H.E., Smith C.W., MacDowall R.J., Reeves G.D., Larsen B.A., Mitchell D.G. (2016). Van Allen Probes observations of magnetic field dipolarization and its associated O^+ flux variations in the inner magnetosphere at L < 6.6. J. Geophys. Res. Space Physics. 121. 7572–7589. doi:10.1002/2016JA022549
- Orlova K.G., Shprits Y.Y., Ni B. (2012). Bounce-averaged diffusion coefficients due to resonant interaction of the outer radiation belt electrons with oblique chorus waves computed in a realistic magnetic field model. J. Geophys. Res. 117. A07209. doi:10.1029/2012JA017591
- Ovchinnikov I.L., Antonova E.E. (2017). Turbulent transport of the Earth magnitosphere: Review of the results of observations and modeling. Geomagnetism and Aeronomy. 57. 655–663. doi:10.1134/S0016793217060081
- Ovchinnikov I.L., Naiko D.Yu., Antonova E.E. Fluctuations of the electric and magnetic fields in the plasma sheet of the Earth's magnetotail according to MMS data. Cosmic Research. 2023. In press, accepted.
- Pinto V.A., Bortnik J., Moya P.S., Lyons L.R., Sibeck D.G., Kanekal S.G., Spence H.E., Baker D.N. (2020). Radial response of outer radiation belt relativistic electrons during enhancement events at geostationary orbit. J. Geophys. Res. Space Physics. 125. e2019JA027660. doi:10.1029/2019JA027660
- Shklyar D.R. (2021). A theory of interaction between relativistic electrons and magnetospherically reflected whistlers. J. Geophys. Res. Space Physics. 126. e2020JA028799. doi:10.1029/2020JA0287
- Stepanova M.V., Antonova E.E., Bosqued J.M., Kovrazhkin R.A., Aubel K.R. (2002). Asymmetry of auroral electron precipitations and its relationship to the substorm expansion phase onset. J. Geophys. Res. 107(A7). doi:10.1029/2001JA003503
- Tverskaya L.V. (2011). Diagnostics of the magnetosphere based on the outer belt relativistic electrons and penetration of solar protons: A review. Geomagnetism and Aeronomy. 51(1). 6–22. doi:10.1134/S0016793211010142
- Tverskoy B.A. (1972). Electric fields in the magnetosphere and the origin of trapped radiation. Solar-Terrestrial Physics, edited by E. R. Dyer, Dordrecht, Holland, 297-317.
- Tverskoy B.A. (1997). Formation mechanism for the structure of the magnetic storm ring current. Geomagnetism and Aeronomy (In Russian). 37. 555–559.
- Vorobjev V.G., Yagodkina O.I., Antonova E.E., Zverev V.L. (2018). Influence of solar wind plasma parameters on the intensity of isolated magnetospheric substorms. Geomagnetism and Aeronomy. 58(3). 295–306. doi:10.1134/S0016793218030155



Polar Geophysical Institute

DOI: 10.51981/2588-0039.2023.46.002

GEOINDUCED CURRENTS DURING GEOMAGNETIC STORM ON 27-28 SEPTEMBER 2017

I.V. Despirak¹, P.V. Setsko¹, Ya.A. Sakharov^{1,2}, A.A. Lubchich¹, V.N. Selivanov²

¹Polar Geophysical Institute, Apatity, Russia; e-mail: despirak@gmail.com ²Northern 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. This month can be divided into four events with different space weather conditions: first period on 7-8 September, second period on 12-13 September, third period on 14-17 September and fourth period on 27-28 September. In this report we considered the increasing of geoinduced currents (GICs) during moderate magnetic storm (SYM/H ~ -74 nT) occurring on September 27-28 caused by CIR connected with the high-speed streams (HSS). This storm was characterized by a gradual, multi-step main phase development with maximum at ~06 UT on 28 September. At the background of the storm another geomagnetic activities were also registered - substorms and geomagnetic pulsations - which caused intense GICs on the Vykhodnoy (VKH), Revda (RVD) and Kondopoga (KND) stations in the North-West of Russia and on the Mantsala (MAN) in the South of Finland. The increasing of GICs were controlled by data from registration system on Karelian-Kola powerline in the auroral zone (eurisgic.ru) and in Finland obtained from gas pipeline near Mantsala in the subauroral zone. The fine spatiotemporal structure of electrojet development during substorms were analyzed using the maps of the equivalent currents of the MIRACLE system and IMAGE magnetometers data. It was shown that intense GICs observed in the subauroral and auroral zones were associated with two sources - the movement and intensification of the substorm westward electrojet during the expansion phase of the substorm (in the premidnight sector) and Pc5 pulsations during the recovery phase of the substorm (in the morning sector).

Introduction

It is known that by rapid changes of the geomagnetic fields occurrence the intense, quasi-direct currents flowing in the conductor systems of terrestrial technological networks, these currents were called as Geomagnetically Induced Currents (GICs) [e.g., *Viljanen et al.*, 2006]. Rapid changes in the geomagnetic field are usually associated with the arrival of solar wind shock waves, coronal mass ejections (CMEs) and high-speed streams from coronal holes to the Earth, which lead to the development of magnetic storms and substorms, as well as the appearance of magnetic pulsations [e.g., *Lakhina et al.*, 2020]. Recently it has been confirmed that strong disturbances of the westward electrojet during expansion phase of substorm is one of the reasons for the GICs growth in the auroral zone [*Vorobjev et al.*, 2018; *Tsurutani and Hajra*, 2021; *Despirak et al.*, 2022]. The excitation of GICs in power transmission lines on the Kola Peninsula is controlled by system of continuous observations at three to five nodes of the operating power transmission line from 2011 to the present [*Sakharov et al.*, 2007, 2016]. A number of transformer substations of the Karelia–Kola power transmission line, which runs from south to north across Karelia and the Kola Peninsula, have a continuous metering system for GICs [*Sakharov et al.*, 2019].

In this work we study the case on 27-28 September 2017 when intense GICs on Karelian-Kola power line (Vykhodnoy, Revda and Kondopoga stations) and Finland pipeline near Mantsala are registered. Note, that 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), which caused by CME and CIR, and also high-intensity long-duration event of geomagnetic activity (HILDCAA). The September 2017 was divided into four events with different space weather conditions: first period on 7-8 September, second period on 12-13 September, third period on 14-19 September and the fourth period on 27-28 September [Haira et al., 2020]. 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 [Despirak et al., 2023]. Recently we considered also the appearance of intense GICs during second event on 12-13 September and it has been shown that the increase in GIC amplitudes at different latitudes was associated with the poleward movement of the westward electrojet during the expansion phase of the substorm. Besides, it has been found that the source of the GICs at the recovery phase of the second substorm appeared to be a short pulse of Pc5 pulsations and the amplitudes of GICs during pulsations were comparable with substorms one [Setsko et al., 2023].

In this work we considered the fourth event of space weather registered in September 2017, the event on 27-28 September, when a moderate magnetic storm (SYM-H ~ -74 nT) developed. Solar wind and interplanetary magnetic field (IMF) parameters on 26-29 September 2017 are shown in Figure 1. This time period was characterized the arrival of a high-speed stream (HSS) to Earth, the CIR was registered from ~23 UT on 26 September to ~09 UT on 28 September, then HSS was observed with high speed ~650-700 km/s. Accordingly Haira et al., 2020, the storm was caused by several southward IMF periods (~ -15.4 nT, ~ -11.3 nT, ~ -10.5 nT, ~ -9.5 nT) inside the CIR, this storm was characterized by a gradual, multi-step main phase development with maximum at ~06 UT on 28 September. At the background of the storm three substorms at the IMAGE magnetometers were registered, moments of the substorm onsets are shown by the vertical red lines. 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_{dyn}) and some geomagnetic indexes (AL, SYM/H, PC) from 12 UT on 26 September to 24 UT on 29 September 2017. The boundaries of the solar wind types are marked by the blue and green rectangles and inscription: CIR and HSS. Moments of the substorm onsets at the IMAGE meridian are shown by the vertical red 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 [*Sakharov et al.*, 2007, 2016, 2019]. This power line is located at geographical (geomagnetic) latitudes from ~60° to ~69° (56.6° to 65.5°) directed from south to north. Note that this location corresponds to auroral latitudes where substorm disturbances are usually observed. 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°N, 33.1°E), Revda (RVD) (67.9°N, 34.1°E), Kondopoga (KND) (62.2°N, 34.3°E), Mantsala (MAN) (60.6°N, 25.2°E). The development of the substorm was determined by the magnetometers of the IMAGE (http://space.fmi.fi/image/) network, the IL-index is also taken from IMAGE network. Maps of the distribution of ionospheric equivalent currents was taken from MIRACLE (https://space.fmi.fi/MIRACLE/). We used the Wp index is related to the power of the Pi2 pulsation wave at low latitudes. 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

GICs during substorm activity on 27 September 2017

We divided the time period on 27-28 September on two intervals: the pre-midnight period from 19 to 24 UT on 27 September, when substorms were registered at IMAGE network, and the after-midnight period from 00 to 08 UT on 28 September, when geomagnetic pulsations were observed. Development of substorms and GIC during first period are shown in Figure 2. The first substorm began at ~19:30 UT on September 27 at station PEL and then reached the station SOR. The onset was marked by red vertical line on the IMAGE magnetograms (Figure 2b). The MIRACLE map shows that initially this substorm developed at latitudes from 66° to 72° geographical latitude. At this time, GIC

I.V. Despirak et al.

were recorded only at the RVD (\sim 2 A) and VHD (\sim 8 A) stations, located at high auroral latitudes; at the lower latitude stations KND and MAN, GIC were not registered. The second intensification of this substorm began at \sim 20:08 UT on PEL station, then the westward electrojet reached the station NAL at \sim 20:15 UT. Note that the second intensification was more intense (IL \sim 1000 nT), and stronger GIC were observed at the RVD and VHD (\sim 13 A) stations. The second substorm began at \sim 22:05 UT at NUR station, then the westward electrojet moved to the pole and at \sim 23 UT reached the station SOR. At this moment the intense GIC were registered at VHD (\sim 11 A) and RVD station. While at the beginning of the second substorm, GIC were registered at the MAN (\sim 14 A) and KND stations. Thus, the appearance of intense GIC at different stations occurred in accordance with the leap of the westward electrojet to the pole (movement along latitude) during the expansion phase of the second substorm.



Figure 2. September 27, 2017 from 19 to 24 UT: two maps of magnetic vectors from SuperMAG network (a); X-components of geomagnetic field from IMAGE magnetometers (chain SUW-NAL) (b); latitudinal profile of the westward electrojet development by MIRACLE system, Wp and IL indexes, Y-components of geomagnetic field from MAS, MUO, HAN and X-component from NUR (black lines), GIC registration on Mäntsälä, Kondopoga, Revda, Vykhodnoy stations (red lines) (c).

GICs during geomagnetic pulsations on 28 September 2017

During after-midnight period, from 00 to 08 UT, were registered also intense GIC connected with substorm at ~00:40 UT and geomagnetic pulsations observed during recovery phase of substorm in the morning sector. Development of substorms, geomagnetic pulsations and GIC during second period are shown in Figure 3. Format Fig.3 is the same as Fig.2, but without the map of magnetic vectors from SuperMag network. It is seen that small negative bays in the X-component began at ~00:40 UT from NUR to OUJ stations. This moment corresponded the GIC occurrence at MAN (~2 A) and KND. Then the substorm began at ~01:30 UT from NUR to SOR stations (red vertical line at the IMAGE magnetograms). The substorm reached its maximum development at ~ 02 UT, at that moment small GICs were registered at VHD (~5 A) and RVD. On the recovery phase of this substorm there were magnetic pulsation Pc5 from ~02:40 to 07 UT. It is a short burst of Pc5 at a frequency of ~ 3MHz with an amplitude maximum at auroral latitudes. It can be seen that the strongest pulsations were observed from 02:40 to 03:20 UT and from 06:20 to 07:00 UT, at the same time points strong GICs were recorded at the VHD (~22 A) and RVD (~3 A), more small intense GIC were observed at KND and MAN (~3 A). 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

It was shown that GIC occurrence during moderate storm on 27-28 September 2017 were connected with the westward electrojet increasing and expansion during substorms and with bursts of Pc5 pulsations. The intense GICs (> 10 A) in the premidnight sector were recorded in the expansion phase of the substorm, besides GIC amplification at different latitudes occurred simultaneously with the jump to pole of the westward electrojet. The source of the GIC burst (> 20 A) in the morning sector were a pulses of Pc5 pulsations at the recovery phase of substorm. Note that in this case (unlike the case of September 12-13, 2017), more intense GICs were observed during Pc5 pulsations than during substorm.

Geoinduced currents during geomagnetic storm on 27-28 September 2017



Figure 3. Second period in more details, from 00 to 08 UT 28 September 2017. Format Fig.3 is the same as Fig.2.

Asknowlegments

The authors are grateful to the creators of the OMNI databases, SuperMAG (http://supermag.jhuapl.edu/), EURISGIC system (https://eurisgic.ru/) for the ability to use them in our work. The work of Ya.A. Sakharov and V.N. Selivanov was supported by RSF (№ 22-29-00413).

References

- Despirak I.V., Setsko P.V., Sakharov Ya.A., Lyubchich A.A., Selivanov V.N., Valev D., Observations of geomagnetic induced currents in Northwestern Russia: case studies. Geomagnetism and Aeronomy, Vol. 62, No. 6, pp. 711–723, 2022.
- Despirak I.V., Setsko P.V., Sakharov Y.A., Lubchich A.A., Selivanov V.N., Geomagnetically Induced Currents during Supersubstorms on September 7–8, 2017. Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics, Vol. 87, No. 7, pp. 999– 1006, 2023. https://doi.org/10.3103/S1062873823702283
- Hajra R., Tsurutani B.T., Lakhina G.S. The complex space weather events of 2017 September. The Astrophysical Journal, Vol. 899:3 (15pp), 2020. https://doi.org/10.3847/1538-4357/aba2c5
- Lakhina G.S., Hajra R., Tsurutani B.T., Geomagnetically inducted current. Springer Nature Switzerland AG 2020 H. K. Gupta (ed.), Encyclopedia of Solid Earth Geophysics, Encyclopedia of Earth Sciences Series, 2020. https://doi.org/10.1007/978-3-030-10475-7_245-1
- Sakharov Ya.A., Danilin A.N., Ostafiichuk R.M., 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, 2007.
- Sakharov Ya.A., Katkalov Yu.V., Selivanov V.N., Viljanen A., Recording of GICs in a regional power system, in Prakticheskie aspekty geliogeofiziki, Materialy spetsial'noi sektsii "Prakticheskie aspekty nauki kosmicheskoi pogody" 11i 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, 2016.
- Sakharov Ya.A., Selivanov V.N., Bilin V.A., Nikolaev V.G., Extremal values of geomagnetically inducted currents in the regional power system. "*Physics of Auroral Phenomena*", Proc. XLII Annual Seminar, Apatity, pp. 53-56, 2019. DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2019.42.53-56 (in Russian).
- Setsko P.V., Despirak I.V., Sakharov Ya.A., Lubchich A.A., Bilin V.A., Selivanov V.N., Geoinduced currents on Karelian-Kola power line and Finnish gas pipeline on September, 12–13 2017. Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics, Vol. 247, No. 106079, 2023. https://doi.org/10.1016/j.jastp.2023.106079
- Tsurutani B.T., Hajra R., 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, 2021. https://doi.org/10.1051/swsc/2021001
- Viljanen A., Pulkkinen A., Pirjola R., Pajunpaa K., Posio P., Koistinen A., Recordings of geomagnetically induced currents and a nowcasting service of the Finnish natural gas pipeline system. Space Weather, 4, S10004, 2006. DOI: 10.1029/2006SW000234
- Vorobjev V.G., Sakharov Ya.A., Yagodkina O.I., Petrukovich A.A., Selivanov V.N., Geoinduced 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, 2018. https://doi.org/10.25702/KSC.2307-5252.2018.9.5.16-28



Polar Geophysical Institute

DOI: 10.51981/2588-0039.2023.46.003

TEC FLUCTUATIONS AND GPS POSITIONING ERRORS IN POLAR AND AURORAL IONOSPHERE DURING NOVEMBER 4, 2021 STORM

I.I. Efishov¹, I.I. Shagimuratov¹, N.Yu. Tepenitsyna¹, M.V. Filatov², and G.A. Yakimova¹

¹West Department of IZMIRAN, Kaliningrad, Russia ²Polar Geophysical Institute, Apatity, Russia

Abstract. In this report the occurrence of TEC fluctuations and their impact on the Precise Point Positioning (PPP) errors at high latitudes for November 4, 2021 geomagnetic storm is presented. We used GPS observations of polar Ny-Ålesund (MLAT, 76.6°) and auroral Tromsø (MLAT, 66.9°) stations. The fluctuation activity and intensity of fluctuations was evaluated by ROT/ROTI indexes. At both stations the periods of the most intense fluctuations occurrences in GPS data coincided with strong increases in AE index. There is good agreement in dependence of fluctuation intensity (ROTI) and positioning errors. At Ny-Ålesund the errors were reached 4 m against 16 cm at during quiet conditions. At TRO1 strong intensification fluctuations led to a dramatic increase PPP errors.

Introduction

Total electron fluctuations at high latitudes are caused presence in the ionosphere of different scale irregularities. The TEC fluctuations are occurred as phase fluctuations GPS/GLONASS signals. The most intense ionospheric irregularities have been observed during ionospheric storms and depend on latitude, solar geomagnetic activity and local time [*Jin et al.*, 2018]. Irregularities are classified according with subauroral, auroral cusp and polar cap regions [*Franceshi et al.*, 2019]. Phase fluctuations are often observed on the dayside of the cusp at magnetic latitudes 73.5° – 80° in the interval 09–15 MLT (Magnetic Local Time; 06-12 UT); the polar cap at latitudes above 75° , except for the cusp; and in the region of the auroral oval at latitudes 65° – 75° in the interval 19–02 MLT [*Prikryl et al.*, 2015]. In the auroral region, phase fluctuations are usually observed during periods of auroral disturbances near the local magnetic irregularities also exist a subauroral region equatorward of the main ionospheric trough (MIT). Strong TEC fluctuations can complicate phase ambiguity resolution and to increase the number of undetected and uncorrected cycle slips and loss of signal lock in GPS navigation and positioning errors [*Luo et al.*, 2022; *Shagimuratov et al.*, 2022]. Early analysis of TEC fluctuations was done mainly for strong magnetic storms. In this work we present features of the TEC fluctuations occurrence and positioning errors for the moderate geomagnetic storm of 4 November 2021.

Data and method

Standard 30-second dual-frequency GPS measurements served as our initial data. GPS observations were from the Ny-Ålesund polar station (NYA1) and the Tromsø auroral station (TRO1) were used. Time-derivative of TEC change (ROT, rate of TEC) used to measure of GPS signal phase fluctuation activity. Intensity TEC fluctuations was evaluated by ROTI [*Pi et al.*, 2017]. The ROTI index main advantage over other scintillation indices is that it is calculated based on measurements from standard dual frequency GNSS receivers sampling at 30 s interval [*Zhao et al.*, 2022; *Kotulak et al.*, 2019]. The index was calculated for a 5 min interval for all satellites visible by the station with satellite elevation angles above 20°. We used additional processing of the data in order to identify and correct phase slips (cycle slips, phase loss, phase jump), and to eliminate possible outliers. Index ROTI is very effective to detect the presence of ionospheric irregularities.

We analyzed positioning errors using PPP algorithm on the base of the GIPSY software of the NASA Jet Propulsion Laboratory in kinematic mode (*http://apps.gdgps.net*). The GIPSY takes corrected GPS satellite orbit and clock data as well as user's dual-frequency GNSS phase and pseudorange data to determine the user position. Under normal conditions, the accuracy of post-processed positioning using GIPSY is at a few centimeter level (standard deviation). The 3D position errors were computed with 5 min interval. The 3D position error (P_{3D}) was defined as the offset of the detrended coordinate from its median value and calculated for each epoch.

Geomagnetic conditions

The sudden storm commencement was registered at 20:50 UT on November 3, 2021, SYM/H increase to ~47 nT. Then it dropped to the value of -105 nT at 14 UT on 4 November 2021. During the main phase of storm, the auroral electrojet AE reached value 1000 nT on 02 UT and do value 2000 nT at 06-13 UT.

Effects over NYA1 station

In Fig. 1 (from top to bottom) geomagnetic field variations (X-component), AE index, ROT/ROTI indexes and positioning errors at NYA1 station are presented. Diurnal variations ROT along all visible GPS satellites on different latitudes are shown. The ROT variations are shown separately for all satellites — the vertical axis indicates the satellite number (PRN), the horizontal axis displays time in UT. ROT computed from the detrended raw TEC using 10-min running average.



Figure 1. Variations of the geomagnetic, fluctuation activity (ROT/ROTI) and positioning errors during 3 and 4 November 2021.

During quiet day at station of NYAL TEC fluctuations occur all day. Station Ny-Ålesund monitors the ionosphere within the range of 78°–82° magnetic latitude. Fluctuations observed at this station are associated with the cusp, polar cap and auroral oval. In this regions can observed different kinds perturbations such as dayside/cusp precipitation, substorm precipitation, daytime and nighttime polar cap patches [*Belakhovsky et al.*, 2021]. Intense fluctuations are often are associated with polar patches. It is known that sharp, intensive gradients at edge of patches, lead a significantly higher GPS phase scintillation.

Fig. 1 shows that at during 3 November substorm occurred night time 21 UT. Amplitude of geomagnetic field variations (X-component) was more than 1000 nT. In this time the sharp increase of AE was observed, amplitude was about 2000 nT. At the time intervals 19–23 UT the fluctuation activity (ROT) strong increased. The intensity of fluctuations is reproduced in the coordinates: magnetic latitude/magnetic local time (MLT). Polar view map covers 00-24 MLT and $60^{\circ}-90^{\circ}$ MLAT. In each map, magnetic noon/midnight is at the top/bottom. Maximal intensity of fluctuations occurred at near local midnight. We consider that the fluctuations are caused with polar night precipitations.

During storm day of 4 November the geomagnetic field disturbance (X-component) started after 04 UT. Maximal values occurred near 12 UT after than one recovered to initial value at 21 UT. Auroral disturbance is observed at the time interval 01-15 UT. Amplitude of AE reached more than 2000 nT, maximal intensity occurred around 06-13 UT. The fluctuation activity was, in whole, higher during storm than quiet day of 3 November. The intensity of fluctuations was observed around magnetic noon. At NYAL have been increased on interval 06-12 UT; 09-15 MLT.

I.I. Efishov et al.

Effects over TRO1 station

At TRO1 very strong the fluctuations activity is essentially increased during storm. Fluctuations in this region are associated with auroral disturbances, the precipitation of energetic particles, and auroras. They are closely related to the dynamics of the auroral oval. During 3 November strong geomagnetic field variations (X-component) as well NYA1 as occurred at near 22 UT (Fig. 2). At this time, the sharp increasing fluctuations activity was registered. The fluctuations at all satellite passes were observed. It should be noted that the time interval of occurrence of fluctuations was longer at NYA1 than at TRO1. At both stations maximal intensity of fluctuations occurred near 00 MLT.

During storm at TRO1 the geomagnetic field variations were some differed from NYA1, but the maximal amplitudes occurred at the same time at booth stations. The intensity of fluctuations was essentially higher at TRO1 than NYA1. The intensity of fluctuations was observed in day time on interval 03-14 UT; 06-17 MLT.



Figure 2. Variations of the geomagnetic, fluctuation activity (ROT/ROTI) and positioning errors during 3 and 4 November 2021.

Positioning errors

The 3D position error (P_{3D}) was defined as the offset of the detrended coordinate from its median value and calculated for each epoch. A median value we used coordinate calculated on 24 hour interval for previous day of the storm. There is good agreement in dependence of fluctuation intensity (ROTI) and positioning errors. A non-linear correlation between ROTI statistic and PPP errors was revealed. The coefficients of correlation were 0.39 for station NYAL and 0.67 for TRO1 [*Jacobsen and Dähnn*, 2012, 2014].

In Fig. 1, 2 positioning errors for 3 November and 4 November days at NYAL and TRO1 stations are presented. In quiet day maximal errors do not exceed 15 cm for NYAL and 30 cm TRO1 respectively. During storm that essentially increase at both stations. Largest positioning errors were registered during when intensity of fluctuations increase. At TRO1 large errors occurred within the time interval of 02–14 UT when auroral activity have been increased.

The large short-term 3D errors in the form of bursts were registered during a storm. It is known that positioning accuracy is deteriorated as the number of satellites subjected to fluctuations increases. Fluctuations are irregular, so

the number of satellite subjected to fluctuations, at one time, can vary greatly, that is reflected in values of positioning errors. So, if simultaneous 4 or more subjected to fluctuations errors can reach to 15 m.

Summary

We analyzed of occurrence TEC fluctuations and positioning errors associated with disturbances of 4 November 2021 over polar and auroral ionosphere. The fluctuations activity and their intensity fluctuations were evaluated by index ROTI. At both regions occurrence phase fluctuations shows strong relation with auroral activity. At polar NYAL station the maximal intensity of TEC fluctuations was occurred on 12-15 MLT. Positioning errors increased rapidly with ROTI. At NYA1 positioning errors were reached 4 m against 16 cm during quiet conditions. At auroral TRO1 station very strong fluctuations took place at 09-17 UT when developed auroral activity. At TRO1 strong intensification fluctuations led to a dramatic increase PPP errors.

References

- Belakhovsky V.B., Jin Y. and Miloch W.J. Influence of different types of ionospheric disturbances on GPS signals at polar latitudes // Ann. Geophys. 2021. V. 39. P. 687.
- De Franceschi G., Spogli L., Alfonsi L. et al. The ionospheric irregularities climatology over Svalbard from solar cycle 23 // Sci. Reports. 2019. No 9. DOI: 10.1038/s41598-019-44829-5
- Jacobsen K.S, Dähnn M. Statistics of ionospheric disturbances and their correlation with GNSS positioning errors at high latitudes // J. Space Weather Space Clim. 2014. V. 4. A27.
- Jacobsen K.S., Schäfer S. Observed effects of a geomagnetic storm on an RTK positioning network at high latitudes // J. Space Weather Space Clim. 2012. V. 2. A13. DOI: 10.1051/swsc/2012013
- Jin J., Miloch W.J, Moen I.I., Clausen B.N. Solar cycle and seasonal variations of the GPS phase scintillation at high latitudes // J. Space Weather Space Clim. 2018. V. 8. A48.
- Kotulak K., Zakharenkova I., Krankowski A. et al. Climatology Characteristics of Ionospheric Irregularities Described with GNSS ROTI // Remote Sens. 2019. V. 12. P. 2634. DOI: 10.3390/rs12162634
- Luo X., Du J., Lou Y. et al. A method to mitigate the effects strong geomagnetic storm on GNSS precise point positioning // Space Weather. 2022. V. 20. e2021SW002908. DOI: 10.1029/2021SW002908
- Pi X., Iijima B.A., Lu W. Effects of ionospheric scintillation on GNSS-based positioning // J. Inst. Navigation. 2017. V. 64(1). P. 3. DOI: 10.1002/navi.182
- 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(5). P. 531.
- Shagimuratov I.I., Filatov M.V., Efishov I.I. et al. Fluctuations in the Total Electron Content and errors in GPS Positioning caused by polar auroras during the auroral disturbance of September 27, 2019 // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85(3). P. 318.
- Shagimuratiov I.I., Filatov M.V., Efishov I.I. et al. Fluctuations of navigation signals and positioning errors over Europe in March 2015 // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86(3). P. 237.
- Zhao D., Wang Q., Li W. et al. Validating Ionospheric Scintillation Indices Extracted from 30s-Sampling-Interval GNSS Geodetic Receivers with Long-Term Ground and In-Situ Observations in High-Latitude Regions // Remote Sens. 2022. V. 14. P. 4255. DOI: 10.3390/rs14174255



DOI: 10.51981/2588-0039.2023.46.004

SUBSTORMS CAUSED BY LARGE-AMPLITUDE SOLAR WIND DYNAMIC PRESSURE PULSES: CASE STUDY ON 3 NOVEMBER 2021

L.I. Gromova¹, N.G. Kleimenova², I.V. Despirak³, S.V. Gromov¹, L.M. Malysheva², A.A. Lubchich³

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

²Schmidt Institute Physics of the Earth RAS, Moscow, Russia

³Polar Geophysical Institute, Apatity, Russia

Abstract. We studied the geomagnetic effects of abrupt and large-amplitude changes in the solar wind dynamic pressure (*Psw*) on 3 November 2021. when there were observed three large-amplitude *Psw* pulses (up to 20 nPa) under the strong (up to -18 nT) southward IMF *Bz* and significantly varying IMF *By* (from +20 to -15 nT). Basing on IMAGE magnetometer data, we found three substorms associated with these *Psw* impulses. These substorms followed one after another with a short interval and each subsequent substorm began developing during the unfinished recovery phase of the previous one under disturbed space weather conditions. Under strong negative IMF *Bz* there was significant input of energy into the magnetosphere that indicated by the increasing *PC*-index values. It was shown that the spatial-temporal features of the substorm subsequence development was complicated, differed from a typical isolated "normal" substorm and changed from one substorm to another. According to the AMPERE 66 ionospheric satellite data, the global distribution of the ionospheric and field-aligned currents (FAC) was established during the considered substorms. We found that during all these substorms, there were strong FACs and corresponding ionospheric electrojets in the morning sector indicating an enhanced magnetospheric convection which formed the DP2 current system. In addition, in the night sector, the DP1 current system was observed, the clearest in the second event.

Introduction

Geomagnetic effects of abrupt and large-amplitude changes in the solar wind dynamic pressure (*Psw*) have been studied for a long time and resulted in many works [e.g., *Akasofy*, 1964; *Tsurutani and Meng*, 1972; *Kokubun et al.*, 1977; *Akasofu and Chao*, 1980; *McPherron*, 1991; *Tsurutani and Zhou*, 2003; *Liou and Newell*, 2010; *Sinha et al.*,





Figure 1. The IMF and the solar wind parameters, and geomagnetic activity indices.

2023 and many others]. It was concluded that a substorm initiation was accelerated by the shock-induced compression of the magnetosphere [*Kokubun et al.*, 1977] and the substorms followed shock impacts represent the result of increases in the rate of direct energy transfer from the solar wind. [*Akasofu and Chao*, 1980]. There were established main properties of the electrojet development [*Wiens and Rostoker*, 1975], and its dependence on the sign and magnitude of IMF *By* [*Liou and Newell*, 2010].

As a rule, only isolated substorms have been analyzed, however, most often, substorms follow one after another with a short interval.

The aim of this paper is to study the spatial-temporal feature of the of substorm subsequence observed on 3 November 2021.

There were three large-amplitude pulses of the solar wind dynamic pressure Psw (up to 20 nPa) under high values of the solar wind speed (~800 km/s), the IMF Bz (up to -18 nT) and significantly varying IMF By (from +20 to -15 nT) that caused the subsequence of three substorms with SML-index increasing from one substorm to another of ~ -900, -1100, -1500 nT (see Fig.1). The values of the *PC*-index also increased in time in this substorm subsequence.

Our study was based on magnetic data of the IMAGE and INTERMAGNET magnetometer networks and the AMPERE satellite global maps of the ionospheric and the field-aligned current (FAC). Data from sites https://space.fmi.fi/image/, https://intermagnet.org/, https://supermag.jhual.edu/, https://omniweb.gsfc.nasa.gov/, https://pcindex.org/, https://ampere.jhuapl.edu/.

Ground based observations

During the time interval of 20-23 UT, the IMAGE meridian chain was in the mid-night sector (23-02 MLT). The IMAGE magnetograms (X and Z components) from the high latitude stations and map of the ionospheric equivalent current distribution (Fig. 2) demonstrate that the substorm (1) was observed like a "normal" substorm at 64-68° MLAT, and the second one shifted equatorward up to 60-64° MLAT. The third substorm unexpectedly shifted poleward with the huge (up to 1000 nT) abrupt intensification at the latitudes higher BJN station (71° MLAT). The third substorm was observed in the very large latitude range, from ~60° up to ~77° MLAT (Fig. 2b, c). Thus, we may refer it to the so called "expanded" substorm [*Despirak et al.*, 2014, 2019] since it was observed under a high solar wind speed (Fig. 1). This substorm demonstrated a very complicated latitudinal structure. However, it should be note that there is the sea between BJN and NOR stations, and there are no the ground-based data.

As one can see in Fig. 2d, all three considered events were accompanied by mid-latitude positive magnetic bays in the X component at PAG and KIV stations. The Y component was positive in the substorms (1) and (2) and it was negative in the substorm (3). It was interpreted as the location of the center of the substorm current wedge (SCW) eastward from the IMAGE meridian in the events (1) and (2) and it was westward in the event (3).



3 November 2021

Figure 2. (a) Three large-amplitude pulses of Psw; (b) ionospheric equivalent currents calculated from groundbased IMAGE magnetometers; (c) IMAGE high-latitude station X and Z components; (d) INTERMAGNET magnetograms of mid-latitude stations located close to the same meridian as IMAGE stations.

Global distribution of the ionospheric and field-aligned currents according to the AMPERE maps

The global maps of the ionospheric and field-aligned currents distributions are derived by the AMPERE project based on the simultaneous magnetic measurements of the 66 low-altitude satellites globally distributed at the altitude of \sim 780 km as 10-min averages with the 2 min cadence. Figs 3-5 show the AMPERE maps in the time intervals correspondent to the maxima of the considered substorms (see the *SML*-index in Fig.1).

Fig. 3 demonstrates that during the *SML*-maximum of the substorm (1), the strongest intensification of the westward electrojet and FACs was observed in the morning sector (04-08 MLT) at \sim 65° MLAT. The Scandinavian IMAGE magnetometer chain measured only its high-latitude westward part. Note, that during this substorm, the strong electrojets and FACs were observed in the daytime sector as well.

As it is shown in Fig. 4, during the *SML*-maximum of the substorm (2), the strongest intensification of the westward electrojet and FACs, was located in the morning sector (04-06 MLT) like in substorm (1). However, the new substorm

L.I. Gromova et al.

occurred near midnight (22-03 MLT) at the latitudes of ~ $60-70^{\circ}$ MLAT. The IMAGE magnetometers chain found themselves near the center of this electrojet, due to that, the intensity of the substorm (2) was greater than of the substorm (1). The eastward electrojet shifted to lower latitudes up to 62° MLAT and enhanced in the longitude up to 21 MLT. In the dayside, the FACs and ionospheric electrojet remained strong and complicated.



Figure 3. Substorm (1): AMPERE global maps of the ionospheric (left) and the field-aligned currents (right) distributions. Downwards FACs is in blue, upwards ones is in red. Dotted arrow shows IMAGE meridian direction.



Figure 4. The same as in Fig. 3 but for the substorm (2).

The ionospheric current and FACs distributions during substorm (3) are shown in Fig. 5. This substorm could be referred to an "expanded" type of substorm since according to the AMPERE satellite data, the westward ionospheric current was recorded in the late evening sector from ~60° MLAT to 76° MLAT, i.e., in more larger latitude region than in the early morning sector. It is should be noted that the "expanded" substorm occurred after the change the sign of IMF *By* from negative to positive.

The considered substorms followed one after another with a short interval and each subsequent substorm began developing during the unfinished recovery phase of the previous one under disturbed conditions.

Besides, the substorms (1) and (2) observed under strong negative IMF By (about -15 nT). But before pulse (3) of the solar wind dynamic pressure, IMF By sharply changed to the strong positive values (up to +15 nT). We could suppose that such the IMF By behaver caused the complicated FACs distribution in the event (3).

We found that during all considered substorms, there were strong FACs and corresponding ionospheric to electrojets in the morning sector indicating an enhanced magnetospheric convection (as well as the values of *PC*-index) formed the DP2 current system. The addition DP1 system is most clearly seen during the substorm (2).



Figure 5. The same as Fig. 3 but for the magnetic-bay (3).

Conclusion

The analysis of the magnetic data of the event of 3 November 2021 showed that some spatial-temporal features of the substorm subsequence caused by large-amplitude solar wind dynamic pressure pulses were complicated, differed from a typical isolated "normal" substorm and changed from one substorm to another. Each substorm developed during the unfinished recovery phase of the previous substorm under disturbed space weather conditions.

The main geoeffective parameters of the solar wind and IMF, such as the solar wind speed and IMF *Bz* values, did not change during this substorm subsequence. Despite this, the features of the considered substorms were different that indicates an important role of other parameters of the solar wind and, probably, previous magnetic conditions.

References

Akasofu S.-I. The development of auroral substorm // Planet. Space Sci., V. 12, pp. 273-282, 1964.

- Akasofu S.-I., Chao J.K. Interplanetary shock waves and magnetospheric substorms // Planet. Space Sci., V. 28, pp. 381–385, 1980. https://doi.org/10.1016/0032-0633(80)90042-2
- Despirak I.V., Lyubchich A.A., and Kleimenova N.G. Polar and high latitude substorms and solar wind conditions // Geomagnetism and Aeronomy, V. 54, No. 5, pp. 575–582, 2014. https://doi.org/10.1134/S0016793214050041
- Despirak I.V., Lyubchich A.A., and Kleimenova N.G. Solar Wind Streams of Different Types and High-Latitude Substorms // Geomagnetism and Aeronomy, V. 59, No. 1, pp. 1–6, 2019. https://doi.org/10.1134/S0016793219010055
- Kokubun S., McPherron R.L., Russell C.T. Triggering of substorms by solar wind discontinuities // J. Geophys. Res., V. 82, No. 1, pp. 74–86, 1977. https://doi.org/10.1029/JA082i001p00074
- Liou K., Newell P.T. On the azimuthal location of auroral breakup: Hemispheric asymmetry // Geophys. Res. Lett., V. 37, No. 23, pp. 1–5, 2010. https://doi.org/10.1029/2010GL045537
- McPherron R.L. Physical processes producing magnetospheric substorms and magnetic storms // Geomagnetism, V. 4, pp. 593–739, 1991.
- Sinha S., Vichare G., Sinha A.K. A comparative analysis of the role of interplanetary magnetic field (IMF) and sudden impulse (SI) in triggering a substorm // Advances in Space Research, V. 71, pp. 97-114, 2023. https://doi.org/10.1016/j.asr.2022.08.037
- Tsurutani B.T., Meng C.-I. Interplanetary magnetic-field variations and substorm activity // J. Geophys. Res., V. 77. No. 16, pp. 2964–2970, 1972. https://doi.org/10.1029/JA077i016p02964
- Tsurutani B.T., Zhou X.-Y. Interplanetary shock triggering of substorms: WIND and Polar // Adv. Space Res., V.31, No. 4, pp. 1063–1067, 2003. https://doi.org/10.1016/S0273-1177(02)00796-2
- Wiens R.G., Rostoker G. Characteristics of the development of the westward electrojet during the expansive phase of magnetospheric substorms // J. Geophys. Res., V. 80, pp. 2109–2128, 1975.



Polar Geophysical Institute

DOI: 10.51981/2588-0039.2023.46.005

BASIC RESULTS FROM THE PROJECT "INVESTIGATION OF THE GEOMAGNETIC DISTURBANCES PROPAGATION TO MID-LATITUDES AND THEIR INTERPLANETARY DRIVERS IDENTIFICATION FOR THE DEVELOPMENT OF MID-LATITUDE SPACE WEATHER FORECAST"

Veneta Guineva¹, Rolf Werner¹, Irina Despirak², Natalya Kleimenova³, Andris Lubchich², Pavel Setsko², Atanas Atanassov¹, Rumiana Bojilova⁴, Lyubomira Raykova¹, Dimitar Valev¹

¹Space Research and Technology Institute (SRTI) – Bulgarian Academy of Sciences,

Stara Zagora Department, Bulgaria

²Polar Geophysical Institute (PGI), Apatity, Russia

 ³Schmidt Institute of the Physics of the Earth, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia
 ⁴National Institute of Geophysics, Geodesy and Geography (NIGGG) - Bulgarian Academy of Sciences, Sofia, Bulgaria

Abstract. The project is directed to one of the topical tasks of the solar-terrestrial physics: study of the midlatitude effects of the magnetospheric substorms as a key element of the space weather. The goal of the project was to conduct a comprehensive analysis of the spatiotemporal characteristics of magnetospheric substorms and their effects at midlatitudes depending on space weather conditions. For this purpose, studies of various phenomena related to the development of substorm disturbances and their propagation to midlatitudes were carried out.

For the first time, an original catalog of the variations of the magnetic field at the midlatitude Bulgarian station Panagjurishte (PAG) was created for the period 2007 - 2022. A methodology was developed and universal programs were created for processing data from European stations, for obtaining maps of the spatial distribution of magnetic variations, and for calculating the midlatitude positive bay (MPB) index.

Analyses of events during quiet and disturbed geomagnetic conditions, during slow flows in the solar wind or high speed streams from coronal holes, were carried out. Some cases of supersubstorms have been studied in detail. The hypothesis of the development of an additional substorm current wedge during supersubstorms was confirmed. The morphological features of the polar substorms were also studied. Catalogs of supersubstorms and polar substorms for the past 20 years have been created.

The relationships between the statistical distributions of the MPB index and widely used geomagnetic indices and solar wind parameters were established.

Cases of occurrence of intense geomagnetically induced currents (GIC) during several strong magnetic storms were identified and analyzed.

Introduction

Magnetospheric substorms are important feature of the space weather. The main magnetic disturbances in the earth's magnetosphere are caused precisely by the development of substorms. It is known that magnetic disturbances during a substorm are associated with the formation and development of auroral electrojets in east and west direction which have been studied since 1970s [e.g., McPherron et al., 1973a; Kisabeth and Rostoker, 1974]. The magnetic substorms are observed at the earth surface as sharp negative bays in the X component of the magnetic field. Although substorms are a typical phenomenon of auroral latitudes (from $\sim 60^{\circ}$ to $\sim 71^{\circ}$ geomagnetic latitude), depending on the conditions in the solar wind and the geomagnetic activity substorm disturbances can reach both very high latitudes (polar cap latitudes > 70° GMLAT) [Pudovkin and Troshichev, 1972; Despirak et al., 2008], as well as middle (~50° GMLAT) and even low latitudes (< 20° GMLAT). In contrast to the auroral latitudes, at midlatitudes magnetic substorms are observed as positive bays in the X field component, the so-called midlatitude positive bays (MPB) [e.g., McPherron et al., 1973b]. At first it was assumed that the maximum in X is created by the low latitude reverse currents of the westward electrojet [Akasofu et al., 1965], then the occurrence of maxima was explained by the outflowing fieldaligned currents [Meng and Akasofu, 1969]. Later it was found that the midlatitude positive bays usually observed during the expansion phase of the substorm are related to the substorm current wedge (SCW) [e.g., McPherron et al., 1973b]. It was found that during substorms, the azimuthal (Y) component of the magnetic field at midlatitudes, is positive to the west of the electrojet center, and negative to the east from it. The X and Y variations at the Earth surface have been used in a number of studies of the magnetospheric substorms. For example, the MPB's are a good indicator of the substorm onset [McPherron and Chu, 2017], the sign of Y component was used to estimate whether the field

aligned currents flow into the ionosphere or out of it at a given longitude [*Meng and Akasofu*, 1969]. A special index has been developed - the midlatitude positive bay index (MPB index) [*McPherron and Chu*, 2017] as an indicator of substorm current wedge characteristics.

The project "Investigation of the geomagnetic disturbances propagation to mid-latitudes and their interplanetary drivers identification for the development of mid-latitude space weather forecast" is a bilateral project Bulgaria – Russia 2019 - 2020, financed by the National Science Fund (project number KII-06-Pycua/15) and by the RFBR (project number 20-55-18003 Bo π _a). The project was directed to one of the topical tasks of the solar-terrestrial physics: study of the midlatitude effects of the magnetospheric substorms as a key element of the space weather. Its main goal was to investigate substorms in Europe at low, mid- and auroral latitudes and their relationships with structures in the solar wind as an element of Space weather, applying the MBP-index concept to a network of European stations.

The present work is meant to report briefly the results of the work on the project. They are grouped in three sections, following the work packages of the project: development of a catalog of the magnetic variations at the Panagjurishte station, study of midlatitude substorms, and analysis of events of extreme intensity and related phenomena.

Catalog of the magnetic variations at the Panagjurishte station

For the first time, an original catalog of magnetic field variations at the midlatitude Bulgarian magnetic station Panagjurishte (PAG) (~37° GMLat, ~97° GMLon) has been created. The catalog takes in data from 2007 to the end of 2022. It is located on the website of the Space Research and Technology Institute, BAS, and is available at: http://space.bas.bg/Catalog MPB/. A concept was worked out for the type, structure and content of the catalog, which developed with the progress of the work [Guineva et al., 2021a; Guineva et al., 2021b; Guineva et al., 2023]. In the current version, the catalog consists of three main sections: Magnetic field data, Data about MPB and Catalog publications. In the section Magnetic field data the processed X and Y magnetic components and the calculated horizontal power of the magnetic field at PAG (Data Files subsection) are stored as well as their plots (Graphs subsection). The second section, Data about MPB, consists of four subsections: Fast Look Daily Graphs, Yearly Lists, MPB Parameters, and MPB Graphs. Fast Look Daily Graphs are composite plots including the IL index calculated for the IMAGE PPN-SOR and PPN-NAL station chains, X-component variations, and horizontal power of the magnetic field. The Yearly lists include data on cases where significant variations (midlatitude positive bays - MPB) are observed during substorms, verified by the IL index. The MPB parameters and MPB graphs sections present the defined main MPB parameters for the cases from the Yearly MPB lists and graphs representing the MPB maximum and the minima indicating the start and end of the MPB. The Catalog Publications section provides access to articles describing the catalog or using data from it for some research.

A methodology was developed and original programs were created for processing data from ground-based magnetic observations and calculating the midlatitude positive bays index (MPB index), which were used to analyze data from geomagnetic observations at more than 50 European stations at mid- and auroral latitudes, including from the Bulgarian station Panagjurishte [e.g., *Werner et al.*, 2021; *Guineva et al.*, 2022, 2023a, 2023b]. The processing tools to build the catalog and investigate the substorm disturbances can be grouped in three data processing and visualization modules. The first module involves processing the raw magnetic field data, the second module includes processing tools to obtain the data about MPB. The third module comprises programs, related to the computing and presentation of the spatial distribution of the magnetic disturbances.

Study of midlatitude substorms

To study the spatial distribution of the magnetic field components variations during substorms, chosen cases of isolated substorms have been used. Different kinds of substorms have been examined, namely usual, expanded and polar substorms, during different interplanetary conditions: quiet or disturbed [e.g., *Guineva et al.*, 2021c, 2021d, 2023b]. For the studies purposes, the X and Y variations due to the substorms were computed for more than 50 stations based on the developed programs.

Basic parameters of the substorm appearance at midlatitudes can be derived from the variations distributions and the profiles. Maps of the X magnetic component in the range $38^{\circ} \div 73^{\circ}$ LAT, $10^{\circ} \div 32^{\circ}$ LON and of the Y component in the range $38^{\circ} \div 55^{\circ}$ LAT, $-10^{\circ} \div 35^{\circ}$ LON and longitudinal and latitudinal profiles for the time of the maximal substorm developments at Panagjurishte (PAG) and some other moments of the substorm development have been constructed. In Fig.1 the map of the used stations and an example of the X and Y distributions at chosen times of the substorm development on 22.03.2013 are presented.

Some characteristics as the line of sign conversion latitude, the central meridian, the longitudinal and latitudinal extent of the positive bays and the latitudinal and longitudinal dependence of the variations have been estimated: the latitudinal dependence of the X variations in all examined cases is as follows: after the sign conversion latitude X increases, reaches a maximum close to it, and decreases gradually. The sign conversion latitude during expanded substorms is higher (~60-67°MLAT) than during usual substorms (~53-60°MLAT), and it is highest for polar substorms (~68-70°MLAT); the maximal MPB amplitude in latitudinal direction is very small for the polar substorms, higher for the usual substorms, and greatest for the expanded substorms; the same result is obtained for the horizontal

V. Guineva et al.

power of the magnetic field; the obtained MPB duration for the studied substorms is the shortest for the polar substorms, it appears some longer for the usual substorms, and most continued are the expanded substorms; the latitudinal and longitudinal extent increase up to the maximal substorm development; at the maximal development, the longitudinal and latitudinal extent are higher for expanded substorms. For the first time, European MPB index was introduced, which reflects the substorm appearance at European midlatitudes. The obtained results coincide very well with the results about the global MPB index for the same substorms by *Chu et al.* (2015) (Fig.2).



Figure 1. Examples of maps of the X and Y distributions. Upper left panel: Stations, used to compute the distribution of the magnetic variations on the Earth surface. The rectangular frames in the figure indicate the regions for which maps of the spatial distribution of X (red line) and Y (blue line) are constructed. Upper right panel: Maps of the X magnetic variations at three typical moments during the substorm development on 22.03.2013: at 23:16 UT, 23:27 UT (maximal development), and at 23:40 UT. The sign conversion boundary is clearly seen. Bottom panel: Maps of the Y magnetic variations at the substorm arises in the Substorm development. The central meridian of the substorm arises in the Y-maps, close to the sign conversion in Y.

Analysis of events of extreme intensity and related phenomena

Statistical studies

For the first time we statistically analyzed the substorm activity at auroral latitudes for 2007–2020 and its relationship with the magnetic disturbances at middle latitudes based on the *IL* index (similar to the *AL* index, but according to IMAGE data). INTERMAGNET, SuperMAG, and IMAGE magnetometer data have been used [*Werner et al.*, 2023a].

We selected events near the meridian of the IMAGE network, in the night sector (21-03 MLT). Two samples of events were used: (1) IL < -200 nT for at least 10 min, with an additional criterion for the presence or absence of positive bays at the Panagjurishte station in Bulgaria, and (2) isolated substorms observed on the IMAGE meridian according to the list of *Ohtani and Gjerloev* (2020).

The distributions of the *IL* index, as well as the empirical and theoretical cumulative distribution functions, are obtained, and the occurrence of extreme events is also estimated.

It is shown that, in general, the *IL* distributions are described well by exponential functions, and out of all events, events accompanied by midlatitude positive bays were observed in ~65% of cases while their fraction increased with increasing disturbance intensity. Events accompanied with MPB and isolated substorms were better described by the Weibull distribution for extreme events (Fig.3a). The intensity of the flow of events was determined: the frequency of occurrence of events with *IL* < -1500 nT is ~0.35 events/year (Fig.3b).

From both distributions, annual and semi-annual variations were identified: annual variations have a summer minimum and a winter maximum, and semiannual variations have maxima near the equinoxes, which is most likely due to the Russell-McPherron effect. The semi-annual variation is also shown to be more pronounced for events with accompanying midlatitude positive bays.

Basic results from the project "Investigation of the geomagnetic disturbances propagation to mid-latitudes and their interplanetary drivers..."



Figure 2. MPB index obtained by *Chu et al.* (2015) and us for 22.03.2013 (upper left panel) and 11.05.2015 (bottom left panel). The middle panels display the MPB index during the substorms developed over Europe (noticeable maxima in MPB indices) in the same days. The table to the right shows some numerical results about the MPB index maxima.



Figure 3. *IL* index distribution histograms for events with a positive bay (MPB) in Panagjurishte (grey) and without a positive bay (black). The solid lines show the histograms approximation by the Weibull distribution (a). Rate of events per year for PPN-NAL. The empirical dependence is shown by circles, and the theoretical approximation is shown by a solid line. It is seen that the occurrence of extreme events with *IL* < -1500 nT is ~ 0.35 events/year (b).

The occurrence of magnetic substorms and their activity have been described with the help of extreme value distributions. Statistical studies of the substorm occurrence in the following time sectors: morning (3–9 MLT), day (9–15 MLT), evening (15–21 MLT), and night (21–3 MLT) sectors for the auroral zone (PPN-SOR IMAGE chain) and for high latitudes (BJN-NAL chain) have been performed [*Werner et al.*, 2023b]. The histograms, the empirical cumulative distributions and the occurrence rates were computed. It was shown that the empirical distributions could be well approximated with exponential distributions. The distribution parameters were determined from the occurrence rates. Three classes were discovered, which differ significantly by the respective distribution parameters. Structural changes in the distributions were found in the morning sector at both auroral and high latitudes.

The relationship between the occurrence rate of magnetic disturbances with IL < -1000 nT and the frequency of occurrence of geomagnetically induced currents was highlighted. It was found out that in Scandinavia events (totaled across all sectors) which could induce currents (GICs) in gas pipelines stronger than 10 A occur about seven times a year. In contrast, such events are to be expected only half as often at Svalbard.

The statistical distributions of various geomagnetic indices (*MPB*, *SML*, *SYM/H*, *ASY/H*, *AL*, *AE* and *PC(N)*) and solar wind parameters (B_T , B_X , B_Y , B_Z , V, T, P_{dyn}) are obtained for the period from 1991 to 2019. It was found that the MPB index, which characterizes the intensity of geomagnetic disturbances at midlatitudes, increases with an increase in the level of geomagnetic activity, as well as with an increase in the interplanetary magnetic field, the speed of the solar wind and the dynamic pressure, but to a lesser extent depends on its density and temperature [*Lubchich et al.*, 2023].

V. Guineva et al.

Study of supersubstorms

A kind of very intensive substorm disturbances, the so called "supersubstorms", when the index AL < -2000 nT, and their manifestation at midlatitudes have been studied. Usually supersubstorms develop during magnetic storms. A catalog of supersubstorms recorded at the global network of ground stations over the past 20 years (1999-2019) has been compiled.

Several of the most striking events - April 5, 2005, May 28, 2011 (Fig.4a) and December 20, 2015 have been examined in detail [e.g., *Despirak et al.*, 2022a, 2022b, 2022c]. Study of the spatial-temporal dynamics of the supersubsorms was performed by means of analysis of ground-based magnetograms, instantaneous maps of magnetic field vectors by data from the SuperMAG network, and maps of the global distribution of magnetic field variations and field aligned currents from AMPERE project. It is shown that the peculiarity of the planetary distribution of ionospheric currents during supersubstorms is that the westward and eastward electrojets develop on a global scale, surrounding the Earth from different sides. The development of these global currents was accompanied by intense midlatitude positive bays and significant leaps in the MPB index (~ 4000-6000 nT²).

At the same time, a significant strengthening of the eastward electrojet occurred in the evening sector (\sim 15-18 MLT), i.e. in the same sector where the appearance of an additional ring current was observed, which confirms the hypothesis of an additional substorm current wedge arising during supersubstorms on the evening side (Fig.4b).

Additionally, rare supersubstorm events that were recorded in non-storm conditions (SYM/H > -50 nT) were studied. It is shown that these events are also characterized by the development of ionospheric currents on a global scale and the formation of a strong eastward current in the evening sector. It is shown that such events were observed either at the very beginning of a storm caused by a coronal mass ejection (SHEATH or MC storm), or in the late recovery phase of a moderate magnetic storm caused by the CIR region of high-speed solar wind stream (HSS), or in the absence of a magnetic storm, but at high solar wind speeds ~600-700 km/sec.



Figure 4. Distribution of magnetic disturbance vectors, their spherical harmonic analysis and field-aligned current distribution for two moments (at $\sim 08:30$ UT and $\sim 08:55$ UT) on May 28, 2011 according to AMPERE data (a); models of substorm current wedge (SCW) for normal substorm and for supersubstorm (b).

Study of geomagnetically induced currents (GIC)

Development of of intense (>20 A) geoinduced currents (GIC) on a meridional profile from subauroral to high latitudes (from $\sim 60^{\circ}$ to $\sim 69^{\circ}$) was traced out using two systems for recording GIC in ground networks: at substations of main electrical networks in the North-West of Russia, located in the auroral zone, and on a gas pipeline near the city of Mantsala (Finland), located in the subauroral zone.

Several cases of the appearance of intense GICs were studied in detail: during the magnetic storms in March 2012 and 2013, and during a complex space weather event in September 2017 [*Despirak et al.*, 2022d; *Setsko et al.*, 2023]. Several moderate to very intense substorms (supersubstorms) have been recorded against the background of these magnetic storms. It was shown that the appearance of intense GICs at different latitudes occurred in accordance with the development of the fine spatiotemporal structure of the substorm, corresponding to the poleward movement of individual substorm activations. It has been established that the main sources of GIC growth at auroral latitudes are the intensification and poleward movement of the westward electrojet during the expansion phase of the substorm, as well as Pc5 pulsations, usually observed during the recovery phase of the substorm. A good relationship was found between the appearance of GIC and an increase in the geomagnetic indices *IL* and *Wp*, which characterize the substorm activity.

Basic results from the project "Investigation of the geomagnetic disturbances propagation to mid-latitudes and their interplanetary drivers..."

Summary

The goal of the project was to conduct a comprehensive analysis of the spatiotemporal characteristics of magnetospheric substorms and their effects at midlatitudes depending on space weather conditions.

For the first time, an original catalog of the variations of the magnetic field at the midlatitude Panagyurishte station (PAG) was created for the period 2007-2022. The variations of the horizontal components of the magnetic field and the main characteristics of the midlatitude positive bays (MPB) were determined. The catalog is available on the Internet (http://space.bas.bg/Catalog_MPB/).

Universal programs were created for data processing, obtaining maps of the spatial distribution of magnetic variations, and for calculating the MPB index. For the first time, a Central European MPB index has been introduced, which provides information on the development of substorms over Europe.

Substorms were analyzed during different conditions in the solar wind. The spatiotemporal characteristics of different types of substorms: regular, extended, and polar were identified and compared.

An algorithm and program for detecting substorms based on variations in the *IL* index were developed, a statistical analysis of substorm activity at auroral latitudes and its relationship with midlatitude magnetic disturbances for the period 2007–2020 was performed. For the first time, distributions of simultaneous geomagnetic disturbances at PAG and on the IMAGE meridian were obtained.

The statistical distributions of various geomagnetic indices and solar wind parameters for the period from 1991 to 2019 were obtained and their relationship with the MPB index was established.

Research has been conducted on supersubstorms and polar substorms. The hypothesis of an additional substorm current wedge on the evening side during supersubstorms is confirmed.

Cases of intense geoinduced currents (GIC), which often lead to damage in terrestrial electrical networks, have been analyzed. The main sources of the GIC were found to be the poleward motion of the westerly electrojet and geomagnetic pulsations Pc5.

The results are presented at 18 conferences with 48 presentations and 39 papers on the subject of the project have been published. Research on the project is topical and will be continued based on the results obtained.

Acknowledgements. The authors grateful databases OMNI are to the creators of the (http://omniweb.gsfc.nasa.gov), IMAGE (http://space.fmi.fi/image/), INTERMAGNET (http://intermagnet.org/), SuperMAG (http://supermag.jhuapl.edu/), and the solar wind large-scale phenomena catalog (http://www.iki.rssi.ru/omni/) for the opportunity to use them in this work.

This study was supported by the National Science Fund of Bulgaria (NSFB) (project number КП-06-Русия/15) and by the RFBR (project number 20-55-18003Болг_а).

References

- Akasofu S.-I., S. Chapman, C.-I. Meng, (1965). The polar electrojet, J. Atmos. Terr. Phys., Vol. 27, pp. 1275–1305. DOI: 10.1016/0021-9169(65)90087-5
- Chu X.N., T.S. Hsu, R.L. McPherron, V. Angelopoulos, (2015). Solar cycle dependence of substorm occurrence and duration: Implications for onset, J. Geophys. Res. Space Physics, Vol. 120, No. 4, pp. 2808-2818. DOI: 10.1002/2015JA021104
- Despirak I.V., A.A. Lubchich, H.K. Biernat, A.G. Yahnin, (2008). Poleward expansion of the westward electrojet depending on the solar wind and IMF parameters, Geomagn. Aeron., Vol. 48, pp. 284–292, DOI: 10.1134/S001679320803002X
- Despirak I.V., N.G. Kleimenova, L.I. Gromova, A.A. Lubchich, V. Guineva, P.V. Setsko, (2022a). Spatial features of a super substorm in the main phase of the magnetic storm of April 5, 2010, Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys., Vol. 86, No. 3, pp. 249–255, DOI: 10.3103/S106287382203008X
- Despirak I.V., N.G. Kleimenova, A.A. Lyubchich, P.V. Setsko, L.I. Gromova, R. Werner, (2022b). Global Development of the Supersubstorm of May 28, 2011, Geomagn. Aeron., Vol. 62, pp. 199–208, DOI: 10.1134/S0016793222030069
- Despirak I.V., A.A. Lubchich, N.G. Kleimenova, P.V. Setsko, R. Werner, (2022c). Supersubstorm on 20 December 2015: spatial geomagnetic effects, Proceedings of the Fourteenth Workshop "Solar Influences on the Magnetosphere, Ionosphere and Atmosphere", Primorsko, Bulgaria, 06 - 10 June 2022, pp. 10-15, DOI: 10.31401/ws.2022.proc, https://www.spaceclimate.bas.bg/ws-sozopol/pdf/Proceedings2022.pdf
- Despirak I.V., P.V. Setsko, Ya.A. Sakharov, A.A. Lyubchich, V.N. Selivanov, D. Valev, (2022d). Observations of geomagnetic induced currents in north western Russia: Case studies, Geomagn. Aeron., Vol. 62, pp. 711–723, DOI: 10.1134/S0016793222060032
- Guineva V., R. Werner, A. Lubchich, A. Atanassov, R. Bojilova, L. Raykova, D. Valev, I. Despirak, (2021a). Development of a substorms catalog including the MPB observed at Panagjurishte station, Bulgaria, EPJ Web of Conferences, Vol. 254, 01002, DOI: 10.1051/epjconf/202125401002, https://www.epjconferences.org/articles/epjconf/pdf/2021/08/epjconf_strpep2021_01002.pdf

V. Guineva et al.

- Guineva V., R. Werner, A. Atanassov, R. Bojilova, L. Raykova, D. Valev, I. Despirak, N. Kleimenova, (2021b). Construction of a catalog of the magnetic variations by data of the Bulgarian station Panagjurishte, Proceedings of the Seventeenth International Scientific conference SES2021, 20-22.10.2021, Sofia, Bulgaria, pp. 39-44, http://space.bas.bg/SES/archive/SES%202021_DOKLADI/1_Space%20Physics/4_Guineva.pdf
- Guineva V., R. Werner, I. Despirak, R. Bojilova, L. Raykova, (2021c). Mid-latitude positive bays during substorms by quiet and disturbed conditions, C. R. Acad. Bulg. Sci., Vol. 74(8), pp. 1185-1193, DOI: 10.7546/CRABS.2021.08.10, http://www.proceedings.bas.bg/index old.html
- Guineva V., I. Despirak, R. Werner, R. Bojilova, L. Raykova, (2021d). Mid-latitude effects of "expanded" geomagnetic substorms: a case study, EPJ Web of Conferences, Vol. 254, 01004, https://doi.org/10.1051/epjconf/202125401004,

https://www.epj-conferences.org/articles/epjconf/pdf/2021/08/epjconf_strpep2021_01004.pdf

- Guineva V., R. Werner, A. Atanassov, R. Bojilova, L. Raykova, D. Valev, (2022). Assessment of some substorm parameters based on the midlatitude positive bays and the MPB index maxima, Proceedings of the Eighteenth International Scientific conference SES2022, 19-21.10.2022, Sofia, Bulgaria, pp.33-38, http://space.bas.bg/SES/archive/SES%202022_DOKLADI/1_Space%20Physics/5_Guineva.pdf
- Guineva V.H., R. Werner, A.M. Atanassov, R.Ts. Bojilova, L.N. Raykova, D.T. Valev, (2023a). Determination of the parameters of midlatitude positive bays caused by magnetospheric substorms, Proceedings of the Fifteenth Workshop "Solar Influences on the Magnetosphere, Ionosphere and Atmosphere", Primorsko, Bulgaria, 05 09 June 2023, pp. 47-54, DOI: 10.31401/ws.2023.proc,

https://www.spaceclimate.bas.bg/ws-sozopol/pdf/Proceedings2023.pdf

- Guineva V., R. Werner, R. Bojilova, A. Atanassov, L. Raykova, D. Valev, (2023b). Spatial distribution of the magnetic disturbances at European midlatitudes during substorms: case study, Proc. Sci. (PoS), https://pos.sissa.it/427/ (in S10-MG Meteorology and Geophysics, PoS(BPU11)188)
- Kisabeth J.L., G. Rostoker, (1974). The expansive phase of magnetospheric substorms: 1. Development of the auroral electrojets and auroral arcs configuration during substorm, J. Geophys. Res., Vol. 79, No. 7, pp. 972–984, DOI: 10.1029/JA079i007p00972
- Lubchich A.A., I.V. Despirak, R. Werner, (2023). Intense mid-latitude magnetic disturbances and solar wind conditions, Proceedings of the Fifteenth Workshop "Solar Influences on the Magnetosphere, Ionosphere and Atmosphere", Primorsko, Bulgaria, 05 09 June 2023, pp. 61-66, DOI: 10.31401/ws.2023.proc, https://www.spaceclimate.bas.bg/ws-sozopol/pdf/Proceedings2023.pdf
- McPherron R.L., C.T. Russell, M.G. Kivelson, P.J. Coleman, Jr., (1973a). Substorms in space: The correlation between ground and satellite observations of the magnetic field, Radio Sci., Vol. 8. No. 11, pp. 1059-1076, DOI: 10.1029/RS008i011p01059
- McPherron R.L., C.T. Russel, M. Aubry, (1973b). Satellite studies of magnetospheric substorms on August 15, 1968,
 9: Phenomenological model for substorms, J. Geophys. Res., Vol. 78, No. 16, pp. 3131-3149, DOI: 10.1029/JA078i016p03131
- McPherron R.L., X. Chu, (2017). The midlatitude positive bay and the MPB index of substorm activity, Space Sci. Rev., Vol. 206, pp. 91-122, DOI: 10.1007/s11214-016-0316-6
- Meng C.-I., S.-I. Akasofu, (1969). A study of polar magnetic substorms: 2. Three-dimensional current system, J. Geophys. Res., Vol. 74, pp. 4035–4053, DOI: 10.1029/JA074i016p04035
- Pudovkin M.I., O.A. Troshichev, (1972). On the types of current patterns of weak geomagnetic disturbances at the polar caps, Planet. Space Sci., Vol. 20, pp. 1773-1779, DOI: 10.1016/0032-0633(72)90197-3
- Setsko P.V., I.V. Despirak, Ya.A. Sakharov, A.A. Lubchich, V.A. Bilin, V.N. Selivanov, (2023). Geoinduced currents on Karelian-Kola power line and finnish gas pipeline on September 12–13, 2017, Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics, Vol. 247, 106079, DOI: 10.1016/j.jastp.2023.106079
- Werner R., V. Guineva, A. Atanassov, R. Bojilova, L. Raykova, D. Valev, A. Lubchich, I. Despirak, (2021). Calculation of the horizontal power perturbations of the Earth surface magnetic field, Proceedings of the Thirteenth Workshop "Solar Influences on the Magnetosphere, Ionosphere and Atmosphere", Primorsko, Bulgaria, 13 17 September 2021, pp.159-164, DOI: 10.31401/WS.2021.proc,
- https://www.spaceclimate.bas.bg/ws-sozopol/pdf Proceedings2021Final.pdf
- Werner R., V. Guineva, I.V. Despirak, A.A. Lubchich, P.V. Setsko, A. Atanassov, R. Bojilova, L. Raykova, D. Valev, (2023a). Statistical studies of the auroral activity and the magnetic field variations at midlatitudes, Geomagn. Aeron., Vol. 63, No. 4, pp. 473–485, DOI: 10.1134S0016793223600303
- Werner R., V. Guineva, I. Despirak, A.A. Lubchich, R. Bojilova, L. Raykova, A. Atanassov, D. Valev, (2023b). Statistical study of geomagnetic disturbances at European auroral and high latitudes, C. R. Acad. Bulg. Sci., Vol. 76, No. 4, pp. 571–579, DOI: 10.7546/CRABS.2023.04.09,

https://www.proceedings.bas.bg/index.php/cr/article/view/295/285



DOI: 10.51981/2588-0039.2023.46.006

"POLAR" SUBSTORMS AND THE HARANG DISCONTINUITY

N.G. Kleimenova¹, I.V. Despirak², L.M. Malysheva¹, L.I. Gromova³, A.A. Lubchich², S.V. Gromov³

 ¹Schmidt Institute Physics of the Earth RAS, Moscow, Russia; e-mail: kleimen@ifz.ru
 ²Polar Geophysical Institute, Apatity, Russia
 ³Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere, and Radio Wave Propagation, Moscow, Troitsk, Russia

Abstract. The substorms that we term as "polar" substorms, are recorded in the evening sector of the Earth at the geomagnetic latitudes above 70° MLAT under the absence of negative magnetic bays at the lower latitudes. Like the "classical" substorms, the "polar" substorms are accompanied by aurora arcs brightening, poleward expansion, substorm current wedge formation. The onsets of "polar" substorms are typically located near 70° MLAT at ~19-23 MLT. Other important structure, namely, the Harang discontinuity (the evening narrow latitude-zone between the westward and eastward electrojets), is often observed in the same area and at the same MLT interval. Our aim is to study a possible relationship between the location of the "polar" substorms and the Harang discontinuity (HD). Using the IMAGE geomagnetic data, we found that the "polar" substorms and the HD was studied basing on the ionospheric AMPERE measurements by the 66 simultaneous satellites. We revealed the ground-based magnetic vortex associated with FACs enhancement near the eastward edge of the Harang discontinuity region separated the evening "polar" substorm development and the after-midnight westward electrojet location. Two typical events of the "polar" substorms are discussed in detail.

Introduction

The high-latitude magnetic substorms observed at geomagnetic latitudes higher 70° MLAT under the absence of negative magnetic bays at the lower latitudes were called the "polar" substorms [*Kleimenova et al.*, 2012, 2023; *Despirak et al.*, 2014, 2022; *Safargaleev et al.*, 2018; 2020]. We found that the onset of a "polar" substorm is typically located near 70° MLAT at ~19-23 MLT [*Kleimenova et al.*, 2023]. It is well known that another important structure, namely, the Harang discontinuity or Harang reversal [*Harang*, 1946; *Heppner*, 1972] is often observed in this area. The Harang discontinuity (HD) represents a narrow latitude-zone between the closely spaced simultaneous westward and eastward electrojets [e.g., *Kissinger et al.*, 2013 and the references there]. It is the region of sharp reversal of the ionospheric convection in the evening sector (around 22-24 MLT). In the terms of auroral electrojets, the Harang discontinuity corresponds to the shear zone where the eastward electrojet (EEJ), equatorward of the shear, and the westward electrojet (WEJ), poleward of the shear, meet. That is, HD is the area separated the positive and negative bay regions. The HD is dynamic in nature. As magnetic activity decreases, it shifts poleward and spreads out in latitudinal width. The schematic picture of the Harang discontinuity is given in Figure 1, adopted from [*Koskinen and Pulkkinen*, 1995].



Figure 1. Schematic picture (from Koskinen and Pulkkinen, 1995) of the Harang discontinuity (HD) indicated by the dashed line. The direction of the electrojets is shown by the arrows (EEJ is the eastward electrojet, WEJ is the westward electrojet), the downward FACs are marked by blue and upward FACs are marked by red.

N.G. Kleimenova et al.

Our aim is to study a possible relationship between the location of the "polar" substorms recorded at Scandinavian IMAGE magnetometer chain and the Harang discontinuity location estimated according to the ionospheric satellite AMPERE data.

Observations and Discussion

Our analysis was based on the magnetic observations at the Scandinavian IMAGE magnetometer chain (https://space.fmi.fi/image/). We have selected the 254 "polar" substorm events recorded during the winter seasons of 2010-2020, and then compared their occurrence with the global distribution of the ionospheric electrojets and field-aligned currents (FACs) obtained from the AMPERE project (https://ampere.jhuapl.edu). The AMPERE project represents the simultaneous magnetic measurements by the 66 low-altitude Iridium communication satellites at the altitude of ~780 km as 10-min averages with the 2 min cadence [e.g., *Anderson et al.*, 2014].

It is well known [e.g., *McPherron et al.*, 1973, *McPherron and Chu*, 2018] that on the meridian of a substorm onset, a mid-latitude positive magnetic bay in the X magnetic component is observed indicating the substorm current wedge (SCW) development. The positive deviations in the Y component occur if the substorm onset meridian is located far eastward of this station, the negative Y values occur due to the westward substorm onset location. As the mid-latitude stations, we used Borok station (BOX, 54.5° MLAT) located close to the IMAGE meridian and Irkutsk station (IRT, 47.8° MLAT) located 65° eastward (https://intermagnet.org/#services). In Figures 2, 3 we present the results of the analysis of two selected events: on 28 January and 5 December 2020.



Figure 2. Magnetograms from some IMAGE stations as well as BOX and IRT stations and electrojets and FAC after AMPERE data on 28 January 2020. The Harang discontinuity location is shown by the red dotted line. Blue arrows show the direction of the BOX and IRT meridians.

The "polar" substorm of 28 January 2020 is shown in Figure 2. It was small (< 50 nT) and observed as the negative magnetic bay at BJN-NAL stations at 17:20-18:00 UT. Like a "normal" substorm, it was accompanied by a positive magnetic bay, however, not at the middle but at auroral latitudes (SOR-MAS, ~66-67° MLAT). Due to that, the magnetic X component at the mid-latitude BOX station was small negative. The Y component at BOX was strong

positive like at all IMAGE stations located at 47-67° MLAT (not shown here). It indicates that the IMAGE meridian as well as BOX station was located far westward from the meridian of the "polar" substorm onset.

In this time, the X component at IRT station was strong positive, and the Y component was near zero. It indicates that this station was located close to the meridian of the "polar" substorm onset. The AMPERE map (Figure 2) of the FAC distribution confirms this conclusion. Moreover, the strong magnetic vortex (see ionospheric current by AMPERE data in Figure 2) indicating the strong local FAC enhancement associated with a polar substorm onset, was observed near IRT longitude.

According to the AMPERE electrojet map and IMAGE magnetograms, the eastward electrojet, represented the equatorward part of SCW, was narrow in latitude and located at much higher latitudes then during the "normal" substorm.

The location of the Harang discontinuity was determined by the data from the IMAGE ground-based magnetometer array and the AMPERE multi-satellite maps of the electrojets and FACs distribution. Figure 2 demonstrates that in the considered event, the Harang discontinuity was located at ~68-70° MLAT (red dotted line) Thus, the "polar" substorm was developed close to the poleward boundary of the Harang discontinuity.

The strong "polar" substorm was observed on 5 December 2020 between 20 and 21 UT (Figure 3). As in the previously discussed event, it was accompanied by the positive magnetic bay at auroral and subauroral stations (SOR-MUO) and at the mid-latitude stations (BOX and IRT) as well. At BOX station, the amplitude of the magnetic X component was similar the amplitude of the Y component, and both were positive. It indicates that this station was located westward of the meridian of the "polar" substorm onset.

At the mid-latitude IRT station, the X component was positive, and the Y one was negative. It indicates that this station was located eastward of the meridian of the "polar" substorm. Thus, the onset of this "polar" substorm was located between BOX and IRT. The AMPERE maps confirm this demonstrating the location of the enhancement of upward FACs (red color) in vicinity of the strong vortices in the ionospheric currents (green color).



Figure 3. Magnetograms from some IMAGE stations as well as BOX and IRT stations and electrojets and FAC after AMPERE data on 5 December 2020. The Harang discontinuity location is shown by the red dotted line. Blue arrows show the direction of BOX and IRT meridians.

N.G. Kleimenova et al.

The AMPERE maps of the electrojets and FAC distribution as well as the IMAGE ground-based magnetograms indicate that the Harang discontinuity during this event was located at ~67-69° MLAT, and the onset of the "polar" substorm was in the sea between BJN and SOR station (i.e., between ~68-71° MLAT). Thus, like the first considered event, a "polar" substorm was observed close to the poleward boundary of the Harang discontinuity.

The analysis of the AMPERE electrojet maps allows to reveal the magnetic vortices associated with FAC enhancement close to the eastward edge (the "nose") of the Harang discontinuity region. Figures 2 and 3 demonstrate that the vortices separate the high-latitude area with the evening "polar" substorm development and the auroral latitudes with the after-midnight westward electrojet location.

Summary

- We found that the "polar" substorms location are typically associated with the Harang discontinuity position obtained from the ionospheric AMPERE multi-satellites system measurements and the ground-based IMAGE magnetometer data.

- As a rule, the "polar" substorms were recorded poleward of the Harang discontinuity location and close to its poleward boundary.

- Like the "normal" substorms, the "polar" substorms were accompanied by the SCW (Substorm Current Wedge) development and mid-latitude positive magnetic bay, however, they were observed not only at the middle latitudes, but at subauroral and even auroral latitudes too, demonstrating a narrow latitude distance between the westward and eastward electrojets (narrow latitudinal dimension of the Harang discontinuity).

- The magnetic vortices, associated with FAC enhancement, were found close to the eastward edge of the Harang discontinuity region ("nose") which separated the area of the evening high-latitude "polar" substorm development and the after-midnight area with the westward electrojet location at the auroral latitudes.

References

- 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
- 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
- Despirak I.V., Kleimenova N.G., Lubchich A.A., Malysheva L.M., Gromova L.I., Roldugin A.V., Kozelov B.V. (2022). Magnetic Substorms and Auroras at the Polar Latitudes of Spitsbergen: Events of December 17, 2012, Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics, Vol. 86, No. 3, pp. 266–274. https://doi.org/0.3103/S1062873822030091
- Harang L. (1946). The mean field of disturbance of polar geomagnetic storms, Terr. Magn. Atmos. Electr., Vol. 51. https://doi.org/10.1029/TE051i003p00353
- Heppner J.P. (1972). The Harang discontinuity in auroral belt ionospheric currents, Geophys. Publ., Vol. 29, pp. 105–119.
- Kissinger J., Wilder F.D., McPherron R.L., Hsu T.-S., Baker J.B.H., Kepko L. (2013). Statistical occurrence and dynamics of the Harang discontinuity during steady magnetospheric convection, J. Geophys. Res. Space Physics, Vol. 118, pp. 5127–5135. https://doi.org/10.1002/jgra.50503
- Kleimenova N.G., Antonova E.E., Kozyreva O.V., Malysheva L.M., Kornilova T.A., Kornilov I.A. (2012). Wave structure of magnetic substorms at high latitudes, Geomagn. Aeron., Vol. 52, No. 6, pp. 746-754. https://doi.org/10.1134/S0016793212060059
- Kleimenova N.G., Despirak I.V., Malysheva L.M., Gromova L.I., Lubchich A.A., Roldugin A.V., Gromov S.V. (2023). Substorms on a contracted auroral oval, J. Atmos. Solar-Terr. Phys., Vol. 245, pp. 106049-106062. https://doi.org/10.1016/j.jastp.2023.106049
- Koskinen H.E.J., Pulkkinen T. (1995). Midnight velocity shear zone and the concept of Harang discontinuity, J. Geophys. Res., Vol. 100, pp. 9539-9547. https://doi.org/10.1029/95JA00228
- McPherron R.L., Russell C.T., Aubry M.P. (1973). Satellite studies of magnetospheric substorms on August 15, 1968:
 9. Phenomenological model for substorms, J. Geophys. Res., Vol. 78, No. 16, pp. 3131-3149. https://doi.org/10.1029/JA078i016p03131
- McPherron R.L., Chu X. (2018). The midlatitude positive bay index and the statistics of substorm occurrence, J. Geohys. Res. Space Physics, Vol. 123, No. 4, pp. 2831–2850. https://doi.org/10.1002/2017JA024766
- Safargaleev V.V., Mitrofanov V.M., Kozlovsky A.E. (2018). Complex analysis of the polar substorm based on magnetic, optical and radar observations near Spitsbergen, Geomagn. Aeron., Vol. 58, No. 4, pp. 793–808. https://doi.org/10.1134/S0016793218040151
- 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



DOI: 10.51981/2588-0039.2023.46.007

DETERMINATION OF THE OCCURRENCE RATES OF THE GEOMAGNETIC DISTURBANCES AT EUROPEAN AURORAL AND HIGH LATITUDES

R. Werner¹, V. Guineva¹, I. Despirak², A. Lyubchich², R. Bojilova³, L. Raykova¹, A. Atanassov¹, D. Valev¹

¹Space Research and Technology Institute (SRTI) – Bulgarian Academy of Sciences,

Stara Zagora Department, Bulgaria; e-mail: rolwer52@yahoo.co.uk

²Polar Geophysical Institute (PGI), Apatity, Russia

³National Institute of Geophysics, Geodesy and Geography (NIGGG) – Bulgarian Academy of Sciences, Sofia, Bulgaria

Abstract. Statistical studies allow probability statements about the frequency of certain events. The occurrence of magnetic substorms and their activity have been described with the help of extreme value distributions in the last few decades using the auroral electrojet indices AE, AL and AU. In this work we examined the distribution of the *IL* index, derived from observations at stations of the IMAGE magnetometer network. The distributions of magnetic disturbances, based on *IL*, were studied separately in the morning (3-9 MLT), day (9-15 MLT), evening (15-21 MLT), and night (21-3 MLT) sectors. In addition, we used the values of the *IL* index calculated from the meridional chains in the auroral zone (PPN-SOR) and from the chain of stations at high latitudes (BJN-NAL). By help of the histograms and the empirical cumulative distributions, the occurrence rates were computed. It was shown that the empirical distributions could be well approximated with exponential distributions. The distribution parameters were determined from the occurrence rates. Three classes were discovered, which differ significantly by the respective distribution parameters. Structure changes in the distributions were found in the morning sector at both auroral and high latitudes.

Introduction

It is well known that very strong geomagnetic storms provoke hazards as disruption of electrical power systems and communication systems, including in navigation systems with all socio-economic consequences. Therefore, in the last decades, such strong events were in the focus of statistical studies. They give answers to questions as the probability of occurrence of such events, their distribution over time intervals as seasons, years and dependences the from solar cycle phase. The occurrence of strong events was studied based on application of the extreme value theory using geomagnetic indices as Dst, aa, AL, AU and AE describing the geomagnetic activity [1-7] From the magnetic field components measured at the Earth's surface, field variations are extracted and indices are determined that characterized geomagnetic activity. Most of them have global character. The IMAGE network includes European stations. The indices obtained on the base of this network data are regional, and more appropriate for Europe than global indices. The aim of the investigations presented in this paper is the study of the distribution of IMAGE electrojet index *IL*, which to our knowledge has not been carried out so far.

Data

The IMAGE magnetometer network provides the auroral electrojets indices for all stations located in Scandinavia and Fennoscandia (Scandinavia without Svalbard). Here we use the chain Polesie - Sørøya (PPN - SOR) from 51.4° (47.1°) to 70.5° (67.3°) geographical (geomagnetic) latitudes enclosing 12 stations, and the chain Bear Island – Ny Ålesund (BJN - NAL) enclosing four stations at Svalbard from 74. 5° (71.4°) to 78.9° (75.2°) geographical (geomagnetic) latitudes. Note that sometimes, in conditions of calm solar wind, specific types of substorms, the socalled "polar substorms" [8-9], were observed on this chain over Spitsbergen (BJN-NAL). We have downloaded the 2007 IL index computed for these chains for the time interval from to 2020 (https://space.fmi.fi/image/www/il_index_panel.php). The perturbations in the horizontal magnetic X component relative to quite magnetic conditions, we denoted by δX . During substorms, at auroral latitudes the *IL*-indice and δX are strong negative. The daily time series of IL index averaged over one every minute were subdivided in four time sectors lasting 6 hours: the midnight sector (called hereinafter for brevity night sector) (21 - 03 MLT) the morning sector (03 - 09 MLT), the midday sector (for brevity called day sector) (09 - 15 MLT) and the evening sector (15 - 21 MLT). The noise in the IL time series was reduced by the application of a simple low-pass filter with a cut-off frequency corresponding to 5 min.

R. Werner et al.

The choice of events

We have chosen the magnetic disturbance events by the following criteria:

1) *IL* falls below -2σ ;

2) the peak width at $-\sigma$ is greater than 8 minutes;

(2)

3) a threshold of -IL > 50 nT was applied for BJN-NAL and for PPN-SOR a threshold of -IL > 100 nT was used, because below these thresholds only weak magnetic disturbances, similar to noise, were observed.

The minimal *IL* value of the negative bay of each of the chosen magnetic disturbance event was taken for further consideration.

Determination of the distributions and observation rates of *IL*-index

We constructed histograms, where the number of events wase counted in successive, not overlapping equal intervals of 50 nT. Our histograms display the frequencies of numbers of magnetic disturbance events in every *IL* interval. *IL*(t) is defined as min{ $\delta X_i(t)$ }, where i is the station number and the densities are expected to decrease as an exponential function. The empirical distribution density is easy to calculate from $f_i = Ni/N$, where N_i is the observed number of magnetic disturbance events in the ith interval and N is the overall observation number in all classes. The theoretical distribution densities can be estimated by help of an extreme value distribution, in our case the exponential distribution density, which is defined as

(1) $f(x) = \lambda * \exp(-\lambda x)$, with x = -(IL + 50) nT.

The empirical cumulative distribution is given by $F_i = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^{i} N_j$ and the theoretical cumulative distribution for the exponential distribution density is

$$F(x) = P(X \le x) = 1 - \exp(-\lambda x),$$

where *P* gives the probability that a random variable X is smaller than x. The survival function is defined as $S(x) = P(X > x) = I - P(X \le x) = I - F(x)$ [10]. In absolute counts the event observation number is N–N*F_i and the occurrence rate per year is obtained by $(N - N*F_i)/(number of years)$. We note that the waiting time rate, used by some authors, is defined as the invers of the occurrence rate [11]. The theoretical occurrence rate in the case of an exponential distribution is $N * exp(-\lambda x)/(number of years)$ and on a logarithmic scale it decreases linearly with -IL, with the slope equal to the parameter λ of the exponential distribution, which can be determined by linear regression.

Results

The occurrence rates were determined by help of the calculated empirical cumulative distributions for all four examined here magnetic time sectors [12,13]. As it is well known the magnetic disturbances in the night, morning and evening sector are often associated with substorms. The obtained occurrence rate distributions of the magnetic disturbances registered at the PPN-SOR chain in these sectors and at the BJN-NAL chain in the evening sector and for -IL > 1025/nT in the morning sector are grouped in the interval of the parameters of the exponential distribution between about 0.004/nT and 0.005/nT. In the night sector for the BJN-NAL chain the exponential distribution decreases faster than the one for the PPN-SOR chain, with 0.0067/nT (Fig. 1a). The sources of the disturbances observed during night at PPN-SOR and at BJN-NAL are probably different. The occurrence rate in the morning BJN-NAL sector decrease faster up to -IL = 1025 nT with a slope of about -0.0065/nT, and after that the slope change to about 0.0042/nT. For the PPN-SOR chain in the same sector it decreases with a slope of about 0.0052/nT up to -IL = 875 nT, and after the slope becomes about 0.0039. These changes in the occurrence rate in the morning sector for both chains are identified as structural changes with break points at the limits mentioned above (Fig. 1b) [14,15]. The significance of the breakpoints was tested for a Two Phase Regression model using a F-statistic [16] with F_{max}-percentils calculated by Lind and Rees [17] The breakpoints are significant at the level of 0.99. The segments after the break points for stronger magnetic disturbances show a smaller λ than the segments for weaker intensity of the magnetic disturbances.

The fastest saturations were observed in the cumulative frequencies in the day sectors of both chains. This is reflected in the rapid decrease of the respective frequencies in the histograms (not shown here) and in the occurrence rates, as well (see Fig. 1d), giving us the estimated parameters of the exponential distributions of 0.011/nT for the BJN-NAL chain and of 0.0075/nT for the PPN-SOR chain. During evening time usually the eastward electrojet is predominant but at the SOR chain negative *IL* can be observed for some configurations of the electrojet vortexes.

The occurrence rates of magnetic disturbances in different time sectors show three classes, which are characterized by different parameters λ of the exponential distributions. The first class is the more extensive and is characterized by slopes in the λ interval of approximately 0.004/nT to 0.005/nT and is typical for the exponential distributions at auroral latitudes. In the morning sector for both the PPN-SOR and the BJN-NAL chain a structural change (with one break point) is observed, where the segments for stronger magnetic disturbances have a λ parameter, which belongs to the first class. The second class with a λ of between about 0.0065 and 0.0075/nT is only observed at auroral latitudes in
the day sector and at high latitudes in the night sector and in the morning sector up to about -IL=1025 nT. The third class comprises only a few events with λ of about 0.011/nT, typical for the occurrences of weak disturbances in the day sector at auroral latitudes.



Figure 1. Occurrence rate of *IL*-index calculated for PPN-SOR (orange colour) and for BJN-NAL (blue colour) for all time sectors. The empirical rates are shown by crosses. The theoretical rates, estimated by help of exponential functions, are drawn by continuous lines. The values of the λ parameters and their confidence intervals are noted. a) for the night sector b) for the morning sector c) for the evening sector and d) for the day sector.



Figure 2. Classification of the exponential distributions of magnetic disturbances by the parameter λ in three classes.

Conclusions

The determined empirical occurrence rates of magnetic disturbances at the IMAGE chains PPN-SOR in the western part of Scandinavia and at the Svalbard stations obtained in the here presented paper show exponential distributions and can clearly classified in three classes, which are characterized by different parameters λ of the exponential distributions.

Acknowledgements

This study was supported by the National Science Fund of Bulgaria (NSFB) (project number КП-06-Русия/15) and by the RFBR (project number 20-55-18003Болг_а).

R. Werner et al.

References

- 1. Silbergleit V.M. (1997). On the Occurrence of the Largest Geomagnetic Storms per Solar Cycle, Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics, **59**(2), 259-262.
- Echer E., W.D. Gonzalez, B.T. Tsurutani (2011). Statistical Studies of Geomagnetic Storms with Peak Dst ≤ -50 nT from 1957 to 2008, Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics, 73(11-12), 1454-1459.
- 3. Chapman S., R.B. Horne, N.W. Watkins (2020). Using the Index over the Last 14 Solar Cycles to Characterize Extreme Geomagnetic Activity, Gophysical Research Letters, **47**(3), e2019GL086524.
- 4. Tsubouchi K., Y. Omura (2007). Long-term Occurrence Probabilities of Intense Geomagnetic Storm Events, Space Weather, **5**(12), S12003.
- 5. Riley P. (2012). On the Probability of Occurrence of Extreme Space Weather Events, Space Weather, 10(2), S02012.
- 6. Kepko L., R.L. McPherron, O. Amm, S. Apatenkov, W. Baumjohann et al. (2015). Substorm current wedge revisited, Space Sci. Rev., **190**, 1–46.
- 7. Thomson A.W. P., E. B. Dawson, S. J. Reay (2011). Quantifying extreme behaviour in geomagnetic activity, Space Weather, 9.
- Despirak I.V., A.A. Lubchich, N.G. Kleimenova (2018). High-latitude substorm dependence on space weather conditions in solar cycle 23 and 24 (SC23 and SC24), Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics, 177, 54–62.
- 9. Despirak I.V., A.A. Lyubchich, N.G. Kleimenova (2014). Polar and High Latitude Substorms and Solar Wind Conditions, Geomagnetism and Aeronomy, **54**(5), 575–582.
- 10. Hartung J. (2005). Statistik, R. Oldenbourg Wissenschaftsverlag, München, Wien, 14. Auflage.
- 11. Yermolaev Y.I., I.G. Lodkina, N.S. Nikolaeva, M.Y. Yermolaev (2013). Occurrence Rate of Extreme Magnetic Storms, Journal of Geophysical Research: Space Physics, **118**(8), 4760-4765.
- Werner R., V. Guineva, I.V. Despirak, A.A. Lubchich, P.V. Setsko, A. Atanassov, R. Bojilova, L. Raykova, D. Valev (2023). Statistical Studies of Auroral Activity and Perturbations of the Geomagnetic Field at Middle Latitudes, Geomagnetism and Aeronomy, 63, 473-485.
- Werner R., V. Guineva, I. Despirak, A. Lyubchich, R. Bojilova, L. Raykova, A. Atanassov, D. Valev (2023). Statistical study of geomagnetic disturbances at European and high Latitudes, C. R. Acad. Bulg. Sci., 76, No. 4, 571-579.
- 14. Seidel D.J., J.R. Lanzante (2004). An assessment of three alternatives to linear trends for characterizing global atmospheric temperature changes, J. Geophys. Res., **109**, D14108.
- 15. Werner R., V.D. Valev, D. Danov, V. Guineva (2015). Study of structural break points in global and hemispheric temperature series by piecewise regression, Advances in Space Research, **56**, 2323–2334.
- 16. Menne M.J. (2006). Abrupt global temperature change and the instrumental record, In: 18th Conference on Climate Variability and Change. Atlanta, GA: AMS. Available at:

ftp://ftp.ncdc.noaa.gov/pub/data/papers/200686- ams4.3mmfree.pdf

17. Lund R., J. Reeves (2002). Detection of undocumented changepoints: A revision of two-phase regression model, Journal of Climate, **15**, 2547-2554.



DOI: 10.51981/2588-0039.2023.46.008

КЛАССИФИКАЦИЯ ИЗОЛИРОВАННЫХ СУББУРЬ ПРИ УЧЕТЕ УСЛОВИЙ ГЕНЕРАЦИИ И ХАРАКТЕРИСТИК ФАЗ

Н.А. Бархатов¹, В.Г. Воробьев², О.И. Ягодкина², Е.А. Ревунова³, А.Ю. Борисова¹

¹Нижегородский государственный педагогический университет им. К. Минина ²Полярный геофизический институт, Апатиты, Россия ³Нижегородский государственный архитектурно-строительный университет

Аннотация

В работе представлены результаты нейросетевой классификации изолированных событий суббурь, обусловленных воздействием потоков плазмы солнечного ветра на магнитосферу Земли с учетом признаков, характеризующих особенности условий генерации различных фаз суббурь. Для этого выбраны следующие классификационные признаки: продолжительность фазы зарождения, длительность фазы развития, фазы восстановления и всей суббури, а также особенности поведения компоненты Вz межпланетного магнитного поля (ММП). Под последним признаком подразумевается поворот компоненты Bz MMП к югу, который определяет начало фазы зарождения суббури. Эти признаки приняты в качестве входных рядов для создаваемых самообучающихся классификационных нейросетевых моделей. В процессе работы нейросети сформированы наборы графических образов указанных классификационных признаков. В результате каждый образ содержит информацию о продолжительности фаз рассматриваемых суббурь. Выполненные классификационные нейросетевые эксперименты над рассматриваемыми суббурями позволяют разделить суббури на пять классов. Физические особенности выделенных классов заключаются в причинноследственных связях продолжительности суббуревых фаз с параметрами солнечного ветра и особенностями ММП.

Введение

Важной проблемой современной гелиогеофизики является моделирование и прогнозирование глобальной и суббуревой активности на основе параметров околоземного космического пространства. Известно, что основной причиной интенсивных геомагнитных бурь является сильная и продолжительная (более 3 часов) отрицательная компонента межпланетного магнитного поля [1]. Она может содержаться в одной из многочисленных структур солнечного ветра или возникнуть в результате взаимодействия между этими структурами. Однако некоторые структуры вызывают заметные глобальные возмущения независимо от наличия в них отрицательной компоненты межпланетного магнитного поля [1-3]. Отдельный интерес вызывают исследования характеристик изолированных суббурь. В ряде работ предлагаются варианты классификации изолированных событий суббурь при учете признаков, характеризующих особенности условий генерации различных фаз суббурь [3]. Такие исследования учитывают общепринятую модель суббуревого процесса, когда накопление потенциальной энергии в магнитосфере в период подготовительной фазы суббури связывается с усилением крупномасштабного западного электрического поля конвекции поперек хвоста магнитосферы. Эта потенциальная энергия в свою очередь обусловлена кинетической энергией солнечного ветра. Однако, процесс ее накопления вследствие поступления из солнечного ветра на подготовительном интервале суббури, невозможно учесть на основе только мгновенных значений (Вг, N, V). Его можно оценить вычислением интегральной величины $\Sigma[NV^2]$, характеризующей изменение количества энергии, поступающей за один час в магнитосферу из солнечного ветра в виде кинетической энергии [4]. Дальнейшее начало активной фазы суббури обычно связывают с взрывным переходом накопленной потенциальной энергии магнитного поля магнитосферы в кинетическую энергию частиц радиационных поясов, ионизующих ионосферу.

В предлагаемой работе изучается возможность объединения всех параметров, характеризующих как причину, т.е. структуру солнечного ветра, так и следствие, т.е. геомагнитное возмущение, через косвенные признаки. Это делается для создания классификации изолированных суббурь учитывающей условия генерации и характеристики суббуревых фаз. Используемые признаки для классификации описывают продолжительность фазы зарождения, длительность фазы развития, фазы восстановления и всей суббури. Таким образом, объектом настоящего исследования являются изолированные суббуревые события различной интенсивности и продолжительности, которые, как известно, находят свое отражение во временной динамике AL-индекса. Для этого исследуется динамика AL-индекса в интервалы времени, когда магнитосфера взаимодействует с активными потоками солнечной плазмы. Поскольку исследуемые конфигурации ALиндекса содержат в себе информацию об этих потоках и особенностях прохождения Земли через них, то возникает возможность классификации временной структуры AL-индекса при учете условий генерации и характеристик фаз суббурь. Для этой цели применяется метод искусственных нейронных сетей (ИНС), позволяющий на основе нелинейной корреляционной обработки экспериментальных данных проводить интеллектуальное разделение входных образов на классы.

Используемые данные и технология классификации

Создаваемая в работе ИНС строится по классическому принципу самообучения. Для решения поставленной задачи классификации была спроектирована и использована самообучающаяся ИНС. Архитектура этой сети построена по принципу слоя Кохонена.

Цель работы нейросети заключается в классификация графических образов набора классификационных признаков. Каждый такой образ содержит информацию о соотношении продолжительностей фаз рассматриваемых суббурь. Используемые признаки для классификации описывают продолжительность фазы зарождения, длительность фазы развития, фазы восстановления и всей суббури. Результатом нейросетевых экспериментов является определение числа классов, которое лучше всего соответствует информации, содержащейся в используемых данных. Для использования данных в ИНС, классификационные параметры в пределах каждой анализируемой комбинации нормируются. Это позволяет представить весь массив данных на одной шкале, сохранив информацию об интенсивности событий. Мы предлагаем демонстрацию массивов данных с помощью графики в виде многоугольников [1].

Критерии отбора рассматриваемых изолированных суббурь были следующие [5]:

- 1) временной интервал от предыдущего возмущения не менее 3-х часов;
- 2) интенсивность магнитной бухты в максимуме 250нТл < Max|AL| < 1300нТл;
- 3) длительность суббури < 3 ч;
- 4) окончание суббури: время UT, после которого величина возмущения |AL| < 0.2Max|AL|.

Отбор суббурь по критериям 1–3 проводился визуальным просмотром суточных вариаций AL индекса. Дополнительным признаком появления суббури являлось наличие соответствующих вариаций в индексах магнитной активности SYM/H(D) или ASYM/H(D). Согласно критериям отобрано 106 изолированных суббуревых событий различной интенсивности в период с 1994 по 2012 гг. по данным каталога NASA (http://cdaw.gsfc.nasa.gov). Оценка суббуревой активности выполнена по минутным данным индекса AL. Как отмечалось выше, используемые признаки для нейросетевой классификации: продолжительность фазы зарождения, длительность фазы развития, фазы восстановления и всей суббури. Начало фазы зарождения суббурь определялось поворотом компоненты Bz к югу. Перечисленные классификационные признаки характеризуют особенности условий генерации различных фаз изучаемых суббурь. Они приняты в качестве входных рядов для создаваемых самообучающихся нейросетевых моделей.

Нейросетевые результаты численных классификационных экспериментов

Признаки для классификации описывают продолжительность фазы зарождения, длительность фазы развития, фазы восстановления и всей суббури. Таким образом, результатом работы классификационной нейросети было формирование графических образов набора классификационных признаков. Каждый такой образ содержит информацию о продолжительности фаз рассматриваемых суббурь. В результате нейросетевых экспериментов суббури были классифицированы на пять классов. Визуальный осмотр результатов классифицирования в виде групп многоугольников (см. рис. 1-5) согласуется с выводами, предлагаемыми ИНС. Анализ полученных классов позволяет сформулировать особенности полученных классов.

Класс 1 – собрал суббури с продолжительным развитием и восстановлением и с укороченной фазой зарождения (рис. 1);

Класс 2 – собрал суббури с продолжительной фазой зарождения (рис. 2);

Класс 3 – собрал суббури с равновеликими фазами (рис. 3);

- Класс 4 собрал суббури с относительно продолжительной фазой развития (рис. 4);
- Класс 5 собрал суббури с относительно короткой фазой восстановления (рис. 5).

Классификация изолированных суббурь при учете условий генерации и характеристик фаз



Рисунок 1. Класс №1.

Рисунок 2. Класс №2.



Рисунок 3. Класс №3.

Рисунок 4. Класс №4.



Рисунок 5. Класс №5.

Н.А. Бархатов и др.

Обсуждение результатов

Анализ полученных классов позволил сформулировать особенности полученных пяти классов и сделать физические выводы. Они следующие: класс 1 предполагает продолжительное развитие и восстановление суббури с укороченной фазой зарождения; класс 2 свидетельствует о продолжительной фазе зарождения; класс 3 – демонстрирует равновеликие суббуревые фазы; класс 4 связан с относительно продолжительной фазой развития; класс 5 содержит суббури с относительно короткой фазой восстановления. Физические особенности обнаруженной классификации обуславливаются причинно-следственными связями продолжительности суббуревых фаз с параметрами солнечного ветра и ММП, на что, прежде всего указывает важный классификационный признак в виде поворота компоненты Bz ММП к югу. Он, как известно, определяет начало фазы зарождения суббури.

Список литературы

- Barkhatov N.A., Vorobjev V.G., Revunov S.E., Barkhatova O.M., Revunova E.A., Yagodkina O.I. Neural network classification of substorm geomagnetic activity caused by solar wind magnetic clouds // Journal of Atmospheric and Solar–Terrestrial Physics, 205, 105301, 2020.
- 2. Vorobjev V.G., Antonova E.E., Yagodkina O.I. How the intensity of isolated substorms is controlled by the solar wind parameters // Earth, Planets and Space.,70:148, doi.org/10.1186/s40623-018-0922-5, 2018.
- 3. Бархатов Н.А., Ревунов С.Е. Нейросетевая классификация разрывов параметров космической плазмы. Научное издание: Солнечно-земная физика, выпуск 14(127), с. 42–51, 2010.
- 4. Бархатов Н.А., Воробьев В.Г., Ревунов С.Е., Ягодкина О.И. Проявление динамики параметров солнечного ветра на формирование суббуревой активности // Геомагнетизм и аэрономия, том 57, № 3, с. 273–279, 2017.
- 5. Воробьев В.Г., Ягодкина О.И., Антонова Е.Е., Зверев В.Л. Влияние параметров плазмы солнечного ветра на интенсивность изолированных магнитосферных суббурь // Геомагнетизм и аэрономия, том 58, № 3, с. 311-323, 2018.



Geophysical Institute

DOI: 10.51981/2588-0039.2023.46.009

ЗАВИСИМОСТЬ МРВ-ИНДЕКСА ОТ ГЕОМАГНИТНОЙ АКТИВНОСТИ И ХАРАКТЕРИСТИК СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА

А.А. Любчич¹, И.В. Дэспирак¹, Р. Вернер²

¹Полярный геофизический институт, Апатиты, Россия

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

Аннотация

В работе анализируется связь величины МРВ-индекса, введенного для анализа проявлений суббуревой активности на средних широтах, с уровнем геомагнитной активности и с параметрами межпланетной среды. Показано, что величина МРВ-индекса растет с ростом геомагнитной активности на разных широтах, экстремально большие значения МРВ-индекса регистрируются во время развития сильных и очень сильных геомагнитных бурь. Величина МРВ-индекса растет с увеличением как величины, так и модуля компонент межпланетного магнитного поля и скорости солнечного ветра.

Введение

Участники ежегодного Апатитского семинара «Физика авроральных явлений», если повезет с погодой и состоянием Солнца, могут наблюдать динамические формы полярных сияний. Мелкие недостатки, такие как холод и возможная боль в шее после длительного смотрения вверх, с лихвой компенсируются красотой зрелища. Быстро меняющиеся по форме и по положению на небе сияния обычно сопровождают взрывную фазу суббури. Онлайн участники конференции со средних широт тоже иногда могут воочию наблюдать полярные сияния, но такая возможность выпадает редко, только во время сильных магнитных бурь. Тем не менее, оба типа явлений – бури и суббури – сопровождаются магнитными возмущениями на средних широтах. Их анализу и посвящена данная статья.

Характерным признаком типичной суббури является развитие токового клина. Во время взрывной фазы суббури происходит частичное разрушение поперечного (утро-вечернего) тока ближнего хвоста магнитосферы, например, за счет пересоединения силовых линий геомагнитного поля. Как нас учит Кирхгоф, электрическая цепь должна замкнуться. Она и замыкается через ионосферу – в утреннем секторе возникает втекающий продольный ток, далее он течет по ионосфере в высоких широтах в виде западного электроджета и возвращается в магнитосферу в вечернем секторе в виде продольного тока, создаваемого высыпающимися ускоренными электронами. Отметим, что сверхсильная суббуря, так называемая суперсуббуря, может формировать дополнительный токовый клин противоположного направления на вечерней стороне (например, *Fu et al.*, 2021; *Дэспирак и др.*, 2022).

Благодаря Био, Савару и Лапласу можем рассчитать магнитные эффекты на поверхности Земли от токового клина суббури. Эти эффекты наблюдаются на разных широтах, в том числе и на средних. Опишем их, следуя, например, McPherron et al. [1973], где на графике показан долготный профиль вариаций магнитного поля на широте 30°. Во-первых, будет наблюдаться положительная магнитная бухта в Х-компоненте магнитного поля с максимумом на ночной стороне, посередине между втекающим и вытекающим продольными токами. Вовторых, У-компонента будет иметь максимум и минимум на долготе вытекающего и втекающего тока, соответственно, обращаясь в ноль посередине. Используя это обстоятельство, был предложен специальный MPB-индекс (Mid-latitude Positive Bays - индекс) для анализа суббурь по данным среднеширотных магнитных станций [Chu, 2015; McPherron and Chu, 2017, 2018]. Авторами индекса (McPherron and Chu) были описаны две слегка отличающиеся методики расчета индекса. Различия в методиках расчета можно найти, например, в работе McPherron and Chu (2017). Одно из отличий состоит в том, что список McPherron получен по данным 35 станций с геомагнитной широтой λ_{mag} между –45° и 45°, тогда как список Chu составлен по данным 41 станции северного и южного полушарий с 20° < | λ_{mag} | < 52°. Первый список можно найти в дополнительной информации к интернет-версии статьи McPherron and Chu [2018]. Он включает одноминутные значения полной мощности горизонтальных вариаций магнитного поля, то есть $\Delta X^2 + \Delta Y^2$, за период где-то с февраля 1980 года по конец 2012 года (до конца 1984 года данные являются эпизодическими, нерегулярными). Список Сhu включает отдельно вариации ΔX^2 (далее MPB-X), ΔY^2 (далее MPB-Y), а также их сумму с начала 1991 года по конец 2019 года. Не знаем, есть ли он в открытом доступе, нам он был любезно предоставлен Chu, с этим списком и будем работать в дальнейшем. Отметим только, что из-за различий в методике расчетов между

А.А. Любчич и др.

двумя списками индексов существуют различия, как правило, незначительные. Цель исследования – статистический анализ MPB-индекса, его связи с другими одноминутными геомагнитными индексами, а также с параметрами солнечного ветра (CB) и межпланетного магнитного поля (ММП).

Экстремально большие значения МРВ-индекса

Иногда МРВ-индекс достигает очень больших значений. Мы отобрали все случаи, когда МРВ-Х > 10 000 нТл² (то есть, $\Delta X > 100$ нТл). Видимо, надо пояснить, почему за критерий отбора тут был взят не полный индекс, а его X-компонента. Дело в том, что *Werner et al.* [2021] предложили модификацию процедуры вычисления индекса, добавив данные болгарской станции Панагюриште (Panagjurishte (PAG), 42.5°N, 24.2°E, 556 м н.у.м.; ~37° GMLat, ~ 97° GMLon), а также включив возможность вычислений вариаций на отдельной среднеширотной магнитной станции. В этом случае вариации X-компоненты будут соответствовать положению токового клина вблизи долготы станции. Оказалось, что все экстремально большие значения МРВ-индекса наблюдались во время магнитных бурь разной интенсивности.

Meng et al. [2019] привели таблицу супербурь, когда индекс *Dst* опускался ниже –250 нТл, за период с 1957 по 2018 год, всего 39 событий. Из них 14 супербурь были зарегистрированы с 1991 года. Как оказалось, все они сопровождались экстремально большими значениями MPB-индекса. Результаты суммированы в Таблице 1. Отметим, что во время двух бурь (4-ой и 9-ой) MPB-X был большим, но не дотягивал до 10 000 нТл², хотя полный MPB-индекс превышал 10 000 нТл².

Таблица 1. Супербури, зарегистрированные с 1991 года, ранжированные по величине минимального значения *Dst*-индекса. Первые семь столбцов взяты из Таблицы 1 в статье *Meng et al.* [2019]. Восьмой столбец – наше творчество. В столбцах последовательно номер солнечного цикла (1); время регистрации Dst_{min} (2); его величина (3); величина и время регистрации SYM-H_{min} (4); величина и время регистрации внезапного импульса SI⁺ (5); тип бури по характеру изменения Dst-индекса (6); структура в солнечном ветре, вызвавшая магнитную бурю (7); величина и время регистрации экстремального значения MPB-индекса (8).

1	2	3	4	5	6	7	8
Solar cycle	Dst _{min} time (yyyy-mm-dd UT)	Dst _{min} (nT)	SYM-H _{min} /time (nT)/(mm-dd UT)	SI ⁺ /time (nT)/(mm-dd UT)	Туре	Interplanetary Case	MPB (nT ²)/(mm-dd UT)
SC23	2003-11-20 20:30	-422	-490/11-20 18:17	49/11-20 08:06	III	Sheath+MC Bxz-	~69 000/11-20 17:03
SC23	2001-03-31 08:30	-387	-437/03-31 08:06	129/03-31 01:00	Ι	Sheath+MC Bxzc-	~26 000/03:31 06:09 ~21 000/03:31 15:53
SC23	2003-10-30 22:30	-383	-432/10-30 22:55	76/10-30 20:08	III	Sheath	~46 000/10-30 21:35
SC23	2004-11-08 06:30	-374	-394/11-08 05:55	92/11-07 19:20	Ι	Sheath+MC Bxz-	~27 000/11-08 01:19 [MPB X~9 300]
SC22	1991-11-09 01:30	-354	-402/11-09 01:32	49/11-08 13:15	Ι	Unknown	~575 000/11-08 22:20
SC23	2003-10-30 00:30	-353	-391/10-30 01:48	81/10-29 06:14	III	Sheath+MC Bxz-	~69 000/10-29 19:56
SC23	2000-07-16 00:30	-301	-347/07-15 21:54	93/07-15 15:04	II	MC Bxz-	~23 000/07-15 21:48
SC22	1991-03-25 00:30	-298	-337/03-25 03:41	118/03-24 03:55	II	Unknown	~105 000/03-24 21:33 ~24 000/03-24 04:06
SC23	2001-11-06 00:30	-292	-320/11-06 04:06	88/11-06 01:54	Π	PICME+sheath	~11 000/11-06 02:05 [MPB X~6 300]
SC22	1992-05-10 14:30	-288	-363/05-10 14:15	81/05-09 20:02	II	Likely sheath+MC	~28 000/05-10 18:29
SC23	2000-04-07 00:30	-288	-320/04-07 00:09	46/04-06 16:45	III	Sheath	~60 000/04-06 23:27
SC23	2001-04-11 23:30	-271	-280/04-11 23:57	26/04-11 15:53	III	Sheath	~24 000/04-11 21:37 ~23 000/04-12 00:16
SC23	2004-11-10 10:30	-263	-282/11-10 09:31	46/11-09 18:51	III	Sheath+MC Bxz+	~31 000/11-09 20:32
SC22	1991-10-29 07:30	-254	-284/10-29 08:02	51/10-28 11:03	III	Sheath+MC Bxz+	~223 000/10-28 16:06

Мы проанализировали оставшиеся случаи наблюдения экстремально больших значений MPB-индекса. Для этого, используя сайт https://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/dst_final/index.html, посмотрели поведение Dst-индекса во время этих случаев. Оказалось, что все оставшиеся случаи с MPB-X > 10 000 нTл² наблюдались во время сильных магнитных бурь (Dst_{min} < -100 нTл). Результаты суммированы в Таблице 2. Использовались часовые значения Dst-индекса, поэтому время во втором столбце кратно 30 минутам – середине часа (или двухчасового интервала для бури 1992-02-26) с минимальным значением Dst-индекса. Индекс SYM-H, с одноминутным разрешением, был взят из базы данных OMNI с сайта https://cdaweb.gsfc.nasa.gov/. Первую в списке бурю

можно назвать «пограничной». Некоторые исследователи (например, *Gonzalez et al.*, 2011) включают ее в список супербурь, приписывая ей Dst_{min} = -263 нТл, но *Meng et al.* [2019] категоричны – только –247 нТл, и раз недотягивает 3 нТл до –250 нТл, то нечего и претендовать на роль супербури. Отметим необычное, с нашей точки зрения, обстоятельство – для двух бурь среднечасовое значение Dst-индекса оказывается меньше минимального минутного значения индекса SYM-H. Видимо, сказываются различия в выборе базовых станций, в нюансах методики вычислений и так далее. Сравнению Dst и SYM-H индексов посвящена, например, статья *Wanliss and Showalter* [2006].

Таблица 2. Сильные бури, во время которых наблюдались экстремально большие значения МРВиндекса. Структура подобна Таблице 1, но без 5, 6 и 7 столбцов.

Solar cycle	Dst _{min} time (yyyy-mm-dd UT)	Dst _{min} (nT)	SYM-H _{min} /time (nT)/(mm-dd UT)	MPB (nT ²)/(mm-dd UT)
SC23	*2005-05-15 08:30	-247	-305/05-15 08:20	~38 000/05-15 08:50
SC22	1991-06-05 19:30	-223	-238/06-05 16:56	~50 000/06-05 17:14
SC23	2001-11-24 16:30	-221	-234/11-24 12:37	~49 000/10-30 07:15
SC22	1991-11-01 23:30	-196	-200/11-01 19:37 20:22	~36 000/11-01 20:30
SC22	1991-07-13 15:30	-183	-238/07-13 15:42	~42 000/07-13 16:20
SC23	2002-10-01 16:30	-176	-154/10-01 12:53	~18 000/10-01 16:28
SC24	2018-08-26 06:30	-175	-206/08-26 07:11	~18 000/08-26 07:44
SC22	1992-02-26 22:00	-174	-167/02-26 22:31	~61 000/02-26 19:44
SC22	1992-02-08 16:30	-114	-126/02-08 15:18	~41 000/02-08 15:35

Подведем итоги раздела. Все экстремально большие значения MPB-индекса наблюдаются во время сильных и очень сильных магнитных бурь. Можно предположить, что эти экстремальные значения вызваны смещением овала полярных сияний к экватору. Просто на время, неожиданно для себя, средние широты становятся авроральными или близкими к ним.

Статистический анализ связи МРВ-индекса с другими геомагнитными индексами

Возьмем все данные по МРВ-индексу за весь период с 1991 по 2019 года. То есть, не проводя дополнительный анализ, наблюдаются ли его вариации во время суббурь или нет. На Рис. 1 построено распределение МРВ-индекса в двойном логарифмическом масштабе. В таком масштабе график спадает почти линейно, с наклоном ~ -2.5 , то есть $ln N \approx -2.5 \times ln MPB + b$. Отметим, что при вычислении МРВ-индекса, фактически, основной вклад вносят станции с максимальными вариациями. Поэтому можно ожидать, что его распределение будет не гауссовым, а лучше соответствовать распределению экстремальных событий. Например, Вернер и др. [2023] показали, что распределение числа событий с положительной бухтой на средних широтах в зависимости от локального AL-индекса (IL-индекс) хорошо описываются распределением Вейбулла.



Рисунок 1.

Распределение МРВ-Х, МРВ-У и полного МРВ-индекса. Показано число случаев, попадающих в интервал полушириной 50 н Tn^2 , центрированный к $50+i^*100$, где i = 0,1,2,3... График построен в двойном логарифмическом масштабе.

Мы проанализировали статистическую связь МРВ-индекса с другими одноминутными геомагнитными индексами. Двигаясь от полюса к экватору, были выбраны:

 – PC(N)-индекс, характеризующий возмущенность в северной полярной шапке (взят из базы данных OMNI с сайта https://cdaweb.gsfc.nasa.gov/); – Индексы семейства AE (AE, AL, AO, AU), взятые с сайта https://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/aeasy/index.html и характеризующие возмущения в авроральных широтах;

– Индексы SML и SMU, взятые с сайта http://supermag.jhuapl.edu/indices/ и характеризующие возмущенность в расширенной области вокруг авроральных широт;

– Индексы ASY-H, ASY-D для средних широт и SYM-H, SYM-D для низких широт. Взяты с сайта https://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/aeasy/index.html.

Для определения статистической связи построим линии регрессии MPB-индекса относительно других индексов. Для построения линии регрессии Y(X) разбиваем X на отрезки $X_i \pm \Delta/2$, где $\Delta = X_{i+1} - X_i$, и на каждом отрезке вычисляем среднее значение Y_i, зависимость Y_i от X_i и будет искомой линией регрессии. Аналогично можно построить и линию регрессии X(Y). Если между Y и X нет прямой функциональной связи, то линии регрессии Y(X) и X(Y) не будут совпадать. На Рис. 2 показана связь MPB-индекса с индексом SML. С ростом возмущенности (уменьшение индекса SML) монотонно возрастает MPB-индекс. Зависимости MPB(SML) и SML(MPB), как и можно было ожидать, не совпадают. С ростом MPB-индекса SML-индекс сначала уменьшается, затем остается почти постоянным на уровне около –1100 нТл.



Рисунок 2. Распределение SML-индекса по значениям (а); линии регрессии MPB(SML) (b) и SML(MPB) (c). На средней панели показаны зависимости для MPB-X, MPB-Y и полного MPB.

Как оказалось, это справедливо и для других геомагнитных индексов – чем сильнее отклоняется от спокойного уровня любой индекс, тем выше, в среднем, величина МРВ. Это демонстрирует Рис. 3 для индексов, введенных для разных широт.



Рисунок 3. Вверху распределение индексов по значениям, внизу зависимость МРВ от этих индексов – для полярной шапки (PC(N)-индекс – а), для средних широт (индекс ASY-H – b) и низких широт (индекс SYM-H – с).

Среднестатистический рост MPB-индекса, введенного для описания суббуревых возмущений на средних широтах, в зависимости от роста отклонения от спокойного уровня других геомагнитных индексов, не удивителен. С ростом геомагнитной активности на авроральных широтах, она, эта активность, как правило, распространяется и на другие широты. Мы построили линии регрессии SML-индекса по отношению к индексам PC(N), AL, ASY-H и SYM-H. Полученные зависимости оказались близки к линейным. AL и SML-индексы вообще ведут себя почти как близнецы-братья: $AL \approx 0.80 \times SML - 33.71$ (Подчеркнем – эта зависимость относится к линии регрессии, а не к линейной регрессии, для которой зависимость будет: $AL \approx 0.98 \times SML - 24.44$. В первом случае экстремальные точки будут иметь больший вес), коэффициент корреляции между AL и SML близок к единице: $R\approx0.95$. Чуть слабее связь PC(N) и SML: $PC(N) \approx -0.0051 \times SML + 0.66$, R ≈ -0.79 . Далее идет индекс для средних широт: $ASY - H \approx -0.086 \times SML + 3.14$, R ≈ -0.73 . Слабее всего связь для индекса низких широт: $SYM - H \approx 0.073 \times SML + 1.31$, R ≈ 0.60 .

Статистический анализ связи МРВ-индекса с параметрами солнечного ветра и ММП

Возьмем из базы данных OMNI с сайта https://cdaweb.gsfc.nasa.gov/_одноминутные значения модуля MMII B_T и его компонент B_X , B_Y , B_Z (в системах GSE и GSM) и данные по CB (величина скорости и ее компоненты, плотность, температура, динамическое давление, а также Y-компоненту электрического поля и отношение плазменного давления к магнитному β).

Как оказалось, МРВ-индекс, в среднем, сильно зависит как от модуля ММП (монотонно растет с ростом ММП), так и от его компонент. Зависимость от компонент ММП демонстрирует Рис. 4. С ростом модуля любой компоненты ММП растет, в среднем, величина МРВ-индекса. От Х- и Y-компонент рост более-менее симметричный, то есть, не видно явной зависимости от знака компоненты ММП. Для B_Z-компоненты, как и можно было ожидать, величина МРВ-индекса оказывается выше при отрицательных значениях Z-компоненты ММП. На зависимость от Y- и Z-компонент слабо влияет выбор системы координат – GSE или GSM. Очень большие значения МРВ-индекса при экстремально больших значениях как компонент ММП, так и его модуля, видимо, вызваны со следующим обстоятельством. Экстремально большие значения межпланетного магнитного поля обычно связаны с геоэффективными крупномасштабными структурами солнечного ветра, например, с магнитными облаками. Их воздействие на магнитосферу Земли может приводить к развитию геомагнитных бурь, которое и будет проявляться в том числе и в высоких значениях MPB-индекса (см. Раздел 1).



Рисунок 4. Линии регрессии МРВ-индекса по B_X (a), B_Y (b) и B_Z (c) компонентам межпланетного магнитного поля.

Индекс МРВ почти не зависит от величины плазменной β и очень слабо растет с увеличением плотности и температуры солнечного ветра, однако быстро и монотонно растет с ростом скорости CB (Рис. 5а) и его динамического давления (Рис. 5b). Величина МРВ-индекса оказывается пропорциональной модулю Y- и Z-компонент скорости CB. Высокая скорость, а также высокие значения Y- и Z-компонент скорости, как правило, наблюдаются в возмущенном солнечном ветре и связаны с крупномасштабными геоэффективными структурами. МРВ-индекс также растет с ростом модуля Y-компоненты электрического поля CB (Рис. 5с), что неудивительно, учитывая зависимость МРВ-индекса от скорости CB (см. Рис. 5а) и B_Z-компоненты MMП (см. Рис. 4с).

Зависимость МРВ-индекса от динамического давления (Рис. 5b) выглядит слабее, чем от скорости CB (Рис. 5a). Этому можно было бы удивиться, учитывая, что динамическое давление пропорционально квадрату скорости. Однако известно, что статистически величина динамического давления солнечного ветра слабо растет с увеличением его скорости по крайней мере в период минимума 11-летнего цикла солнечной активности (*Любчич и др.*, 2004).

Связь между среднесуточными значениями индексов *SYM-H* и *ASY-H* с основными межпланетными параметрами рассмотрена в следующей статье в этом сборнике (*Макаров*, 2023).

А.А. Любчич и др.



Рисунок 5. Линии регрессии МРВ-индекса по скорости солнечного ветра (а), его динамического давления (b) и Y-компоненты электрического поля CB (с).

Выводы

Исследована зависимость среднеширотного индекса MPB (Mid-latitude Positive Bays) от геомагнитной активности и характеристик CB. Показано, что:

 Экстремально большие величины МРВ-индекса наблюдаются во время геомагнитных бурь. Все экстремально сильные геомагнитные бури сопровождаются экстремально большими величинами МРВиндекса.

– Статистически MPB-индекс растет с увеличением геомагнитной активности на любой широте, так как геомагнитная активность на разных широтах не является статистически независимой.

– МРВ-индекс, в среднем, растет с увеличением как модуля ММП, так и модуля любой из его компонент. Для В_z-компоненты ММП сильнее зависимость от ее южной составляющей.

– МРВ-индекс сильнее всего растет с ростом скорости СВ. Также сильна зависимость от динамического давления и от величины Y-компоненты электрического поля СВ. МРВ-индекс слабо зависит от плотности и температуры солнечного ветра.

Благодарности

Авторы выражают признательность Xiangning Chu за любезно предоставленную возможность использовать значения MPB-индекса. Мы благодарны коллективам, создавшим, поддерживающим работу баз данных SuperMAG (http://supermag.jhuapl.edu/), World Data Center for Geomagnetism, Kyoto (https://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/) и OMNI (https://cdaweb.gsfc.nasa.gov/) и обеспечивающим свободный доступ к данным.

Литература

Вернер Р., Гинева В., Дэспирак И.В., Любчич А.А., Сецко П.В., Атанасов А., Божилова Р., Райкова Л., Валев Д., Статистические исследования авроральной активности и возмущений геомагнитного поля на средних широтах. Геомагнетизм и аэрономия, 2023, Т. 63, № 4, С. 520-533, DOI: 10.31857/S0016794022600727

Дэспирак И.В., Клейменова Н.Г., Любчич А.А., Сецко П.В., Громова Л.И., Вернер Р., Глобальное развитие суперсуббури 28 мая 2011 года. Геомагнетизм и Аэрономия, 2022, Т. 62, № 3, С. 325-335. DOI: 10.31857/S0016794022030063

Любчич А.А., Дэспирак И.В., Яхнин А.Г., Связь давления и скорости солнечного ветра в минимуме одиннадцатилетнего цикла. Геомагнетизм и аэрономия, 2004, Т. 44, № 2, С. 143-148.

Макаров Г.А., Зависимость геомагнитных индексов ASY-H и SYM-H от межпланетных параметров. "Physics of Auroral Phenomena", Proc. XLVI Annual Seminar, Apatity, pp. 48-52, 2023.

Chu X., Configuration and generation of substorm current wedge. Los Angeles: University of California, Los Angeles, 2015. (A dissertation submitted in partial satisfaction of the requirements for the degree Doctor of Philosophy in Geophysics and Space Physics).

Fu H., Yue C., Zong Q.-G., Zhou X.-Z., Fu S., Statistical characteristics of substorms with different intensity. J. Geophys. Res.: Space Physics, V. 126, e2021JA029318, 2021. https://doi.org/10.1029/2021JA029318

Gonzalez W.D., Echer E., Tsurutani B.T., de Gonzalez A.L.C., Dal Lago A., Interplanetary origin of intense, superintense and extreme geomagnetic storms. Space Science Reviews, V. 158, No. 1, P. 69-89, 2011. https://doi.org/10.1007/s11214-010-9715-2

McPherron L.R., Chu X. The Mid-Latitude Positive Bay and the MPB Index of Substorm Activity. Space Sci. Rev., V. 206, P. 91–122, 2017. https://doi.org/10.1007/s11214-016-0316-6

McPherron L.R., Chu X. The midlatitude positive bay index and the statistics of substorm occurrence, J. Geophys. Res.: Space Physics, V. 123, No. 4, P. 2831–2850, 2018. https://doi.org/10.1002/2017JA024766

McPherron R.L., Russell C.T., Aubry M.P., Satellite studies of magnetospheric substorms on August 15, 1968: 9. Phenomenological model for substorms. J. Geophys. Res., V. 78, No. 16, P. 3131–3149, 1973. https://doi.org/10.1029/JA078i016p03131

Meng X., Tsurutani B.T., Mannucci A.J., The Solar and Interplanetary Causes of Superstorms (Minimum Dst \leq -250 nT) During the Space Age. J. Geophys. Res.: Space Physics, V. 124, No. 6, P. 3926-3948, 2019. https://doi.org/10.1029/2018JA026425

Wanliss J.A., Showalter K.M., High-resolution global storm index: Dst versus SYM-H. J. Geophys. Res., V. 111, No. A2, A02202, 2006. https://doi.org/10.1029/2005JA011034

Werner R., Guineva V., Atanassov A., Bojilova R., Raykova L., Valev D., Lubchich A., Despirak I., Calculation of the horizontal power perturbations of the Earth surface magnetic field. Proceedings of the Thirteenth Workshop "Solar Influences on the Magnetosphere, Ionosphere and Atmosphere", September, 2021, Book of Proceedings, DOI: 10.31401/WS.2021.proc, p. 159-165.

Zong Q.-G., Yue C., Fu S.-Y. Shock induced strong substorms and super substorms: Preconditions and associated oxygen ion dynamics. Space Sci. Rev., V. 217(33), 2021. https://doi.org/10.1007/s11214-021-00806-x



DOI: 10.51981/2588-0039.2023.46.010

ЗАВИСИМОСТЬ ГЕОМАГНИТНЫХ ИНДЕКСОВ *АЅҮ-Н* И *ЅҮМ-Н* ОТ МЕЖПЛАНЕТНЫХ ПАРАМЕТРОВ

Г.А. Макаров

ФГБУН Федеральный исследовательский центр «Якутский научный центр Сибирского отделения Российской академии наук», Институт космофизических исследований и аэрономии им. Ю.Г. Шафера СО РАН, г. Якутск, 677980, Россия E-mail: gmakarov@ikfia.ysn.ru

Аннотация. За период времени с 1981 по 2015 г. исследуются зависимости геомагнитных индексов *АSY-H* и *SYM-H* от межпланетных параметров по их среднесуточным значениям. Выполнен корреляционный анализ индексов со скоростью солнечного ветра, величиной и северо-южной компонентой межпланетного магнитного поля. Определены регрессионные уравнения, связывающие *ASY-H* и *SYM-H* с межпланетными параметрами. Обнаружено, что при описании связи индексов *ASY-H* и *SYM-H* с северо-южной компонентой межпланетного межпланетного ветра.

1. Введение

В первые годы прямых измерений межпланетной плазмы с помощью космических аппаратов была обнаружена тесная связь между геомагнитной активностью и скоростью V солнечного ветра. Затем было установлено, что возмущенность геомагнитного поля сильно зависит от межпланетного магнитного поля (ММП): модуля В, южной компоненты Вs, азимутальной компоненты Вy и изменчивости. По мере увеличения объема информации о межпланетных параметрах в качестве геоэффективных характеристик стали рассматриваться такие физические величины, как межпланетное электрическое поле, поток электромагнитной энергии солнечного ветра, а также различные комбинации из параметров межпланетной среды (функции связи). Подробные обзоры современного состояния влияния параметров солнечного ветра на геомагнитную активность можно найти, в частности, в работах [Newell et al., 2007, Liemohn et al., 2018, Lockwood and McWilliams, 2021].

Состояние солнечного ветра изменяется в зависимости от условий на Солнце. Критическим параметром среди межпланетных характеристик при возникновении магнитосферных возмущений является североюжная компонента ММП Вг. Параметры солнечного ветра сильно изменяются при прохождении в нем высокоскоростных и низкоскоростных плазменных потоков и межпланетных магнитных облаков (см. например, [*Ермолаев и др.*, 2010]).

В периоды геомагнитных бурь в магнитосфере развивается кольцевой ток, интенсивность которого преимущественно определяет энерговыделение в магнитосфере. При проведении исследований солнечноземных связей и проявлений космической погоды в характеристиках смежных разделов науки – метеорологии, сейсмологии, биофизики – помимо планетарных индексов магнитной активности, как Кр, Ар, аа и др., следует использовать, на наш взгляд, и индексы кольцевого тока. Для оценки интенсивности магнитосферного кольцевого тока разработаны геомагнитные низкоширотный индекс Dst и среднеширотные индексы *SYM-H* и *ASY-H*. Индексы *SYM-H* и *ASY-H* позволяют выделять симметричную и асимметричную компоненты кольцевого тока соответственно [*Iyemori et al.*, 1992]. В настоящее время выявлены вклады в индексы Dst, *SYM-H* и *ASY-H*, кроме кольцевого тока, также токов магнитопаузы, хвоста магнитосферы и продольных токов [*Maltsev et al.*, 1996; *Alexeev et al.*, 1996; *Tsyganenko and Sitnov*, 2005]. Связь между этими индексами и межпланетными параметрами по одноминутным данным рассмотрена в работах [*Weygand and McPherron*, 2006] и [*Iyemori et al.*, 2010].

Изучение солнечно-земных связей часто ведется статистическими методами с использованием среднесуточных значений земных, межпланетных и солнечных параметров. При суточном усреднении межпланетных параметров показатели плазменных и магнитных структур в солнечном ветре будут изменяться, а при таком осреднении земных параметров разные фазы геомагнитных бурь могут накладываться, поэтому особенности бурь (фазы, интенсивность, длительность и др.) будут в значительной мере нивелироваться. Представляет интерес рассмотреть связь между среднесуточными значениями индексов *SYM-H*, *ASY-H*, с одной стороны, и основными межпланетными параметрами, с другой стороны.

Г.А. Макаров

2. Используемые экспериментальные данные

В работе используются данные о геомагнитных индексах SYM-H и ASY-H и о солнечном ветре – его скорости V, модуле ММП В и нормальной (или северо-южной) компоненте ММП Вп за период 1981-2015 гг. Сведения об индексах взяты из Мирового центра данных по геомагнетизму (https://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/index.html), а о солнечном ветре из Центра данных космической физики HACA (http://omniweb.gsfc.nasa.gov/). Подробно методика определения индексов *SYM*-H и *ASY*-H описывается в работе [*Iyemori et al.*, 1992]. Из базы данных ОМNI использованы компоненты ММП в системе координат RTN: ось R направлена радиально от Солнца,



Рисунок 1. Распределения среднесуточных значений индексов *АSY-H* и *SYM-H* как функций их связи со скоростью V солнечного ветра (а, г), модулем В ММП (б, д) и северо-южной компонентой Bn ММП (в, е), г – коэффициенты их линейной корреляции.



Рисунок 2. Распределения среднесуточных значений индексов *АSY-H* (а) и *SYM-H* (б) как функций их связи с Вп ММП с учетом знака Вп. Слева – при южном, справа – при северном направлении ММП, г – коэффициенты корреляции.

ось Т имеет направление в сторону вращения Солнца, а ось Ν представляет собой векторное произведение осей R и T. Из рассмотрения исключены дни, когда отсутствовали сведения 0 межпланетных геомагнитных И данных, поэтому количество дней использованных составило 10759. В работе используются среднесуточные значения данных.

3. Связь индексов *АЅУ-Н* и *ЅУМ-Н* с межпланетными параметрами

На рис. 1 показаны распределения значений индексов *ASY-H* и *SYM-H* как функций их связи со скоростью *V* солнечного ветра, модулем *B* ММП и северо-южной компонентой *Bn* ММП по всему массиву данных. Как видно, связи есть, их можно аппроксимировать линейными

уравнениями. Применяя для простоты такой подход в описании связи геомагнитных индексов с межпланетными параметрами, отметим, что магнитосфера на изменения состояния солнечного ветра реагирует нелинейным образом [*Baйcберг и др.*, 2008].

На рис. 1 видно, что более выраженно связь просматривается между обоими индексами, с одной стороны, скоростью солнечного ветра и модулем ММП, с другой стороны. Менее заметная корреляция у индексов прослеживается с северо-южной компонентой ММП. Чтобы разобраться с этим обстоятельством интересно посмотреть связь между геомагнитными индексами и межпланетными параметрами, дифференцируя весь массив данных на два подмассива в зависимости от знака Bn ММП. На рис. 2 показаны зависимости индексов ASY-H и *SYM-Н* от компоненты Bn при разном направлении Bn ΜΜΠ. Коэффициенты корреляции r в уравнениях линейной аппроксимации между ASY-H и Bn и SYM-H и Bn в первом случае равны 0.189 и -0.065 соответственно, а во втором случае -0.586 и 0.528 соответственно. Отсюда, можно констатировать, что индексы кольцевого тока при северном направлении ММП практически не

зависят от Bn, тогда как при южном направлении ММП оба индекса заметно связаны с Bn: с ростом абсолютной величины Bs индексы *ASY-H* и *SYM-H* растут по абсолютной величине, здесь Bs – южная компонента ММП. Коэффициенты регрессии а и свободные члены b в уравнениях линейной аппроксимации между геомагнитными индексами *ASY-H*, *SYM-H* и межпланетными параметрами V, B, Bn по всему массиву данных и при разном знаке Bn ММП приведены в таблице. Уравнения регрессии при южном направлении ММП можно записать в виде: *ASY-H* = -5.60·Bs + 17.17 и *SYM-H* = 8.09·Bs – 8.53.

По данным таблицы, можно заметить, что показатели а и b в уравнениях связи *ASY-H* и *SYM-H* с параметрами V и B по всему массиву представляют собой средние значения от результатов суммирования таких показателей при Bn>0 и Bn≤0. Следует отметить, что зависимости индексов *ASY-H* и *SYM-H* от скорости солнечного ветра при разном направлении Bn MMП не меняются. Коэффициенты корреляции между V и Bn при обоих знаках Bn меньше 0.018, что свидетельствует о независимости V и Bn MMП между собой. Практически независимо друг от друга меняются V и B (r <0.22). Характер зависимости индексов *ASY-H* и *SYM-H* и *SYM-H* и *SYM-H* и *SYM-H* и *SYM-H* от скорости солнечного ветра при разных знаках Bn ММП не одинаков – при южном направлении MMП коэффициенты корреляции между *ASY-H* и *SYM-H*, с одной стороны, и B, с другой стороны, заметно выше, чем при северном направлении: в случае *ASY-H* и *SYM-H*, с одной стороны, и B, с случае *SYM-H* г = -0.54 и r = -0.27 соответственно. То есть связь между индексами и модулем MMП при учете знака Bn MMП подобна приведенной на рис. 2 между индексами и компонентой Bn MMП.

Таблица. Коэффициенты регрессии а и свободные члены b в уравнениях линейной аппроксимации между геомагнитными индексами *АSY-H*, *SYM-H* и межпланетными параметрами V, B, Bn по всему массиву данных и при разном знаке Bn MMП.

Знак <i>Вп</i>	Число дней	Индекс	V		В		Bn	
10110111			а	В	а	b	а	b
Весь	10759	ASY-H	0.05	-0.33	2.45	5.23	-2.08	20.70
массив		SYM-H	-0.09	24.12	-2.66	3.54	3.46	-13.29
Bn > 0	5089	ASY-H	0.04	-0.90	1.79	7.32	1.23	17.44
		SYM-H	-0.08	26.42	-1.50	-0.48	-0.76	-9.26
$Bn \leq 0$	5670	ASY-H	0.05	0.21	3.11	3.01	-5.60	17.17
		SYM-H	-0.09	22.02	-3.82	7.72	8.09	-8.53

На рис. 3 приведены соотношения между модулем В ММП и компонентой Вп ММП при южном и северном направлениях ММП по всему массиву данных. Соответствующие уравнения регрессии выглядят так: при южном направлении ММП $B = -1.24 \cdot B_S + 5.07$, при северном $B = 1.20 \cdot B_N + 5.12$. Как видно, зависимости



Рисунок 3. Соотношение между модулем В ММП и компонентой Вп ММП при южном (слева) и северном (справа) направлениях ММП по всему массиву данных, r – коэффициенты корреляции.

одинаковы – коэффициенты а и свободные члены b практически равны с учетом знака Bn. Однако, индексы ASY-H и SYM-H проявляют разную зависимость от В и Вп при разном направлении ММП (рис. 2). Очевидно, что такая картина является следствием реакции внутримагнитосферных процессов на направление ММП. Известно [Lockwood and McWilliams, 2021], что механизмы проникновения энергии ИЗ солнечного ветра в магнитосферу при южном и северном направлении ММП иные. А тот факт, что коэффициенты корреляции между АSY-Н и В ММП при обоих направлениях Вп выше, чем между *SYM-H* и *B* ММП отражает, вероятно, природу этих индексов – SYM-H характеризует интенсивность симметричной компоненты магнитосферного кольцевого тока и токов магнитопаузы и хвоста, а





Рисунок 4.

Распределения разностей индексов (ASY-H - ASY-H(B)) (а – в) и (SYM-H - SYM-H(B)) (г – е) как функций их связи с Bn MMП по всему массиву данных без разделения по знаку Bn (а, г) и с разделением по знаку Bn (б, в, д, е).

Оценим вклады модуля ММП в индексы ASY-H и SYM-H и вычтем их из экспериментальных значений индексов. Для этого используем коэффициенты регрессии а И свободные члены *b* в уравнениях линейной аппроксимации между геомагнитными индексами АSY-H, SYM-Н и модулем В ММП из таблицы. Полученные после исключения рассчитанных вкладов ASY-H(B) SYM-H(B)И ИЗ экспериментальных значений индексов разности приведены на рис. 4. Распределения разностей индексов (ASY-H – ASY-H(B)) и (SYM-H – SYM-H(B)) относительно северо-южной компоненты ММП без разделения по знаку Bn представлены в панелях (а) и (г), для $Bn \leq 0$ в панелях (б) и (д), для Bn > 0в панелях (в) и (е) соответственно. Видно, что данные распределяются достаточно закономерно с

уменьшением северной компоненты ММП и ростом южной компоненты ММП разности возрастают от отрицательных значений до положительных в случае (ASY-H - ASY-H(B)) и наоборот в случае (SYM-H - SYM-H(B)). Напомним, что в панелях (δ) и (d) разности индексов представлены для чисто южных направлений ММП ($Bn \le 0$), а в панелях (e) и (e) для чисто северных направлений. Однако ввиду того, что коэффициенты корреляции сопоставляемых данных в панелях (δ , e, d, e) малы, следует признать, что такой способ поиска связи индексов с Bn-компонентой ответа не дает. Поэтому надо отдать предпочтение рассмотрению связи индексов с Bn, когда массив данных не разделяется по знаку Bn – панели (a) и (z), но с учетом вклада B. Коэффициент корреляции между (ASY-H - ASY-H(B)) и Bn больше 0.4, а между (SYM-H - SYM-H(B)) и Bn больше 0.5. Таким образом, можно заключить, что после исключения вклада модуля ММП в индексы ASY-H и SYM-H, эти индексы проявляют заметную линейную корреляционную связь с северо-южной компонентой ММП: индексы ASY-H и SYM-H растут по мере поворота Bn с северного на южное направление, при этом SYM-H нарастает почти в 3 раза сильнее, чем ASY-H. Соответствующие уравнения регрессии можно записать следующим образом: $\Delta ASY-H = ASY-H - ASY-H(B) = -2.11 \cdot Bn + 0.07$ и $\Delta SYM-H = SYM-H - SYM-H(B) = 6.12 \cdot Bn - 16.91$.

4. Основные результаты

1. Выполнен корреляционный анализ среднесуточных значений геомагнитных индексов *АSY-H и SYM-H* со скоростью солнечного ветра, величиной и северо-южной компонентой межпланетного магнитного поля. Определены регрессионные уравнения, описывающие зависимости среднесуточных значений индексов *ASY-H* и *SYM-H* от перечисленных параметров солнечного ветра.

2. Обнаружено, что при описании связи геомагнитных индексов *ASY-H* и *SYM-H* с северо-южной компонентой *Вn* межпланетного магнитного поля необходимо учитывать вклад модуля *B* межпланетного магнитного поля.

Работа выполнена в рамках государственного задания (номер госрегистрации № 122011700182-1).

Литература

- Вайсберг О.Л., Смирнов В.Н., Застенкер Г.Н., Савин С.П., Веригин М.И. (2008), Взаимодействие солнечного ветра с внешней магнитосферой Земли, *Плазменная гелиогеофизика*. Т. 1. Под ред. Л.М. Зеленого, И.С. Веселовского, М.: ФИЗМАТЛИТ, 378–422.
- Ермолаев Ю.И., Лодкина И.Г., Николаева Н.С., Ермолаев М.Ю. (2010), Статистическое исследование влияния межпланетных условий на геомагнитные бури, *Космические исследования*, Т. 48, № 6, 499–515.

- Alexeev I.I., Belenkaya E.S., Kalegaev V.V., et al. (1996), Magnetic storms and magnetotail currents, J. Geophys. Res., V. 101, no. A4, 7737–7747, DOI: 10.1029/95JA03509
- Dubyagin S., Ganushkina N., Kubyshkina M., Liemohn M. (2014), Contribution from different current systems to SYM and ASY midlatitude indices, J. Geophys. Res., V. 119, 7243–7263, DOI:10.1002/2014JA020122
- Iyemori T., Araki T., Kamei T., Takeda M. (1992), Mid-latitude geomagnetic indices ASY and SYM (Provisional), No. 1 (1989–1990), Internal Report of Data Analysis Center for Geomagnetism and Space Magnetism, Kyoto University, Japan.
- Iyemori T., Takeda M., Nose M., Odagi Y., Toh H. (2010), Mid-latitude Geomagnetic Indices "ASY" and "SYM" for 2009 (Provisional), Available at http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/aeasy/asy.pdf
- Liemohn M.W., McCollough J.P., Jordanova V.K., Ngwira C.M., Morley S.K., Cid C., et al. (2018), Model evaluation guidelines for geomagnetic index predictions, *Space Weather*, V. 16, 2079–2102, https://doi.org/10.1029/2018SW002067
- Lockwood M., McWilliams K.A. (2021), On optimum solar wind magnetosphere coupling functions for transpolar voltage and planetary geomagnetic activity, *J. Geophys. Res.*, V. 126, e2021JA029946, https://doi.org/10.1029/2021JA029946
- Maltsev Y.P., Arykov A.A., Belova E.G., et al. (1996), Magnetic flux redistribution in the storm time magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, V. 101, no. A4, 7697–7704, DOI: 10.1029/95JA03709
- Newell P.T., Sotirelis T., Liou K., Meng C.-I., Rich F.J. (2007), A nearly universal solar wind-magnetosphere coupling function inferred from 10 magnetospheric state variables, *J. Geophys. Res.*, V. 112, A01206, DOI: 10.1029/2006JA012015
- Tsyganenko N.A., Sitnov M.I. (2005), Modeling the dynamics of the inner magnetosphere during strong geomagnetic storms, *J. Geophys. Res.*, V. 110, A03208, DOI: 10.1029/2004JA010798
- Weygand J.M., McPherron R.L. (2006), Dependence of ring current asymmetry on storm phase. J. Geophys. Res., V. 111, A11221, DOI: 10.1029/2006JA011808



Polar Geophysical Institute

DOI: 10.51981/2588-0039.2023.46.011

ИССЛЕДОВАНИЯ СУБАВРОРАЛЬНОЙ ИОНОСФЕРЫ И МАГНИТОСФЕРЫ С ПОМОЩЬЮ ГЕОФИЗИЧЕСКИХ СПУТНИКОВ И МЕТОДОМ КОРОТКОВОЛНОВОЙ РАДИОЛОКАЦИИ

В.Л. Халипов¹, Г.А. Котова¹, А.Е. Степанов²

¹Институт космических исследований РАН, Москва, Россия; e-mail: khalipov@iki.rssi.ru ²Институт космофизических исследований и аэрономии СО РАН им. Ю.Г. Шафера, Якутск, Россия

Аннотация

В работе анализируются результаты многолетних комплексных экспериментов, выполненных на сети станций Якутского геофизического полигона и с помощью ионосферных и высоко-апогейных спутников. Наземные оптические измерения выполнялись в обсерватории Маймага (L = 3.2). Ионосферные наблюдения проводились в Якутске (L = 3.0), Жиганске (L = 4.0), Тикси (L = 5.6), Подкаменной Тунгуске (L = 3.0) и Магадане (L = 2.9) методами вертикального и наклонного зондирования с помощью высокопотенциальных двойных горизонтальных ромбических антенн. Настоящая работа суммирует физические свойства поляризационного джета с целью проведения геофизической верификация возможных механизмов его формирования. По ионограммам ионосферных станций при сопоставлении их со спутниковыми измерениями быстрых струйных течений плазмы выявлена сигнатура поляризационного джета. Это позволило использовать 15-минутные ионозондовые измерения общирной сети станций для исследования локального и быстро протекающего процесса развития поляризационного джета. Это также дало возможность провести сопоставление с измерениями энергичных ионов на спутнике AMPTE/ССЕ и установить, что поляризационный джет развиваются на внутренней границе кольцевого тока. По многолетним измерениям ионозондов было установлено, что поляризационный джет возникает в около-полуночном секторе на взрывной фазе суббури в области разрыва Харанга.

Введение

С начала 70-х годов метод регистрации наклонно-отраженных сигналов от ионосферы в коротковолновом диапазоне стал развиваться в лаборатории ионосферных исследований ИКФИА. Сначала в Якутске, затем на станциях Жиганск и бухта Тикси. В это же время осуществлялся Советско-Французский проект АРКАД с использованием прямых (in-situ) измерений тепловой и энергичной плазмы на спутниках Ореол-1-3, а также



Рисунок 1. Зависимость времени появления поляризационного джета на ионосферной ст. Якутск от времени начала суббури со значениями АЕ-индекса превышающими 500 нТ. Штриховая линия обозначает отсутствие задержки между событиями. измерений энергичных ионов кольцевого тока на аппарате АМРТЕ/ССЕ и измерения серии спутников DMSP. Для понимания механизма формирования поляризационного джета (ПД) необходимо установить, на какой фазе суббуревого возмущения он развивается. Измерения на спутниках не могут дать точную привязку по времени этого локального быстроразвивающегося процесса. По измерениям двух компланарных спутников DE-1,-2 P.K.Anderson с соавторами (1993) соотнесли появление ПД с фазой развития суббури. Частота зондирования зонда АИС составляет 15 минут, в них может попадать и фаза взрыва суббури и фаза развития. Развертка частоты ионозонда - 40 секунд. За ряд лет мы выбрали моменты развития ПД по данным станции Якутск, при которых момент начала суббури по АЕ индексу совпадает с началом развертки частоты ионозонда. Для таких событий развитие ПД в околополуночном секторе происходит на взрывной фазе суббури.

Описание результатов экспериментальных исследований

За ряд лет мы выбрали моменты развития ПД по данным ионосферной станции Якутск – ось ординат на Рис. 1 и

Исследования субавроральной ионосферы и магнитосферы с помощью геофизических спутников...



Рисунок 2. Измерения энергичных ионов на спутнике AMPTE/CCE 19 сентября 1984 года вблизи меридиана ионосферной ст. Подкаменная Тунгуска, где регистрировался ПД. Граница инжекции ионов (nose-event) (стрелка) наблюдалась в 13 UT в вечернем секторе 17.3 LT на L = 3.1 через три часа после начала магнитной бури по AE-индексу.

сравнили с моментами начала суббури по АЕ индексу ось абсцисс. Штриховая линия на Рис. 1 обозначает отсутствие задержки между этими событиями. Можно видеть, что в около-полуночном секторе наблюдается ряд событий развития ПД с нулевой задержкой относительно начала развития суббури. Таким образом, в пределах нескольких минут ПД развивается на взрывной фазе Подробный анализ магнитограмм таких суббури. событий показал, что они регистрируются при прохождении станцией биполярной вариации горизонтальной компоненты магнитного поля – разрыва Харанга (*Khalipov et al.*, 2001).

На спутнике АМРТЕ/ССЕ с помощью энерго-массуглового анализатора ионов проведены наблюдения ионов кольцевого тока в диапазоне энергий 1 – 300 кэВ (Krimigis et al., 1985). Спутник активно работал с сентября 1984 г. по ноябрь 1988 г. За этот период выполнены сопоставления внутренней границы кольцевого тока и положения ПД по сети ионосферных станций. На Рис. 2 приведен пример измерения энергичных ионов - носовых явлений (nose-events) вблизи станции Подкаменная Тунгуска во время длительной магнитной бури и формирования ПД (Khalipov et al., 2003). Внутренняя граница кольцевого тока по данным спутника AMPTE/CCE расположена на L = 3.1 и близко совпадает с L-оболочкой ст. Подкаменная Тунгуска, где регистрируется ПД (Khalipov et al., 2003). При измерениях частиц кольцевого тока вблизи области инжекции около-полуночном в секторе MLT наблюдается общая резкая граница для частиц

кольцевого тока всех энергий. Подробно рассмотрено более 15 случаев развития ПД и одновременных измерений энергичных частиц кольцевого тока во время суббурь и больших магнитных бурь, и во всех случаях наблюдается совпадение границ двух явлений.



Рисунок 3. Одновременные измерения дрейфа плазмы на спутниках DMSP при пролетах в южном и северном полушариях и дигизондом DPS-4 на станции Якутск (отмечено стрелками на полярных диаграммах) во время развития ПД. Восходящие потоки над структурой ПД превышают 1 км/сек.

По Допплеровским измерениям с помощью ионозонда DPS-4 обнаружено, что над полосой ПД в слое F во время суббурь наблюдаются высокие скорости (150 – 180 м/с) продольного – вдоль магнитного поля - дрейфа плазмы. По измерениям дрейфметра на спутниках DMSP на высоте ~ 850 км наблюдались высокие скорости вертикального продольного дрейфа – 1.0 – 1.2 км/с - Рис. 3.

Эти измерения ПД выполнены в условиях освещенной летней ионосферы. Процессы выноса ионизации столь интенсивны, что формируется глубокий провал в электронной концентрации и его резкая полярная кромка, показанная точками на полярных диаграммах. Измерения дрейфа плазмы дигизондом DPS-4 хорошо согласуются со спутниковыми измерениями дрейфа.

На Рис. 4 показаны измерения с помощью интерферометра Фабри-Перо температуры нейтральной атмосферы на станции Маймага 2 декабря 1989 г. в полосе ПД (*Alexeyev et al.*, 1991; *Khalipov et al.*, 2018) Эти измерения показывают, что в структурах, где развивается ПД с внедренной в него красной дугой, температура нейтральной атмосферы повышается до 1200 – 1450 К относительно уровня 1000 К, который наблюдается по невозмущенным дням месяца. Поскольку плотность нейтральной атмосферы на высотах F- области ~ 10⁸ см⁻³ такое повышение температуры свидетельствует о диссипации энергии в десятки эрг см⁻³·с⁻¹. Этот приток энергии связан с фрикционным разогревом среды при движении ионов со скоростью 1 – 3 км/с под воздействием электрического поля большой величины.



Рисунок 4. Оптические и ионосферные измерения 2 декабря 1989 г. Слева: вариации параметров ионосферы при развитии ПД и красной дуги. Светлые кружки показывают ход критических частот (f0F2), черные кружки - минимальную высоту слоя F2, крестики - частоты слоя F3s, характерного для ПД. Справа: а) положение красной дуги по измерениям сканирующего фотометра, b) интенсивность линии 630.0 нм в дуге, с) измерения температуры нейтральной атмосферы в F-области. Пунктирная линия с крестиками - среднемесячный ход температуры нейтральной атмосферы в невозмущенные дни.

Обсуждение результатов

Если плазма с энергией в десятки кэВ попадает в сильное магнитное поле, то на ее границе возникает поляризационное электрическое поле большой величины. Энергичные ионы на границе совершают ларморовское вращение и проникают на 30 - 50 км от резкой границы плазмы. Электроны замагничены (у них меньше масса и ларморовский радиус) и смещаются незначительно. Это механизм был рассмотрен G. Haerendel (1970). J. De Keyser с соавторами (1998, 1999) выполнил необходимые расчеты для подтверждения его эффективности в создании электрических полей ПД. Возникли как возражения, состоящие в том, что эти поля будут нейтрализованы электронами фоновой плазмой, так и экспериментальные свидетельства в пользу того, что поля поляризации столь высоки и могут повышать энергию окружающей плазмы до нескольких кэВ и приводить к расширению структуры до SAPS. W.J. Burke с соавторами (1998) по мульти-спутниковым измерениям на космических аппаратах DMSP и CRESS сообщил, что результаты наблюдения ПД находят свое объяснение в случае действия генератора напряжения, расположенного в приэкваториальной области магнитосферы. Рассмотренный нами важный экспериментальный результат о возникновении ПД на взрывной фазе суббури обосновывает механизм генерации ПД как работу генератора напряжения в приэкваториальной области. Только в этом случае возможно столь быстрое возникновение электрических полей. Причем ПД развивается внутри плазмосферы, как это показано по многочисленным синхронным измерениям на спутниках DE-1,-2 (Horwitz et al., 1986).

Есть и другие точки зрения, где определяющим является генератор тока (Anderson et al., 1993; Anderson et al., 2001; Karlsson et al., 1998) или модель токового контура (Mishin, 2013; Mishin et al., 2017).

За период активной работы спутника AMPTE/CCE (сентябрь 1984 г. – ноябрь 1988 г.) было много случаев синхронных спутниковых и наземных измерений. Все они показали, что поляризационный джет развивается на внутренней границе кольцевого тока.

Высокие скорости вертикального дрейфа плазмы в полосе поляризационного дрейфа (Рис. 3) позволяют считать этот процесс важным фактором в формировании резкого провала электронной плотности в F-области ионосферы.

Насколько нам известно, интерферометрические измерения температуры нейтральной атмосферы (Tn) в ПД являются уникальными (Puc. 4). Они свидетельствуют об огромной диссипации энергии, вызывающей повышение Tn на 200-400 градусов. Всего было проанализировано 5 таких случаев и все они показали рост Tn на несколько сот градусов в полосе поляризационного джета.

Выводы

- По наземным ионозондовым измерениям на станции Якутск установлено, что ПД в околополуночном секторе возникает в области разрыва Харанга на взрывной фазе суббури. Это свидетельствует в пользу действия генератора напряжения в приэкваториальной области, который порождает электрические поля в полосе ПД.

- По сопоставлениям измерений ионов кольцевого тока на спутнике AMPTE/CCE и синхронной регистрации ПД на сети ионосферных станций установлено, что ПД развивается на внутренней границе кольцевого тока.

- По наблюдениям на спутниках DMSP и ионозонда DPS-4 выявлено, что над полосой поляризационного джета формируется восходящий поток ионов со скоростью 1 – 1.5 км/с.

- По измерениям интерферометром Фабри-Перо температура нейтральной атмосферы в области ПД и внедренной в него субавроральной красной дуги повышена до 1200-1400 К относительно среднего уровня 1000 К, определенного по невозмущенным дням месяца.

Список литературы

Alexeyev, V.N., Khalipov, V.L., Ievenko, I.B., Ignatiev, V.M., Optical and ionospheric observation in the region of subauroral red arcs, In: Research on Geomagnetism, Aeronomy and Solar Physics, vol.93, Nauka Moscow, 143-152, 1991 (in Russian).

Anderson, P.C., Hanson, W.B., Heelis, R.A., Craven, J.D., Baker, D.N., Frank, L.A., A proposed production model of rapid subauroral ion drifts and their relationship to substorm evolution, J. Geophys. Res., vol.98, 6069, 1993.

Anderson, P.C., Carpenter, D.L., Tsuruda, K., Mukai, T., Rich, F.J., Multisatellite observations of rapid subauroral ion drifts (SAID), J. Geophys. Res, vol.106, 29585–29599, 2001.

Burke, W.J., Maynard, N.C., Hagan, M.P., Wolf, R.A., Wilson, G.R., Gentile, L.C., Gussenhoven, M.S., Huang C.Y., Garnet, T.W., Rich, F.J., Electrodynamics of the inner magnetosphere in dusk sector by CRESS and DMSP during magnetic storm of June 4-6,1991, J. Geophys. Res., vol.103, 29399-29418, 1998.

De Keyser, J., Roth, M., Lemaire, J., The magnetospheric driver of subauroral ion drifts, Geophys. Res. Lett., vol.25, 1625-1628, 1998.

De Keyser, J., Formation and evolution of subauroral ion drift in the course of a substorm, J. Geophys. Res., vol.104, 12339, 1999.

Haerendel, G., Particles and Fields in the Magnetosphere, edited by B.M. McCormac, pp. 416-430, D. Reidel, Dordrecht, Netherlands, 1970.

Horwitz, J.L., Brace, L.H., Comfort, R.H., Chappel, C.R., Dual-Spacecraft Measurements of Plasmasphere-Ionosphere Coupling, J. Geophys. Res., vol.91, A10, 11203-11216, 1986.

Karlsson, T., Marklund, G.T., Blomberg, L.G., Malkki, A., Subauroral electric fields observed by the Freja satellite: A statistical study, J. Geophys. Res., vol.103, 4327, 1998.

Khalipov, V.L., Galperin, Yu.I., Stepanov, A.E., Shestakova, L.V., Formation of a polarization jet during the expansion phase of a substorm: results of ground-based measurements, Kosmicheskie Issledovaniya, vol.39, 226, 2001.

Khalipov, V.L., Galperin, Yu.I., Stepanov, A.E., Bondar, E.D., Formation of polarization jet during injection of ions into inner magnetosphere, Adv. Space Res., vol.31(5), 1303-1308, 2003.

Khalipov, V.L., Stepanov, A.E., Ievenko, I.B., Kotova, G.A., Panchenko, V.A., Formation of red arc in the polarization jet band, JASTP, vol.179, 494-503, 2018.

Krimigis, S.M., Gloeckler, G., McEntire, R.W., Potemra, T.A., Scarf, F.L., Shelley, E.G., Magnetic storm of September 4, 1984: A synthesis of ring current spectra and energy densities measured with AMPTE/CCE, Geophys. Res. Lett., vol.12(5), 329-332, 1985. doi: 10.1029/GL012i005p00329

Mishin, E., Interaction of substorm injections with the subauroral geospace: 1. Multispacecraft observations of SAID, J. Geophys. Res. Space Physics, vol.118, 5782–5796, 2013. doi:10.1002/jgra.50548

Mishin, E., Nishimura, Y., Foster, J., SAPS/SAID revisited: A causal relation to the substorm current wedge, J. Geophys. Res., vol.122, 8516–8535, 2017. doi:10.1002/2017JA024263



DOI: 10.51981/2588-0039.2023.46.012

PLATEAU REGIONS IN THE MAGNETOSPHERIC PLASMA PRESSURE DISTRIBUTION AND LARGE-SCALE FIELD-ALIGNED CURRENTS

I.P. Kirpichev¹, E.E. Antonova^{2,1}

 ¹Federal State Budgetary Institution of Science Space Research Institute of the Russian Academy of Sciences (IKI), Moscow, Russia
 ²Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Moscow State University, Moscow, 119991, Russia

E-mails: *ikir@iki.rssi.ru*, *elizaveta.antonova@gmail.com*

Abstract

The radial distribution of the magnetospheric plasma pressure frequently shows the existence of definite features such as local increases and decreases. Regions with near to constant radial plasma pressure distribution were observed using INTERBALL/Tail probe and THEMIS mission satellites. Such regions were named the plasma pressure plateaus. In spite of the simultaneous observations near the same plateau pressure distribution by two satellites at near the same orbits with time delay ~30 min, it is essential to precisely separate purely temporal pressure changes from spatial variations. We compare the results of THEMIS observations with the predictions of *Tsyganenko and Mukai* [2003] model of magnetotail plasma pressure distribution using observed IMF and solar wind conditions from the OMNI data base. We also determine the projection of the observed pressure plateau to *Iijima and Potemra* [1978] picture of field-aligned currents using TS01, TA16 models. We show that observed plasma pressure profile cannot be the result of the temporal pressure changes.

1. Introduction

Problem of large-scale magnetosphere-ionosphere interactions and the formation of the dawn-dusk large scale electric field continues to be one of the most actual magnetospheric problems. Such field at ionospheric altitudes is supported by large-scale field aligned currents frequently named Birkeland currents. Long history of Birkeland current studies start from observations of *Zmuda and Armstrong* [1974], *Iijima and Potemra* [1976, 1978]. The statistical distribution of downward and upward currents was obtained and the main current systems, which includes Region 1 and Region 2 field-aligned current systems were selected. Iijima and Potemra field-aligned currents continue to exist during quiet geomagnetic conditions when plasma flow velocity is much smaller than the Alfvén and sound velocities. Therefore, they are generated in the conditions of magnetostatic equilibrium when the Ampere force is compensated by plasma pressure gradients. The proof of such point of view requires the determination of magnetospheric plasma pressure gradients and configuration of magnetospheric currents. In spite of multiple satellite observations such problem is not solved till now. That is why any new information about the location of field-aligned current sources is rather important.

Region 1 and Region 2 currents have different signs at definite geomagnetic latitudes. Region of the change of the sign is the region of near to zero field-aligned current. Statistical distributions of Region 1 and Region 2 currents frequently have noticeable latitudinal gaps, which are seen as trapezoidal variations in the low orbiting magnetic field distortions. Such gaps can correspond to regions with near to zero plasma pressure gradients as in the condition of magnetospheric equilibrium field-aligned current density is determined by Grad-Vasyliunas-Boström -Tverskoy [*Grad*, 1964; *Vasyliunas*, 1970; *Boström*, 1975; *Tverskoy*, 1982] equation:

$$j_{||} = \mathbf{b} [\nabla W \times \nabla p] B_i / B_e \tag{1}$$

where $j_{||}$ is the density of field-aligned current, B_i and B_e are the magnitudes of the local magnetic field at ionospheric altitudes and in the geomagnetic equator, **b** is the unit vector along the magnetic field, $W=\int dl/B$ is the specific volume of the magnetic flux tube, p is the plasma pressure. $j_{||}$ is near to zero if $\nabla p \approx 0$.

Distribution of the pressure plateau regions has not been extensively studied, although in some events such regions have been identified. It was shown using data of INTERBALL/Tail probe [*Pisarenko et al.*, 2003; *Antonova*, 2003; *Kirpichev*, 2004] that pressure plateau regions can exist at geocentric distances of ~10 R_E . The pressure plateau regions were identified by *Kirpichev and Antonova* [2022] during the passage of two THEMIS satellites (A and D) in February 2009. This study analyzed nighttime radial profiles of plasma pressure (ion plus electron). The stable existence of plateau plasma structures was confirmed, within which pressure did not actually change (the pressure gradient within these regions at distances from 8 to 11 R_E were significantly lower than the gradients outside of these regions). It was also shown that stable plateau pressure distributions can exist for periods larger than 30 min. It is well known that it is very difficult to separate purely temporal pressure changes from spatial variations especially taking into account 57

that magnetic field line stretching is usually observed in the analyzed region before the substorm expansion phase onset. Possible way of such verification is the comparison of observed plateau with the model prediction sequentially calculated in accordance with magnetospheric boundary conditions during plateau observation. The real proof of the quasi-stationary pressure plateau existence can be the coincidence of its projection to the ionospheric altitudes with the quasi-stationary region with very small field-aligned current value such as the gap between Region 1 and Region 2 field-aligned currents in the *Iijima and Potemra* [1978] picture of field-aligned current distribution.

In this paper we compare selected plasma pressure plateau with the *Tsyganenko and Mukai* [2003] model (TM2003) of the geomagnetic tail pressure distribution. We project observed in [*Kirpichev and Antonova*, 2022] plasma plateau regions to ionospheric altitudes using TS01 [*Tsyganenko*, 2002] and TA16 [*Tsyganenko and Andreeva*, 2016] magnetic field models and compare the projections with the *Iijima and Potemra* [1978] quiet time field-aligned current distribution.

2. Data Analysis

The measurements from two devices ESA and SST (THEMIS mission) [*Angelopoulos*, 2008; *McFadden et al.*, 2008; *Sibeck and Angelopoulos*, 2008] was used to estimate the plasma pressure (ion plus electron). We employed the methodology provided in the SPEDAS 5.0 software by the THEMIS team http://themis.ssl.berkeley.edu/ [*Angelopoulos et al.*, 2019].

Three upper panels at Figure 1 show components of local magnetic field in solar-magnetospheric (SM) coordinate system for THEMIS D measurements February 02, 2009 from 00:58 till 09:25 UT when plasma pressure plateau was observed from 8.25 till 11 R_E (which corresponds to the time interval from 02:03 to 06:14) in radial pressure distribution (triangles at lower panel) with bin selection ~0.28 R_E . Symbols show the median values. Blue vertical lines select pressure plateau region. To produce the projection of definite equatorial region to ionospheric altitude it is necessary to use the magnetic field model. We used TS01 and TA16 models. Median values of solar wind and IMF parameters are determined for every bin using OMNI data base. Model calculations are produced for every bin. Red lines show TS01 magnetic field values, green lines are TA16 values. It is possible to see that two selected magnetic field models reproduce the observed magnetic field distribution with different accuracy. However, the difference of measured and model values is not very much and it is possible to use these models for the plateau region projection to ionospheric altitudes with definite care understanding difficulties of such projection.

Forth panel in Figure 1 shows the comparison of TM2003 tail plasma pressure model with experimental data. Blue dashed line is the model ion pressure in accordance with TM2003 model. Green rectangles show the approximation errors calculated using median OMNI values for every bin. For a qualitative comparison, the radial behavior of the model pressure was obtained starting from distances of 9.5 R_E, which is slightly closer to the Earth than the model applicability limit (R>10 R_E in the night sector). For the events of February 02, 2009 and February 13, 2009 from [*Kirpichev and Antonova*, 2022] the model gives the sharp increase in pressure as the distance decreases from ~11 R_E . Situation with other events is not so clear. At the same time, the experimental data show that, on average, the pressure at these distances near to constant. To improve visualization in the lower panel of Figure 1, the red dashed line shows the trend for the pressure profiles. The red arrow indicates difference in slopes. Therefore, our analysis shows that observed plateau can not be formed as the result of the change of external boundary conditions during period of plateau registration.



Figure 1. Components of the local magnetic field in the SM coordinate system (B_x is shown by ×, B_y is shown by *, B_z is shown by circles) and plasma pressure for the event February 02, 2009. The azimuthal angle θ , calculated from midnight to dawn, is indicated on the horizontal axis alongside the radial distance.

I.P. Kirpichev and E.E. Antonova

Figure 2 shows *Iijima and Potemra* [1978] field-aligned current picture and projections of plateau region for event 02.02.2009 onto ionospheric heights using the TS01 (red line) and the TA16 (green line) models of the geomagnetic field. Both projections actually fell into the gap between the current sheets Regions 1 and 2. Near the same situation take place for the event February 03, 2009 from [*Kirpichev and Antonova*, 2022]. However, better coincidence with the gap in Iijima and Potemra picture is observed for TA16 projection. The situation with other events is not so clear. Projections are shifted at larger latitudes. However, they are located in the Region I field-aligned current location. Such feature can be explained as the result of overstretching of models with the predetermined geometry of magnetospheric currents [*Antonova et al.*, 2018].



Figure 2. Projection of plasma plateau region onto ionosphere on 02.02.2009 using TS01 (red line) and TA16 (green line).

3. Conclusions

Our analysis supports the conclusion of [*Kirpichev and Antonova*, 2022] paper about the formation of plasma pressure plateau between sources of Region 1 and Region 2 field-aligned currents of *Iijima and Potemra* [1976, 1978]. We show using *Tsyganenko and Mukai* [2003] ion pressure model that plasma pressure plateau can not be observed as a temporal phenomena during period of plateau registration. Projections to the ionospheric heights using TS01 and TA16 models and comparison with Iijima and Potemra field-aligned current picture coincide with gap between field-aligned current sheets of Iijima and Potemra. This coincidence is a good confirmation of the assumption about the generation of field-aligned currents by pressure gradients near the equatorial plane. The important result of our finding is the possibility to identify the position of the boundary of Region 1 and Region 2 sources of current systems as the results of different models frequently suggest the source of the Region I currents in the magnetospheric boundary layers or very far from the geocentric distance ~10 R_E . The existence of the gap between sources of Region 1 and Region 2 currents during quiet geomagnetic conditions at geocentric distance 8.5-11 R_E supports the conclusion of their generation by ring current plasma pressure gradients (see [*Antonova et al.*, 2023] and references therein).

References

- Angelopoulos V. (2008). The THEMIS mission. Space Sci. Rev., Vol. 141, № 1–4, pp. 5–34. http://dx.doi.org/10.1007/s11214-008-9336-1
- Angelopoulos V., Cruce P., Drozdov A., Grimes E.W., Hatzigeorgiu N., and King D.A. (2019). The Space Physics Environment Data Analysis System (SPEDAS). Space Sci. Rev., Vol. 215, pp. 9. http://dx.doi.org/10.1007/s11214-018-0576-4
- Antonova E.E. (2003). Investigations of the hot plasma pressure gradients and the configuration of magnetospheric currents from Interball. Adv. Space Res., Vol. 31, № 5, pp. 1157–1166. http://dx.doi.org/10.1016/S0273-1177(03)00077-2

- Antonova E.E., Stepanova M.V., Kirpichev I.P., Ovchinnikov I.L., Vorobjev V.G., Yagodkina O.I., Riazanseva M.O., Vovchenko V.V., Pulinets M.S., Znatkova S.S., Sotnikov N.V. (2018). Structure of magnetospheric current systems and mapping of high latitude magnetospheric regions to the ionosphere. Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics, Vol. 177, pp. 103-114. http://dx.doi.org/10.1016/j.jastp.2017.10.013
- Antonova E.E., Stepanova M.V., Kirpichev I.P. (2023). Main features of magnetospheric dynamics in the conditions of pressure balance. Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics, Vol. 242, 105994, pp. 1-7. doi:10.1016/j.jastp.2022.105994
- Boström R. (1975). Mechanism for driving Birkeland currents. Physics of the hot plasma in the magnetosphere, pp. 341-365. Ed. by B. Hultgvist and L. Stenflo.
- McFadden J.P., Carlson C.W., Larson D., Ludlam M., Abiad R., Elliott B., Turin P., Marckwordt M., Angelopoulos V. (2008). The THEMIS ESA plasma instrument and in-flight calibration. Space Sci. Rev., Vol. 141, № 1–4, pp. 277–302. http://dx.doi.org/10.1007/s11214-008-9440-2
- Grad H. (1964). Some new variational properties of hydromagnetic equilibria. Physics of Fluids, Vol. 7, pp. 1283–1292. https://doi.org/10.1063/1.1711373
- Iijima T., Potemra T.A. (1976). The amplitude distribution of field-aligned currents at northern high latitudes observed by Triad. J. Geophys. Res., Vol. 81, pp. 2165–2174. https://doi.org/10.1029/JA081i013p02165
- Iijima T., Potemra T.A. (1978). Large-scale characteristics of field-aligned currents associated with substorms. J. Geophys. Res., Vol. 83, pp. 599–615. http://dx.doi.org/10.1029/JA083iA02p00599
- Kirpichev I.P. (2004). Distribution of plasma pressure in the geomagnetic tail in the transition region from dipole to quasidipole and stretched magnetic field lines: events on October 13, 1995 and March 13, 1996. Cosmic Research., Vol. 42, № 4, pp. 338-348. http://dx.doi.org/10.1023/B:COSM.0000039732.86850.78
- Kirpichev I.P., Antonova E.E. (2022). Plasma Pressure Plateau in the Night Sector of the Earth's Magnetosphere and Its Stability. Geomagnetism and Aeronomy, Vol. 62, Suppl. 1, pp. S28–S39. doi: 10.1134/S001679322260059X
- Pisarenko N.F., Budnik E.Yu., Ermolaev Yu.I., Kirpichev I.P., Lutsenko V.N., Morozova E.I., Antonova E.E. (2003). The main features of the ion spectra variations in the transition region from dipole to tailward streched field lines. Adv. Space Res., Vol. 31, Issue 5, pp. 1347-1352. https://doi.org/10.1016/S0273-1177(03)00018-8
- Sibeck D.G., Angelopoulos V. (2008). THEMIS Science Objectives and Mission Phases. Space Sci. Rev., Vol. 141, № 1–4, pp. 35–59. http://dx.doi.org/10.1007/s11214-008-9393-5
- Tsyganenko N.A. (2002). A model of the magnetosphere with a dawn-dusk asymmetry, 1, Mathematical structure. J. Geophys. Res., Vol. 107(A8). https://doi.org/10.1029/2001JA000219
- Tsyganenko N.A., Andreeva V.A. (2016). An empirical RBF model of the magnetosphere parameterized by interplanetary and ground-based drivers. J. Geophys. Res. Space Physics, Vol. 121, pp. 10,786–10,802. https://doi.org/10.1002/2016JA023217
- Tsyganenko N.A., Mukai T. (2003). Tail plasma sheet models derived from Geotail particle data. J. Geophys. Res., Vol. 108, p. 1136, A3. https://doi.org/10.1029/2002JA009707
- Tverskoy B.A. (1982). On magnetospheric field-aligned currents. Geomagn. Aeron., Vol. 22, pp. 991–995.
- Vasyliunas V.M. (1970). Mathematical models of magnetospheric convection and its coupling to the ionosphere, in B.M. McCormac (Ed.), Particles and fields in the magnetosphere (pp. 60–71). Hingham, MA: D. Reidel.
- Zmuda A.J., Armstrong J.C. (1974). The diurnal flow pattern of field-aligned currents. J. Geophys. Res., Vol. 79(31), pp. 4611–4619. https://doi.org/10.1029/JA079i031p04611



Polar Geophysical Institute

DOI: 10.51981/2588-0039.2023.46.013

AURORAL OVAL LONG-TERM CHANGES LINKED TO SECULAR VARIATIONS IN EARTH'S MAGNETIC FIELD AND GEOMAGNETIC ACTIVITY

Jose A. Ochoa¹, Bruno S. Zossi^{1,2} and Ana G. Elias^{1,2}

¹Laboratorio de Ionosfera, Atmosfera Neutra y Magnetosfera (LIANM), Departamento de Física, Facultad de Ciencias Exactas y Tecnología, Universidad Nacional de Tucumán, Argentina ²INFINOA, CONICET-UNT

Abstract

Changes in the Earth's magnetic field and in geomagnetic activity through solar wind conditions can both deeply modify the auroral ovals, which are the regions of most frequent precipitation of energetic particles causing aurora. These two auroral change drivers present long-term trends: the well-known magnetic field secular variation, and the Gleissberg cycle of solar and geomagnetic activity that can also be considered as a secular variation. In this work, both induced long-term changes are compared by estimating the variations in the auroral zone boundaries and area as a consequence of each one acting independently during the period 1932-2022. That is the last 9 decades, which is the period covered by Kp geomagnetic activity index availability. In the first case, the IGRF is used to estimate the time-evolution of the zone enclosed by the fixed geomagnetic latitudes typical for auroral boundaries during quiet geomagnetic activity levels considering steady interplanetary conditions, a Kp-based model is used considering an 11-year running mean of this index in order to filter out short-term variations typical of geomagnetic activity. A comparative analysis is then made between the auroral ovals modifications over these last 9 decades.

1. Introduction

The auroral ovals are regions where charged particles accelerate along magnetic field lines from the magnetosphere to the upper atmosphere. They play an important role in space weather (*Akasofu*, 1983; *Feldstein*, 2016) due to the consequences of particle precipitation on technological systems which during certain solar events, such as geomagnetic disturbances, can disrupt terrestrial communications, geospatial positioning systems, and satellite equipment, among other effects (*Olson and Amit*, 2006; *Hayakawa et al.*, 2020).

The auroral oval's nearly circular boundary, whose center aligns with the eccentric geomagnetic dipole (*Tsyganenko*, 2019; *Zossi et al.*, 2020) is linked to Earth's magnetosphere, which, in turn, depends on the geomagnetic field and solar wind conditions. They both present long-term changes that can lead to variations in auroral oval position, areas, and auroral frequency (*Silverman*, 1992).

Over the past 180 years, the secular variation of the geomagnetic field has been marked by a rapid dipole moment decrease (*Olson and Amit*, 2006; *Huguet et al.*, 2018). Under the self-similarity hypothesis for a pure dipole magnetic field and a steady solar wind during quiet conditions, and based on scaling relations, the polar cap boundary will shift to lower latitudes with a consequent increase in polar cap area as the Earth's dipole moment becomes weaker (*Siscoe and Chen*, 1975; *Vogt and Glassmeier*, 2001; *Glassmeier et al.*, 2004). Since the inner auroral ovals' boundary is given by the polar cap, then this shift to lower latitudes and area increase are also expected in auroral ovals' case. (*Schulz*, 1997; *Zossi et al.*, 2020).

Solar and geomagnetic activities exhibit long-term changes of longer timescales than the well-known quasi-decadal solar activity cycle, such as the ~90-year Gleissberg cycle (*Feynman and Ruzmaikin*, 2014), that also have an impact on auroral ovals. There are analytical models that simulate the auroral oval boundaries in terms of geomagnetic activity indices, such as Kp. For example, the methods by *Starkov* (1994) and *Zhang and Paxton* (2008). Through these methods, it is possible to assess the consequences of geomagnetic activity long-term variation on auroral ovals considering the long-term component of Kp variability. It can be anticipated that an increase in Kp, will lead to a shift of the oval towards lower latitudes and an expansion in its area, that is trends of the same sign as those resulting from a decrease in the geomagnetic field, while a decrease would produce the opposite effect.

In the present work, a comparison is made between the auroral ovals modifications along the last 9 decades due to both long-term trend drivers: Earth's magnetic field secular variation, considering the scaling law, and the long-term changes of the geomagnetic activity considering Starkov's method.

2. Methodology

In order to assess the effect of the geomagnetic activity's long-term changes on the auroral ovals, the empirical formula to determine auroral oval's boundaries in terms of Kp given by *Starkov* (1994) was used:

$$\theta = A_0 + A_1 \cos[15(t + \alpha_1)] + A_2 \cos[15(2t + \alpha_2)] + A_3 \cos[15(3t + \alpha_3)], \tag{1}$$

where θ is the boundary colatitude in geomagnetic coordinates and t is the local time in hours. The amplitudes A_i and phases α_i are obtained from

$$A_i \text{ or } \alpha_i = a_0 + a_1 \log_{10}(AL) + a_2 \log_{10}^2(AL) + a_3 \log_{10}^3(AL) , \qquad (2)$$

where a_i are constants tabulated for the outer (equatorial) and inner (polar) boundaries of the auroral oval and AL is calculated with Kp from

$$AL = 18.0 - 12.3 \, Kp + 27.2 \, Kp^2 - 2.0 \, Kp^3 \,. \tag{3}$$

In order to consider the long-term variation of Kp (obtained from https://kp.gfz-potsdam.de/app/files/Kp_ap_since_1932.txt), the original time series was smoothed with an 11-year running mean, shown in Fig. 1a. Fig. 2, shows as an example the auroral ovals obtained from Starkov model for a 11-year smoothed Kp value for 1937, that is Kp = 2.05.



Figure 1. (a) Kp index annual mean (black) and 11-year running mean (red). Red arrows indicate minimum periods of the Gleissberg cycle. (b) Secular variation of the dipole moment, M, of the Earth's magnetic field, obtained from IGRF-13.



Figure 2. Auroral oval equatorward (solid blue) and poleward (dashed blue) boundaries in (left panel) geomagnetic coordinates, with 12 LT at 0° (this is the sunward direction and where the auroral oval is thinner), and in (right panel) geographic coordinates in the northern hemisphere (sunward direction is along $\sim 70^{\circ}$ W, which is the angle rotated by the Centered Dipole Coordinates with respect to the geographic coordinates). The red and blue dots indicate the position of the north Centered Dipole geomagnetic and Eccentric Dipole geomagnetic poles, respectively.

To estimate the effect of Earth's magnetic field variation on the auroral ovals position and area, we begin considering the scaling relation of the polar cap boundary, λ_p (that is the poleward boundary of the auroral oval), in terms of the Earth's dipole moment, M, given by:

$$\cos(\lambda_p) \propto M^{-1/6} p^{1/2}$$
 (4)

p being the solar wind dynamic pressure. This is valid assuming self-similarity for any value of M and p, which is indeed fulfilled by a pure dipolar field. We assumed that both, the equatorward and poleward auroral boundaries have the same scaling relation and that p remains constant. The initial boundary conditions are derived from the Starkov analytical model considering the first Kp value of the 11-year running mean time series.

J.A. Ochoa et al.

The secular variation of M is obtained from

$$M = 4\pi R_T^3 \sqrt{(g_1^0)^2 + (g_1^1)^2 + (h_1^1)^2},$$
(5)

where R_T is the Earth radius (6371 km), and g_1^0 , g_1^1 and h_1^1 are the Gauss coefficients obtained from the IGRF-2013 model (*Alken et al.*, 2021). Fig. 1b shows the secular variation of M from 1900 to 2020.

3. Results

Fig. 3 presents the long-term variation of the geomagnetic latitude position at 0, 6, 12, and 18 MLT, of the equatorial and polar boundaries due to Kp long-term variation, with Earth's magnetic field fixed in 1937. The auroral width, obtained as the difference between the polar and equatorial boundaries is also shown. Fig. 4 shows the corresponding long-term variations but due to the Earth's magnetic field secular variation keeping Kp fixed, and initial boundaries being those given by Starkov model for this year.



Figure 3. Time variation of the auroral oval (a) equatorial and (b) polar boundaries, and (c) latitudinal width, obtained with Starkov model and considering Kp 11-year running mean time series, at 0 (black), 6 (red), 12 (blue), and 18 (green) MLT. Earth's magnetic field fixed in 1937.



Figure 4. As in Figure 3 but obtained with scaling laws varying the Earth's magnetic field and keeping Kp fixed in 1937, and the initial boundaries from Starkov model in this year.

Fig. 5 presents the long-term variation of the geomagnetic auroral oval area due to geomagnetic activity and to the Earth's magnetic field secular changes in km^2 and also in percentage, from where it can be clearly noticed the difference in the overall effect of each trend driver along the period considered.



Figure 5. Time variation of the auroral oval area due to geomagnetic activity (solid line) and Earth's magnetic field (dashed line) variations in (a) km² and (b) percent with respect to the whole auroral oval area for the given year.

4. Discussion and conclusion

As can be noticed from the figures above, the Gleissberg cycle along the period considered consists of crests and troughs, against the almost linear trend of the Earth's magnetic field dipolar intensity. This is evinced by the auroral oval long-term variation considering the Starkov model and scaling law to determine each driver effect in Figs. 3, 4 and 5. However, Kp presents also an overall almost linear decrease along the whole period, superposed to the Gleissberg variation, whose effects could be compared to the decrease in the Earth's field. Table 1 presents the resulting auroral boundary trends from where it can be concluded that the long-term geomagnetic activity decrease produces a poleward shift of the auroral ovals, against the equatorward shift expected from the magnetic field decrease. However, the trend due to Kp is an order of magnitude greater than that due to the Earth's field.

Table 1. Linear trends of the auroral oval equatorward and polar boundaries, for different MLTs, due to the overall linear trend in Kp and in the Earth's magnetic field dipolar intensity.

	Equatorward b	ooundary [°/year]	Poleward boundary [°/year]			
MLT	Kp variation	Magnetic filed variation	Kp variation	Magnetic filed variation		
0	0.0113	-0.0028	-0.0077	-0.0028		
6	0.0102	-0.0024	0.0001	-0.0024		
12	0.0066	-0.0017	0.0056	-0.0017		
18	0.0108	-0.0021	0.0047	-0.0021		

These trends in the auroral oval area result: $-14719 \text{ km}^2/\text{year}$ (-0.26 %/year) due to Kp long-term trend variation, and 1248 km²/year (0.02 %/year) due to Earth's magnetic field secular variation. They are opposite but do not cancel.

The long-term variation linked to geomagnetic activity long-term variation linked to the Gleissberg cycle is stronger but cyclical. In 1000 years it could be null. The long-term variation linked to the Earth's magnetic field secular variation linked to the dipolar component only is much weaker, but steady. In 1000 years will be stronger.

Acknowledgments. Argentina's Consejo Interuniversitario Nacional provided financial support to J.A. Ochoa through the research fellowship Beca-EVC-CIN.

References

- Akasofu, S.I. (1983). Evolution of ideas in solar-terrestrial physics. Geophysical Journal of the Royal Astronomical Society, 74, 257-299. https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.1983.tb01880.x
- Alken, P, Thebault, E, Beggan, C.D. et al. (2021). International Geomagnetic Reference Field: the thirteenth generation. Earth Planet. Sp., 73: 49. https://doi.org/10.1186/s40623-020-01288-x
- Feldstein, Y.I. (2016). The discovery and the first studies of the auroral oval: A review. Geomagnetism and Aeronomy, 56, 129–142. https://doi.org/10.1134/S0016793216020043
- Feynman, J., Ruzmaikin, A. (2014), The Centennial Gleissberg Cycle and its association with extended minima, J. Geophys. Res., 119, 6027–6041. http://doi.org/10.1002/2013JA019478

Glassmeier, K.H., Vogt, J., Stadelmann, A., Buchert, S. (2004). Concerning long-term geomagnetic variations and space climatology. Ann. Geophys., 22, 3669–3677. https://doi.org/10.5194/angeo-22-3669-2004

Hayakawa, H., Ribeiro, P., Vaquero, J.M., Gallego, M.C., Knipp, D.J., et al. (2020). The Extreme Space Weather Event in 1903 October/November: An Outburst from the Quiet Sun, The Astrophysical Journal Letters, 897, L10. https://doi.org/10.3847/2041-8213/ab6a18

Huguet, L., Amit, H., Alboussière, T. (2018). Geomagnetic dipole changes and upwelling/downwelling at the top of the Earth's core. Front. Earth Sci., 6, 170.

Olson, P., Amit, H. (2006). Changes in earth's dipole. Naturwissenschaften, 93, 519-542. https://doi.org/10.1007/s00114-006-0138-6

Silverman, S.M. (1992). Secular variation of the aurora for the past 500 years. Review Geophysics, 30(4), 333-351. https://doi.org/10.1029/92RG01571

Schulz, M. (1997). Direct influence of ring current on auroral oval diameter. J. Geophys. Res., 102, 14149-14154. https://doi.org/10.1029/97JA00827

Siscoe, G.L., Chen, C.K. (1975). The paleomagnetosphere. J. Geophys. Res., 80, 4575-4680. https://doi.org/10.1029/JA080i034p04675 Starkov, G.V. (1994). Mathematical model of the auroral boundaries. Geomag. Aeron., 34 (3), 331–336.

Tsyganenko, N.A. (2019). Secular drift of the auroral ovals: How fast do they actually move? Geophys. Res. Lett., 46, 3017–3023. https://doi.org/10.1029/2019GL082159

Vogt, J., Glassmeier, K.H. (2001). Modelling the paleomagnetosphere: strategy and first results. Adv. Space Res., 28, 863-868. https://doi.org/10.1016/S0273-1177(01)00504-X

Zhang, Y., Paxton, L.J. (2008). An empirical Kp-dependent global auroral model based on TIMED/GUVI data. J. Atm. Solar-Terr. Phys., 70, 1231–1242. https://doi.org/10.1016/j.jastp.2008.03.008

Zossi, B., Fagre, M., Amit, H., Elias, A.G. (2020). Geomagnetic field model indicates shrinking northern auroral oval. J. Geophys. Res., 125, e2019JA027434. https://doi.org/10.1029/2019JA027434



DOI: 10.51981/2588-0039.2023.46.014

ПОЛЯРНЫЕ СИЯНИЯ И АВРОРАЛЬНЫЕ ВЫСЫПАНИЯ В ОБЛАСТИ ДНЕВНОГО ПОЛЯНОГО КАСПА ПРИ СЕВЕРНОМ ММП

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

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

²Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына Московского

государственного университета имени М.В. Ломоносова, г. Москва

³Институт космических исследований, г. Москва

Аннотация

Проведен анализ наземных оптически наблюдений на обс. Баренцбург (арх. Шпицберген) 22 декабря 2003 г. в период регистрации спутником DMSP F16 дневного полярного каспа. Характеристики высыпающихся частиц, наблюдаемые спутником F16, позволили определить широтное положение приполюсной и экваториальной границ каспа и широтную структуру авроральных высыпаний в полуденном секторе. Данные OMNI Web показывают, что Bz-компонента ММП повернулась на север примерно за 12 мин до пролета спутника и оставалась северной примерно в течение 30 мин. Наземные оптические наблюдения показывают, что ионосферная проекция дневного каспа совпадает с областью свечения в эмиссии 630.0 нм с максимумом интенсивности в приполюсной части каспа. С приполюсной стороны касп окаймляет лучистая дуга (RA), положение которой совпадает с максимумом потока энергии электронных высыпаний. Средняя энергия высыпающихся электронов в каспе составляла ~ 0.13 кэВ, а в RA ~ 0.24 keV со спектральным пиком на энергиях около 0.4 кэВ. Яркость RA при северной ориентации ММП изменялась в пределах 1-2 кР в хорошем соответствии с вариациями AL-индекса магнитной активности.

1. Введение

Дневные полярные каспы, как области, через которые плазма солнечного ветра и переходного слоя может проникать на высоты ионосферы, были обнаружены в исследованиях, относящихся к 70-ым годам прошлого столетия. В течение прошедших десятилетий были проведены дополнительные многочисленные исследования положения каспа и его характеристик с использованием наблюдений как низковысотных спутников с полярной орбитой, так и спутников на средних и больших высотах вплоть до магнитопаузы.

Быстрые орбиты и наличие одновременно нескольких низковысотных спутников серии DMSP способствовали частым пересечениям области дневных высыпаний. Это позволило уже к началу 90-х годов прошлого столетия статистическим путем определить основные крупномасштабные характеристики каспа [Newell and Meng, 1988; Newell et al., 1989]. Спутники DMSP пересекают область каспа в течение 1-2 мин, показывая почти «мгновенные» характеристики высыпающихся частиц. Спутники с более высокими орбитами, такие как, например, Polar и Cluster, медленно перемещаясь в пространстве, могут находиться в области каспа существенно более длительное время. Эти наблюдения указывают на сильную изменчивость каспа. Его характеристики быстро меняются вслед за изменением параметров внешнего воздействия [Pitout and Bogdanova, 2021]. Солнечный ветер обладает высоким уровнем турбулентных флуктуаций со сложными нелинейными связями флуктуирующих параметров. Разумно предположить, что среднестатистические характеристики каспа в естественных условиях наблюдаются крайне редко. В грубом приближении, в каждый текущий момент времени характеристики каспа определяются сложной комбинацией параметров плазмы солнечного ветра и ММП и временем, прошедшим после установления такой комбинации параметров. В этой связи особую важность приобретают исследования характеристик каспа в режиме отдельных пролетов, отдельных его регистраций, когда характеристики каспенных популяций определяются уникальной комбинацией параметров внешнего воздействия.

В настоящей работе проведено исследование каспа в пролете спутника DMSP F16 над арх. Шпицберген при северной ориентации межпланетного магнитного поля (ММП). Целью работы является изучение особенностей высыпания частиц в дневном секторе и сопоставление параметров высыпаний с одновременными оптическими наблюдениями полярных сияний, выполненными на обсерватории Баренцбург. Особенностью рассмотренного события является существование в полуденном секторе при ММП Вz > 0 довольно яркой лучистой дуги сияний, окаймляющей с приполюсной стороны высыпания полярного каспа.

2. Используемые данные

Данные спутника DMSP F16 и одновременные оптические наблюдения в обсерватории Баренцбург (арх. Шпицберген) 22 декабря 2003 г. использованы для изучения характеристик авроральных высыпаний и полярных сияний в полуденном секторе. Исправленные геомагнитные координаты обсерватории Баренцбург: $\Phi' = 75.2^{\circ}$, MLT = UT + 2.6. Схема наблюдений в географической системе координат показана на рис. 1. Отличительной чертой рассматриваемого периода является наличие яркой лучистой дуги сияния (RA), примерное положение которой в поле зрения камеры всего неба показано линией со штрихами. Рисунок иллюстрирует положение RA в 09:01:50 UT, что примерно соответствует времени пролета спутника F16 над лучистой дугой сияний. Траектория спутника F16 показана сплошной линией со стрелочкой. Кругами на рис. 1 ограничено поле зрения камеры всего неба на высотах 150 км (для эмиссии 557.7 нм) и 240 км (для эмиссии 630.0 нм). Сплошной линией, обозначенной MSP, показан геомагнитный меридиан обсерватории, вдоль которого производилась регистрация свечения основных авроральных эмиссий меридиональным сканирующим фотометром (MSP). К сожалению, в рассматриваемый период времени MSP работал не в полном режиме и производил сканирование небосвода длительностью 10 с каждые 2 мин.



Рисунок 1. Схема проведения наблюдений.

Рисунок 2. Вариации Ву и Вz - компонент ММП, динамического давления (P) и AL-индекса.

На рис. 2 показаны вариации параметров межпланетной среды и уровня магнитной активности в авроральной зоне в коротком интервале времени 08:30 – 09:30 UT, включающем в себя пролет спутника F16. Время пересечения спутником области авроральных высыпаний в дневном секторе отмечено сплошной вертикальной линией. Сверху вниз на рис. 2 показаны Ву и Вz компоненты МПП, динамическое давление солнечного ветра (P, нПа) и вариации AL индекса магнитной активности. Как видно из рисунка, By и Bz компоненты ММП во время пролета спутника были положительными величиной ~3 нТл, скорость, плотность и динамическое давление солнечного ветра менялись незначительно: V ~ 820 км/с, N ~ 4 см⁻³, P ~ 3.0 нПа. Уровень магнитной активности в полуночном секторе авроральной зоны был низки AL > –200 нТл.

3. Анализ наземных оптических и спутниковых наблюдений

Снимки камеры всего неба, представленные на рис. 3, иллюстрируют положение и динамику дискретных форм дневных сияний. Цифрами в верхней части каждого кадра указано мировое время регистрации сияний. Геомагнитный север находится в верхней части кадра, восток - слева на кадре. Снимок в 09:01:50 UT показывает дугу сияний в период пролета над ней спутника F16.



Рисунок 3. Снимки камеры всего неба с экспозицией 5 секунд.

В магнитоспокойные периоды сияния полуденного сектора обычно характеризуются как слабые лучистые дуги и отдельные лучи, располагающиеся на широтах около 78° CGL [Feldstein et al., 1966]. Таким образом,

В.Г. Воробьев и др.

довольно яркие лучистые формы сияний, наблюдаемые, как показывает рис. 3 на широтах около 74° CGL, не являются типичными для спокойного периода. Такое явление можно объяснить двумя обстоятельствами. Вопервых, достаточно большая отрицательная Вz компонента ММП была зарегистрирована примерно за 12 мин до пролета спутника, что могло привести к уменьшению широты сияний. Во-вторых, наблюдения проводились в период фазы восстановления небольшой, но достаточно длительной магнитной бури, начавшейся 20 декабря с интенсивностью в максимуме SYM/H = -35 нТл. Большие скорости и низкая плотность плазмы солнечного ветра позволяют предположить, что источником магнитной бури являлась корональная дыра. В период пролета спутника величина SYM/H составляла ~ -25 нТл. Наличие достаточно интенсивного кольцевого тока может быть дополнительной причиной низкой широты сияний, а, возможно, и их значительной яркости.

Интегральные характеристики высыпающихся частиц по данным F16 позволяют вдоль траектории спутника определить области высыпаний из различных источников. Высыпания полярного каспа идентифицируются при одновременном выполнении следующих условий, сформулированных в работе [Newell and Meng, 1988]: – средняя энергия: ионов 300 эВ < Ei < 3000 эВ, электронов Ee < 220 эВ;

– поток энергии: ионов $Fi > 10^{10}$ эВ/см² с ср, электронов $Fe > 6 \cdot 10^{10}$ эВ/см² с ср.

Потоки энергии высыпающихся частиц по наблюдениям спутника F16 и регистрации интенсивности аврорального свечении в килоРэлеях (I, кР) по наблюдениям MSP в обсерватории Баренцбург показаны на рис. 4. Сверху вниз на рис. 4 представлены потоки энергии высыпающихся ионов и электронов (Fi, Fe, эрг/см² с), а ниже интенсивности свечения эмиссий (OI) 630.0 нм (жирная кривая) и (OI) 557.7 нм (тонкая кривая) в 09:01 UT и 09:03 UT. По горизонтальной оси отложена исправленная геомагнитная широта. Для определения широты по величине зенитного угла наблюдения высота свечения принималась равной 150 км для эмиссии 557.7 нм и 240 км для эмиссии 630.0 нм. Вертикальными штриховыми линиями на рисунке показано положение экваториальной и приполюсной границ каспа.



Рисунок 4. Данные F16 и MSP.

Сопоставление спутниковых и наземных наблюдений показывает, что мягкие электронные высыпания в области каспа определяют область аврорального свечения в эмиссии 630.0 нм. Интенсивность свечения максимальна в приполюсной части каспа и составляет ~ 1.0 – 1.5 кР. Пик интенсивности свечения в эмиссии 557.7 нм определяет широтное положение лучистой дуги сияний и совпадает с пиком в потоках энергии высыпающихся электронов. Рисунок показывает, что дуга сияния окаймляет высыпания каспа с его приполюсной стороны и в соответствие с критериями [Newell and Meng, 1988] располагается в самой экваториальной части высыпаний полярной мантии. Интенсивность свечения дуги сияний в интервале положительных значений Вz компоненты ММП не остается постоянной, а существенно изменяется в пределах 0.4 -2.0 кР. Непосредственно перед пролетом спутника в 09:01 UT интенсивность эмиссии 557.7 нм в дуге сияния составляла ~0.4 кР, а сразу же после пролета в 09:03 UT была уже ~1.4 кР.

В долготном направлении лучистая дуга протягивается от восточного до западного горизонта обсерватории, охватывая не менее ± 2 часа MLT от геомагнитного полудня. Яркость свечения в разных участках дуги различная и значительно меняется во времени. При больших яркостях свечения лучистые структуры сияний трансформируются в однородные дуги и полосы, что можно видеть на рис. З в 09:10:00 UT. Вариации максимального значения интенсивности эмиссии 557.7 нм (I_{557.7}) по наблюдениям MSP фактически иллюстрирует изменения интенсивности свечения наиболее яркой дискретной формы сияний на меридиане обсерватории. Интенсивность свечения дискретных форм сияний в зеленой линии (OI) менялась от 0.4 кР до 1.8 кР, показывая три ярко

выраженных максимума в интервале положительных значений Вz-компоненты ММП. Попытки найти причины таких вариаций в изменениях параметров внешнего воздействия не привели к положительным результатам, так как ни в ММП, ни в параметрах плазмы солнечного ветра таких вариаций не обнаружено. Наблюдается высокая корреляция между I_{557.7} и уровнем магнитной активности в полуночном секторе авроральной зоны. В ночном секторе наблюдается тесная связь между интенсивностью свечения дискретных форм дневных синий и суббуревой активностью в полуночном секторе.

Дифференциальный энергетический спектр потока высыпающихся электронов, полученный спутником в дневной дуге сияния, подобен спектру высыпающихся электронов, полученному для ночных лучистых дугах сияний в работе [Дашкевич и др., 2021]. Спектр может быть аппроксимирован суммой двух функций, одна из

которых носит степенной характер на малых энергиях, а другая – максвелловское распределение по энергиям. В спектре дневной дуги наблюдается локальный максимум на энергиях около 400 эВ, но уже в 09:03 UT отношение интенсивностей I_{630.0}/I_{557.7} < 1, что свидетельствует об увеличении средней энергии высыпающихся электронов до ~1 кэВ.

Изучение продольных токов в магнитосфере показывает, что для вытекающих продольных токов характерно ускорение вдоль магнитных силовых линий продольными электрическими полями. Такое ускорение возникает, когда изотропное высыпание магнитосферных электронов не может поддерживать необходимую величину вытекающего тока. На приполюсной границе полярного каспа резко падает концентрация электронов, что в условиях существования продольного тока, вытекающего из ионосферы, создает условия формирования области продольного падения потенциала и формирования спектра электронов с максимумом.

На рис. 5 представлены спектры высыпающихся электронов, зарегистрированные в 09:01:47 UT (а) и в 09:01:49 UT (б) в области лучистой дуги сияния. Существование больших потоков электронов (рис. 5*a*), согласно [*Антонова*, 1979; *Antonova*, 2002], может быть связано с проникновением холодной ионосферной плазмы через границу области продольного падения потенциала. Ускоряясь в продольном электростатическом поле, холодные электроны ионосферного происхождения формируют коллимированный электронный пучок, который быстро расплывается вдоль магнитного поля возбуждая волны в широком частотном диапазоне и формируя спектр с плато по энергии (рис. 5*б*).



Рисунок 5. Спектр высыпающихся электронов в лучистой дуге сияния (a) и к экватору от дуги (δ).

4. Заключение

Проанализированы наземные оптические наблюдения на обсерватории Баренцбург и одновременные наблюдения спутником DMSP F16 потоков высыпающихся частиц при положительных значениях Bz компоненты MMП 22 декабря 2003 года. Исследовано поведение эмиссий 557.7 и 630.0 нм и характеристик потоков энергии и средних энергий высыпающихся ионов и электронов, регистрируемых спутником F16 во время пролета через дневной полярный касп. Данные F16 по потокам энергии и энергии электронов и ионов позволили определить широтное положение экваториальной и приполюсной границ каспа вблизи геомагнитного полудня. Согласно данным OMNI Web, компонента Bz повернулась на север примерно за 12 минут до пересечения спутником границ каспа и сохраняла направление на север примерно в течение 30 минут. Оптические наблюдения в районе каспа продемонстрировали плавное изменение светимости в эмиссии 630.0 нм с максимумом ~1 кP в приполюсной части каспа. С приполюсной стороны касп окаймляла довольно яркая лучистая дуга сияний. Яркость лучистой дуги (RA) в эмиссии 557.7 нм во время положительной ориентации Bz компоненты MMП изменялась примерно от 1 до 2 кP и её вариации хорошо коррелирует с AL индексом магнитной активности. Поскольку в рассматриваемом случае при Bz>0 дуга фиксируется на полюсном крае каспа или, возможно, в экваториальной части высыпаний мантии, остается открытым вопрос об источнике этой дуги.

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

Литература

- Антонова Е.Е. Об образовании продольной разности потенциалов, изотропных и коллимированных потоков электронов в вечернем секторе авроральной магнитосферы // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 19. № 6. С. 1064–1069. 1979.
- Дашкевич Ж.В., Иванов В.Е., Козелов Б.В. Исследование лучистых структур в полярных сияниях триангуляционными методами: 2. Энергетические спектры высыпающихся электронов // Космические исследования. Т. 59. № 5. С. 355–360. 2021.

- Antonova E.E. The results of INTERBALL/Tail observations, the innermagnetosphere substorm onset and particle acceleration // Adv. Space Res. V. 30. No. 7. P. 1671–1676. 2002.

- Feldstein Ya.I., Shevnina N.F., Lukina L.V. Aurora during magneto-disturbed and magneto-quiet periods // Geom. Aeron. V. 6. No. 2. P. 312-321. 1966 (in Russian).
- Newell P.T., Meng C.-I. The cusp and the cleft/boundary layer: low-altitude identification and statistical local time variation // J. Geophys. Res. V.93. No. A12. P. 14549–14556. 1988.
- Newell P.T., Meng C.-I., Sibeck D.G., Lepping R. Some low-altitude cusp dependence on interplanetary magnetic field // J. Geophys. Res. V. 94. P. 8921–8927.1989. https://doi.org/10.1029/JA094iA07p08921
- Pitout F., Bogdanova Y.V. The polar cusp seen by Cluster // J. Geophys. Res. V. 126. No. 9. 2021. https://doi.org/10.1029/2021JA029582



Polar Geophysical Institute

DOI: 10.51981/2588-0039.2023.46.015

АСИММЕТРИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ЗЕМЛИ В ДВУХ ПОЛУШАРИЯХ

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

Полярный геофизический институт, Апатиты, Россия

Аннотация. Проведены расчеты магнитного поля Земли на высотах орбит спутников NOAA POES в северном и южном полушариях. Расчеты проводились в исправленных геомагнитных координатах AACGM (Altitude-Adjusted Corrected Geomagnetic Coordinates) с использованием модели внутреннего поля Земли IGRF (International Geomagnetic Reference Field) в пакете программ GEOPACK-2008, разработанных H.A. Цыганенко. Показано, что по сравнению с Северным полушарием магнитное поле в Южном полушарии может быть ниже более чем на 10 000 нТл. Разница составляет ~40% на широте 50°, уменьшаясь до ~3% на широте 80°. Поле в Южном полушарии понижено на 30-90° восточной долготы AACGM, в долготном секторе Южно-Атлантической магнитной аномалии. Оценено влияние понижения магнитного поля на величину питчугла заряженных частиц на высотах орбит спутников NOAA POES. Расчеты для разных лет (с 2014 по 2023 годы) показали, что хотя магнитное поле меняется со временем, но эти изменения не являются значительными – на широте 60° поле изменилось не более чем на 500 нТл в Северном полушарии и уменьшилось не более чем на 700 нТл в Южном полушарии. Оценено влияние внешнего магнитного поля, рассчитанного по модели Цыганенко Т96, на положение сопряженных точек в двух полушариях.

Введение

Внутреннее магнитное поле Земли неоднородно, имеет аномалии разных масштабов и знаков. Наиболее крупной положительной аномалией в Северном полушарии является Курская магнитная аномалия, впервые обнаруженная в 1773 году академиком П.Б. Иноходцевым во время работ по определению географического положения городов центральной части Европейской России. Аномалия связана с залежами железных руд. Крупная отрицательная магнитная аномалия в Южном полушарии, часто называемая Южно-Атлантической аномалией, была обнаружена по измерениям на первых искусственных спутниках Земли интенсивности радиации вместе с открытием радиационных поясов. Вернов и др. [1963] описывают эту аномалию по данным измерений 2го советского корабля-спутника, имевшего близкую к круговой орбиту высотой 320 км. Речь идет о прототипе корабля «Восток», на котором в 1960 году совершили полет и успешно вернулись на Землю собаки Стрелка и Белка. Причина этой аномалии до сих пор обсуждается. Предполагается, что она вызвана внутренними неоднородностями на границе между внешним жидким проводящим ядром и внутренней мантией, влияющими на скорость течения (например, Terra-Nova et al. [2019] и ссылки там). Процессы в этой области протекают не быстро, согласно Engbers et al. [2020], аномалия существует уже около 10 миллионов лет. Исследование поведения магнитного поля в области Южно-Атлантической аномалии палеомагнитными методами сталкивается с рядом очевидных трудностей. Однако ничего не мешает проведению таких исследований недалеко от аномалии, на территории Центральной и Южной Африки. Здесь удалось обнаружить периоды быстрого, в историческом смысле, изменения величины и направления геомагнитного поля в нашу эру (Hare et al. [2018]). Наиболее сильно геомагнитное поле менялось в период между 1225 и ~1550 годами. Некоторые исследователи полагают, что эта аномалия может быть предвестником предстоящей смены полярности магнитного поля Земли, когда физически северный магнитный полюс вернется домой, в северное полушарие (обсуждение этого вопроса можно найти, например, в статье Pavón-Carrasco and De Santis [2016]). Через сотню-другую тысяч лет посмотрим. А пока сформулируем цель исследования.

В работе исследуется поведение геомагнитного поля на высоте 850 км над Южно-Атлантической аномалией и оценивается ее возможное влияние на потоки заряженных частиц в сопряженных точках. Примерно на этой высоте пролетают спутники серии NOAA POES. Благодаря измерению потоков энергичных протонов и электронов на этих спутниках удалось заметно расширить наши знания о типах и механизмах высыпания релятивистских электронов и энергичных протонов (например, *Yahnin et al.* [2016], *Semenova et al.* [2019]).

Основной раздел

Со студенческой скамьи известно, что движение заряженных частиц в магнитосфере Земли складывается из трех разномасштабных по времени процессов – быстрого вращения вокруг силовой линии магнитного поля, не интересующего нас здесь, колебания центра этого вращения, так называемого ведущего центра, вдоль силовой линии между зеркальными точками и медленного вращения (дрейфа) в долготном направлении

вокруг Земли, при котором электроны движутся в одну сторону, а протоны и примкнувшие к ним ионы – в противоположную. Магнитное поле уменьшается с удалением от Земли. Как правило, магнитное поле вдоль силовой линии достигает минимума в точке ее пересечения с экваториальной плоскостью или более-менее недалеко от нее. В возмущенных условиях возможны экзотические ситуации, когда вдоль силовой линии могут быть два и более минимума магнитного поля, и появляются дополнительные эффекты, связанные с ветвлением дрейфовых оболочек [Шабанский, 1972]. Колебание заряженной частицы вдоль силовой линии определяется минимальной величиной магнитного поля Be и питч-углом частицы в этой точке αe. Частица при колебаниях отражается в зеркальных точках, где $B_{max} = B_e / \sin^2 \alpha_e$. В недипольном магнитном поле частицы могут отражаться на разных высотах. Над Южно-Атлантической аномалией, где магнитное поле понижено, частицы в поисках своего максимума поля будут опускаться на меньшие высоты. Поэтому низкоорбитальные спутники в Южном полушарии могут фиксировать повышенные потоки частиц по сравнению с Северным полушарием (поскольку в Северном полушарии часть частиц будет отражаться выше траектории спутника, а в Южном – ниже). Отметим, что некоторые частицы могут достигнуть верхней границы атмосферы, так и не найдя свой максимум поля, и прекратят свои колебания вдоль силовой линии. Этот эффект может быть важен для самого медленного дрейфа частиц – долготного. При дрейфе поперек аномалии может происходить опустошение нижней части радиационного пояса [Blake et al., 2001]. Итак, общая картина процессов ясна, приступим к описанию деталей.

Рассчитывать внутреннее магнитное поле будем при помощи модели IGRF. Конкретно мы использовали модель IGRF-GSW-08, взятую с сайта http://geo.phys.spbu.ru/~tsyganenko/Geopack-2008.html. Магнитное поле Земли со временем меняется, входными параметрами модели являются дата, время и координаты точки, выходными – величина компонент магнитного поля в этой точке в это время. Изменения магнитного поля со временем в модели учитываются через обновляемые коэффициенты разложения поля, точнее его потенциала, по сферическим гармоникам. Сравнивать магнитное поле в разных полушариях разумно в какой-нибудь версии геомагнитных координат. Для спутников серии NOAA POES параметры орбиты даются в координатах AACGM (Altitude-Adjusted Corrected Geomagnetic Coordinates) [Shepherd, 2014]. В них и будем работать.



Рисунок 1. Рассчитанная величина магнитного поля на высоте 850 км в двух полушариях на широтах 50 (а), 60 (б), 70 (в) и 80 (г) градусов. Графики построены в ААСGM координатах.

К сожалению, в используемом нами пакете Geopack-2008 эти координаты не используются. Поэтому приходится использовать непрямой путь. Задаем ААСGM координаты точки, пересчитываем их, например, в географические координаты. Здесь можно воспользоваться «калькулятором» с сайта https://sdnet.thayer.dartmouth.edu/aacgm/aacgm_calc.php#AACGM или соответствующей процедурой из пакета SPEDAS (Space Physics Environment Data Analysis System). Используя географические координаты, проводим нужные нам вычисления. Затем, при необходимости, совершаем обратный переход.

Выберем, для примера, момент 11 UT 28 февраля 2014 года. Это событие рассматривалось в докладе [*Яхнина* u dp., 2023], где отмечалось наличие слабых потоков захваченных релятивистских электронов в Южном полушарии при их отсутствии в Северном полушарии. На Рисунке 1 показаны расчеты величины магнитного поля на высоте 850 км в двух полушариях. Сильная разница в величине магнитного поля видна невооруженным глазом. С ростом широты (в рассматриваемом диапазоне) разница в величине магнитного поля видна невооруженным глазом. С ростом широты (в рассматриваемом диапазоне) разница в величине магнитного поля уменьшается, но видно, что влияние Южно-Атлантической магнитной аномалии простирается до очень высоких широт. Впрочем, это одномерный взгляд на проблему. На Рисунке 2 представим двумерную картину. На рисунках широта меняется от 21° до 90°. Отметим, что 21° ААСGМ – это минимальная широта, которую может иметь точка на высоте 850 км, силовые линии с меньших широт проходят ниже орбиты спутника. Цветовая шкала на графиках для Северного и Южного поля наблюдается в Южном полушарии на широте около -135° , что согласуется с Рисунком 1. Минимум – на низких широтах (~23°) на долготе 15°. Отношение поля в Северном полушарии к полю в Южном полушарии меняется от ~ 1.65 (пунцовый цвет) до ~ 0.9 (темно-синий). Превышение максимально для широты около 45° и долготы около 60°.



Рисунок 2. Величина магнитного поля в Северном (а) и Южном (б) полушариях, а также отношение величин поля в двух полушариях (в) в полярных ААСGM координатах.

С течением времени внутреннее магнитное поле Земли меняется. Мы проверили, как оно изменилось за 10 лет, с 2014 по 2023 год. Оказалось, что за две пятилетки (напомним, что коэффициенты модели IGRF обновляются раз в 5 лет) на широте 60° магнитное поле изменилось незначительно, не более чем на 1.5%. Наибольшие изменения произошли в Северном полушарии – поле понизилось на долготах от –90° до 0°, в области между локальными минимумом и максимумом, видимыми на Рисунке 16; изменения не превысили 500 нТл. В области Южно-Атлантической аномалии магнитное поле за 10 лет также уменьшилось, но незначительно, не более чем на 700 нТл.

Оценим влияние магнитной аномалии на питч-угол дрейфующих частиц. На Рисунке 3 приведена соответствующая картина. Видно, что, например, на широте 50° заряженные частицы с питч-углом 90° в северном полушарии в южном полушарии будут иметь питч-угол около 51°. Как следствие, частицы с большими питч-углами в Южном полушарии в Северном полушарии отразятся выше 850 км, и низкоорбитальные спутники NOAA/POES там их просто не увидят. Очевидно, что для большого класса питч-угловых распределений (например, сигарообразного, когда поток частиц по полю превышает поток поперек поля, или для распределения в форме бабочки, с максимумом на средних питч-углах) потоки частиц в Южном полушарии в области отрицательной магнитной аномалии могут превышать соответствующие потоки в противоположном полушарии.

Остановимся еще на паре моментов. Иногда, при сравнении результатов измерений в разных полушариях, возникает соблазн воспользоваться максимально простыми координатными системами, например, дипольной системой координат. На Рисунке 4 показано сравнение координат точек в двух системах – AACGM и дипольной. Видно, что широта в дипольных координатах может более чем на 5° отличаться от широты в
ААСGМ, причем, в зависимости от долготы, разница может быть как положительной, так и отрицательной. Следовательно, использование простой дипольной системы координат может привести к неверным выводам.



Рисунок 3. Питч-угол заряженных частиц на высоте 850 км в Южном полушарии в зависимости от питч-угла на этой высоте в Северном полушарии. Черной линией показана биссектриса прямого угла, показывающая начальный питч-угол в Северном полушарии. Цветными линиями показаны зависимости для разных геомагнитных широт (от 50 до 80° с шагом в 5°).

И последнее. Мы рассматривали сопряженные точки по модели внутреннего магнитного поля IGRF. Однако внешнее магнитное поле тоже оказывает существенное влияние, особенно на высоких широтах. Попытаемся учесть это влияние с помощью модели Цыганенко Т96. Пример расчетов дрейфовых траекторий в недипольном магнитном поле в этой модели дан в работе *Любчич и др.* [2020]. Входными параметрами модели, помимо даты и координат, являются четыре величины: B_Y и B_Z компоненты межпланетного магнитного поля, динамическое давление солнечного ветра P_{dyn} и Dst-индекс. Возьмем соответствующие 11 UT 28 февраля 2014 года величины: $B_Y = -7$ нTл, $B_Z = +4$ нTл, $P_{dyn} = 3$ нПа и Dst = -50 нTл (на самом деле здесь была взята величина SYM/H индекса). Это условия на восстановительной фазе магнитной бури, весьма возмущенные условия, но попадающие в достоверный диапазон модели. Возьмем точки на разных широтах на долготе 60° ААСGM и спроектируем их вдоль силовой линии из одного полушария в другое, в сопряженную точку. Результаты показаны в Таблице.



Рисунок 4. Дипольные (сплошные линии) и AACGM (пунктирные горизонтальные линии) координаты точек в двух полушариях – Северном (а) и Южном (б).

В левой части Таблицы показаны результаты проектирования с юга на север. В рассматриваемых условиях на данной долготе проектировать можно примерно до широты -71° (далее силовая линия оказывается незамкнутой). Широта сопряженной точки оказывается близкой, долгота – тоже, но наблюдается небольшое смещение на запад, к меньшим долготам. С проектированием в обратную сторону чуть сложнее. Проектирование можно осуществлять до широты 75° , но до широты $\sim72^{\circ}$ координаты сопряженной точки оказываются близкими как по широте, так и и по долготе (долготы оказываются чуть большими, точки смещаются на восток). Для больших широт вплоть до 75° силовая линия уходит из утреннего сектора в ночной сектор. Вершина силовой линии для широты 75° находится на $X \sim -33$ Re, $Y \sim -21$ Re. Для еще больших широт силовая линия, выходит на фланг магнитопаузы и перестает быть замкнутой.

А.А. Любчич и др.

Таблица. Результаты проектирования вдоль силовой линии между сопряженными точками из Южного полушария в Северное (слева) и наоборот (справа). Точки расположены на высоте 850 км. Используются координаты AACGM.

South		North	
Lat	Long	Lat	Long
-50	60	49.93	59.84
-55	60	54.90	59.68
-60	60	59.88	59.17
-65	60	64.96	57.45
-70	60	70.53	56.50
-71	60	71.91	58.24

North		South	
Lat	Long	Lat	Long
50	60	-50.03	60.16
55	60	-55.10	60.33
60	60	-60.15	60.87
65	60	-65.08	62.66
70	60	-69.67	64.42
71	60	-70.46	64.09
72	60	-71.12	62.34
73	60	-71.58	52.55
74	60	-75.59	21.82
75	60	-79.30	-5.67

Результаты

– Проведено сравнение величин магнитного поля в Северном и Южном полушариях в сопряженных точках на высоте 850 км на силовых линиях магнитного поля, выходящих из области Южно-Атлантической магнитной аномалии. Для 11 UT 28 февраля 2014 года такое исследование, видимо, проведено впервые.

– Оценено влияние пониженного магнитного поля на разницу питч-углов заряженных частиц в двух полушариях. Различие в питч-углах, в свою очередь, может приводить к разнице в величине потоков заряженных частиц, регистрируемой в сопряженных точках.

– Оценено влияние внешнего магнитного поля, рассчитанного по модели Цыганенко Т96, на положение сопряженных точек в двух полушариях. Расчеты проведены для фазы восстановления после магнитной бури, при Dst-индексе –50 нТл.

Литература

- Вернов С.Н., Савенко И.А., Шаврин П.И., Тверская Л.В. О структуре радиационных поясов Земли на высоте 320 км // Геомагнетизм и Аэрономия, 1963, Т. 3, № 5, С. 812–815.
- Любчич А.А., Демехов А.Г., Яхнин А.Г. Характеристики питч-угловой анизотропии энергичных протонов в дневном секторе магнитосферы, обусловленной дрейфом частиц в недипольном магнитном поле // Геомагнетизм и Аэрономия, 2020, Т. 60, № 4, С. 478–489.

[Lyubchich A.A., Demekhov A.G., Yahnin A.G. Characteristics of the pitch-angle anisotropy of energetic protons in the daytime magnetosphere due to particle drift in the nondipole magnetic field // Geomagnetism and Aeronomy, 2020, V. 60, Is. 4, P. 461–471. DOI: 10.1134/S001679322004009X]

Шабанский В.П. Явления в околоземном пространстве. М.: Наука. 272 с. 1972.

- Яхнина Т.А., Демехов А.Г., Любчич А.А., Федоренко Ю.В. Наблюдение высокочастотных пульсаций РС1 и связанных с ними потоков энергичных протонов на малых высотах в условиях различных геомагнитных возмущений // 18-ая конференция «Физика плазмы в солнечной системе» 06-10 февраля 2023, ИКИ РАН, Москва, Сборник тезисов докладов, стр. 427, 2023. (https://plasma2023.cosmos.ru/docs/2023/plasma2023 abstracts.pdf)
- Blake J.B., Inan U.S., Walt M., Bell T.F., Bortnik J., Chenette D.L., Christian H.J. Lightning-induced energetic electron flux enhancements in the drift loss cone // J. Geophys. Res., V. 106, No. A12, P. 29733–29744, 2001. https://doi.org/10.1029/2001JA000067
- Engbers Y.A., Biggin A.J., Bono R.K. Elevated paleomagnetic dispersion at Saint Helena suggests long-lived anomalous behavior in the South Atlantic // The Proceedings of the National Academy of Sciences (PNAS), V. 117, No. 31, P. 18258–18263, 2020. https://doi.org/10.1073/pnas.2001217117
- Hare V.J., Tarduno J.A., Huffman T., Watkeys M., Thebe P.C., Manyanga M., Bono R.K., Cottrell R.D. New archeomagnetic directional records from Iron Age Southern Africa (ca. 425–1550 CE) and implications for the South Atlantic Anomaly // Geophysical Research Letters, V. 45, P. 1361–1369, 2018. https://doi.org/10.1002/2017GL076007
- Pavón-Carrasco F.J., De Santis A. The South Atlantic Anomaly: The Key for a Possible Geomagnetic Reversal // Frontiers in Earth Science, V. 4:40, 2016. DOI: 10.3389/feart.2016.00040
- Shepherd S.G. Altitude-adjusted corrected geomagnetic coordinates: Definition and functional approximations // J. Geophys. Res. Space Physics, V. 119, Is. 9, P. 7501–7521, 2014. https://doi.org/10.1002/2014JA020264
- Semenova N.V., Yahnin A.G., Yahnina T.A., Demekhov A.G. Properties of localized precipitation of energetic protons equatorward of the isotropic boundary // Geophysical Research Letters, V. 46, Is. 20, P. 10932–10940, 2019. https://doi.org/10.1029/2019GL085373
- Terra-Nova F., Amit H., Choblet G. Preferred locations of weak surface field in numerical dynamos with heterogeneous core-mantle boundary heat flux: consequences for the South Atlantic Anomaly // Geophysical Journal International, V. 217, Is. 2, P. 1179–1199, 2019. https://doi.org/10.1093/gji/ggy519
- Yahnin A.G., Yahnina T.A., Semenova N.V., Gvozdevsky B.B., Pashin A.B. Relativistic electron precipitation as seen by NOAA POES // J. Geophys. Res. Space Physics, V. 121, Is. 9, P. 8286–8299, 2016. https://doi.org/10.1002/2016JA022765

73



Polar Geophysical Institute

DOI: 10.51981/2588-0039.2023.46.016

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ГЛОБАЛЬНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ В ИОНОСФЕРЕ ЗЕМЛИ

В.М. Уваров

Санкт-Петербургский университет путей сообщения, Санкт-Петербург, Россия E-mail: vmuvarov@mail.ru

Аннотация

Обзор результатов моделирования ионосферных электрических полей E охватывает период с 1981 года, когда была опубликована постановка краевой задачи, описывающей глобальное распределение полей с существенным учетом электродинамического взаимодействия ионосфер противоположных полушарий. На её основе были разработаны аналитические и численные модели E. Подробно описана последняя версия численной модели глобального распределения E, позволяющая учесть неоднородности подсеточного масштаба в распределении проводимости и продольных токов. Численное решение обратной задачи, когда в качестве источника используется завихренность эквивалентных токов, позволило установить область применимости моделей KRM, TIM и IZMEM, использующих некорректные граничные условия.

Введение

В статье 1981 года [1] был изложен новый подход к моделированию ионосферных электрических полей. Главной отличительной чертой этого подхода был учет электродинамического взаимодействия ионосфер противоположных полушарий. Специфика этого взаимодействия такова, что её можно учесть только в рамках описания электрических полей на всей сферической ионосферной оболочке с выделением подобластей в виде северной и южной полярных шапок. Соответствующая краевая задача оказалась весьма сложной. Поэтому первые результаты были получены аналитически, путем задания достаточно простых моделей параметров задачи. Но даже в этом случае удалось рассмотреть весьма интересный случай межполушарной асимметрии, когда в отсутствие источников в данном полушарии электрические поля тем не менее возбуждались источниками, локализованными в противоположном полушарии [2].

Разработанные позднее две численные модели, детально описанные в [3], позволили рассчитывать распределение потенциала для реальных условий. Более того, из этих двух моделей более поздняя, модифицированная версия [4], дает устойчивое численное решение даже при наличии сильных разрывов в самих проводимостях, когда терпят разрыв коэффициенты при вторых производных потенциала в эллиптических уравнениях системы [5]. Такие разрывы могут наблюдаться, например, на границах полярных сияний.

Следует отметить, что с полярными сияниями различных типов и различных пространственных масштабов связаны вполне определенные картины распределения ионосферных проводимостей и продольных токов. Характерный пространственный масштаб неоднородностей этих параметров может быть существенно меньше пространственных шагов численной глобальной модели распределения электрического потенциала. Ниже описана модификация численной модели [4], на основе которой исследуется влияние неоднородностей проводимости и продольных токов подсеточного масштаба, локализованных в некоторой ограниченной подобласти.

Постановка задачи и метод решения

Проблема учета неоднородностей подсеточного масштаба, локализованных в ограниченной подобласти, решена следующим образом. На сетке глобальной численной модели выбрана подобласть, где предполагается сгустить сетку с целью адекватного описания мелкомасштабных неоднородностей в распределении проводимостей и продольных токов. Очевидно, что если в выделенной подобласти пространственные шаги совпадают с шагами глобальной модели, то нет никакой необходимости в задании каких-либо граничных условий на границе такой подобласти. В случае измельчения шагов в подобласти очевидными граничными условиями являются условия сшивки по потенциалу и нормальной компоненте тока.

Система уравнений и граничные условия глобальной модели подробно описаны в [1, 3, 4]:

$$\operatorname{div}_{\theta,\phi} \boldsymbol{J}_{1} = j_{1r}'' \operatorname{для} \Omega_{1} \ (\theta \leq \theta_{1}), \tag{1}$$

В.М. Уваров

$$\operatorname{div}_{\theta,\varphi} \boldsymbol{J}_2 = \mathbf{j}_{2\mathbf{r}}'' \, \operatorname{для} \, \Omega_2 \, (\boldsymbol{\pi} - \theta_1 \le \theta \le \boldsymbol{\pi}), \tag{2}$$

$$\operatorname{div}_{\theta,\phi} \boldsymbol{J}_{3} = \boldsymbol{j}_{3r}^{"} \operatorname{для} \Omega_{3}^{N} (\theta_{1} \le \theta \le \theta_{3}), \tag{3}$$

$$U_1(\theta_1, \varphi) = U_3(\theta_1, \varphi) = U_2(\theta_2, \varphi), \tag{4}$$

$$J_{1\theta}(\theta_1, \varphi) - J_{3\theta}(\theta_1, \varphi) = J_{2\theta}(\theta_2, \varphi), \tag{5}$$

$$J_{3\theta}\left(\theta_{3},\phi\right)=0,\tag{6}$$

где U_a , J_a ($\alpha = 1, 2, 3$) — потенциалы и токи в соответствующих областях, связанные законом Ома:

$$J_{\alpha} = \Sigma_{\alpha} \cdot (-\operatorname{grad} U_{\alpha}), \tag{7}$$

где Σ — тензор интегральной проводимости:

$$\Sigma = \begin{bmatrix} \Sigma_{\theta\theta} & \Sigma_{\theta\phi} \\ \Sigma_{\phi\theta} & \Sigma_{\phi\phi} \end{bmatrix}, \tag{8}$$

где $\Sigma_{\theta\theta} = \Sigma_p / (\sin^2 \chi); \Sigma_{\theta\phi} = -\Sigma_{\phi\theta} = \Sigma_H / \sin \chi; \Sigma_{\phi\phi} = \Sigma_p; \sin \chi = 2 \cdot \cos \theta / (1 + 3 \cos^2 \theta)^{1/2}; \chi$ - магнитное наклонение; div_{θ,ϕ} - угловая часть оператора дивергенции в сферических координатах θ , ϕ ; $j_{\alpha r}''$ – источники в виде радиальной составляющей продольных токов; Σ_p и Σ_H зависят от θ и ϕ .

Уравнения (1) – (3) описывают распределение потенциала в областях северной полярной шапки, южной полярной шапки и области средних и низких широт, соответственно. Условие (4) означает отсутствие скачка потенциала поперек границы данной шапки и между границами противоположных шапок в каждой точке границ. Условие (5) следует из неразрывности общей токовой цепи и означает, что возможные разрывы нормальной компоненты горизонтальных токов на границах северной и южной шапок в взаимно компенсируют друг друга за счет продольных токов перетекания на этих границах. Условие (6) – это однородное граничное условие на нормальную компоненту тока. Оно соответствует непротеканию тока через экватор и является единственно физически обоснованным [3]. Краевая задача (1) – (6) для эллиптической системы уравнений в частных производных имеет следующие специфические особенности: а) разделение сферы на три подобласти, на границе которых ставятся краевые условия нелокального характера; б) несамосопряженность; в) вырожденность краевой задачи. Под нелокальным характером граничных условий (4) и (5) понимается наличие в них потенциалов и токов, относящихся к разным полушариям. Особенность (6) обусловлена наличием в тензоре проводимости (8) ненулевой и неоднородной внедиагональной компоненты, определяемой проводимостью Холла. Особенность (в) отражает тот факт, что при отсутствии источников задача (1) – (6) имеет нетривиальное решение U = const.

Параметр θ_1 , определяющий размер и границы шапок, в расчетах принимался равным 27°. Экваториальная граница выбиралась несколько выше экватора, $\theta_3 = 72^\circ$, с целью избежать особенностей в тензоре проводимости (8) (sin $\chi = 0$ при $\theta_3 = 90^\circ$).

Мелкомасштабные неоднородности в распределении параметров задачи, характерная протяженность которых порядка или менее сеточных шагов глобальной модели, могут быть учтены различными методами.

Например, для решения данной задачи можно было бы использовать единую сетку для всей сферы, но со сгущением её в области локализации мелкомасштабной неоднородности. Однако, вне этой области, покрывающая всю сферу единая сетка будет, очевидно, неравномерной, что понизит степень аппроксимации соответствующих разностных уравнений.

Ниже выбран другой метод. Выделяется содержащая мелкомасштабную неоднородность подобласть $\boldsymbol{\omega} = [\theta_{\omega 1}, \theta_{\omega 2}] \times [\varphi_{\omega 1}, \varphi_{\omega 2}]$ (т.е. подобласть, локализованная в интервале коширот $\theta_{\omega 1} \leq \theta \leq \theta_{\omega 2}$ и интервале долгот $\varphi_{\omega 1} \leq \varphi \leq \varphi_{\omega 2}$), для которой используется отдельная равномерная сетка с шагами в 5-7 раз более мелкими по сравнению с исходной равномерной глобальной сеткой. Границу области $\boldsymbol{\omega}$ обозначим $\Gamma_{\boldsymbol{\omega}}$. Ниже предполагается, что подобласть $\boldsymbol{\omega}$ целиком находится в области Ω_1 (северная полярная шапка). Для подобласти $\boldsymbol{\omega}$ решается свое уравнение для потенциала $U_{\boldsymbol{\omega}}$

$$\operatorname{div}_{\theta,\phi} J_{\omega} = j_{\omega r}^{"} \operatorname{для} \omega = [\theta_{\omega 1}, \theta_{\omega 2}] \times [\varphi_{\omega 1}, \varphi_{\omega 2}], \tag{9}$$

совпадающее по структуре с уравнениями (1) – (3). На границе Γ_{ω} задаются классические условия сшивки решений U_{ω} и U_l по потенциалу и нормальной к границе компоненте тока $J_{\omega n}$ и J_{ln}

$$U_{\omega}|_{\Gamma_{\omega}} = U_{1}|_{\Gamma_{\omega}} \tag{10}$$

$$J_{\omega n}|_{\Gamma_{\omega}} = J_{1n}|_{\Gamma_{\omega}}.$$
(11)

Таким образом, краевая задача о глобальном распределении потенциала в ионосфере Земли с выделением подобласти для учета мелкомасштабных неоднородностей проводимости и продольного тока описывается

системой уравнений для потенциала (1) – (3), (9) и системой граничных условий (4) – (6), (10), (11). Впервые такая задача была сформулирована в [6].

Для решения этой задачи система сеточных уравнений строилась следующим образом. Подобласть о выбирается таким образом, чтобы её граница проходила между узлами сетки глобальной задачи. Сетка для о строится со сдвигом на полшага, чтобы граница областей находилась между узлами более частой сетки. После решения глобальной задачи становится возможным задать граничное условие Дирихле для «подобласти возмущений» по известным значениям потенциала U в узлах крупной сетки. Значения граничного условия для мелкой сетки получаем с помощью линейной интерполяции, после чего решается соответствующая краевая задача для подобласти о. После этого вычисляется значение нормальной компоненты электрического тока в о, задается граничное условие на нормальную компоненту для глобальной задачи и решается глобальная задача со скорректированными граничными условиями. В итоге получается классическая схема «Дирихле – Нейман» решения разностной задачи методом декомпозиции областей.

Результаты численных расчетов

Численное решение обсуждаемой краевой задачи изображено на рис. 1, где дано двумерное распределение потенциала (в киловольтах) в интервале геомагнитных коширот от 0 до 30 градусов для северной полярной шапки (дневной меридиан сверху).



Рисунок 1. Изолинии потенциала (в киловольтах) для северной полярной шапки.

В.М. Уваров

В качестве источников электрических полей выбирались продольные токи двух систем – DPY – системы и трехслойной MTS – системы [8,9]. Обе системы наблюдаются в экстремально спокойных геомагнитных условиях. Продольные токи DPY – системы локализованы между дневным каспом и геомагнитным полюсом [7]. Трехслойная MTS – система локализована вблизи ночного меридиана [8,9]. В Северном полушарии, для отрицательной азимутальной компоненты межпланетного магнитного поля (ММП), они локализованы в послеполуночные часы с вытекающим продольным током в центральном слое и с втекающими продольными токами на периферии, а для положительной азимутальной компоненты – в послеполуночные часы с обратным направлением токов во всех трех слоях. В Южном полушарии распределение MTS – продольных токов повторяет распределение в Северном полушарии, но для противоположного знака азимутальной компоненты.

Расчеты проведены для случая равноденствия. Рассмотрен случай отрицательной азимутальной компоненты ММП. Вклад в интегральную проводимость прямого УФ-излучения учитывалось по модели [10], электронных высыпаний – по модели [11], рассеянного УФ-излучения и звездного света – аналогично [12]. В качестве входных параметров для моделей [10,11] выбиралась низкая геомагнитная активность и средняя солнечная активность.

На рис. 1 видно также, что эквипотенциаль 15 кВ вблизи ночного меридиана обнаруживает заметный излом. Он обусловлен выделением здесь специальной подобласти, в которой было задано усиление проводимости в небольшом круге, ассоциируемое с дополнительной ионизацией ионосферы потоком заряженных частиц в виде аврорального луча (один из типов полярных сияний). Отмеченная выше особенность в распределении потенциала более выпукло прорисовывается на рис. 2, где дана картина эквипотенциалей в выделенной подобласти коширот от 4 до 7 градусов и азимутальных углов от 130.5 до 211.5 градусов (азимутальный угол отсчитывается от дневного меридиана против часовой стрелки). По сравнению с основными шагами глобальной модели (0.5 градуса по кошироте и 4.5 градуса по долготе) коширотный и долготный шаги в выделенной подобласти были кратно уменьшены. (В ходе вычислительных экспериментов удалось достичь указанного уменьшения в 51 раз).



Рисунок 2. Изолинии потенциала в выделенной подобласти. Случай локального усиления проводимости.

На рис. 3 дано распределение потенциала, аналогичное рис. 2, но для случая, когда в выделенной подобласти никаких искажений фоновой проводимости не допускалось. Соответственно, никаких искажений в картине эквипотенциалей на рис. 3 нет. Это свидетельствует в пользу успешного тестирования разработанной численной модели.

Для тестирования модели особый интерес представляет случай, когда возбуждающий электрические поля продольный ток (правая часть уравнения (9)), локализован исключительно в выделенной подобласти ω .

Было выбрано модельное распределение плотности продольного тока характерное для окрестности аврорального луча с разным направлением вектора плотности тока в центре луча и на периферии. При этом выполняется естественное условие компенсации (равенство полных втекающих и вытекающих токов). Устойчивое решение было получено и в данном случае. Возбуждаемые электрические поля были

локализованы преимущественно в выделенной подобласти, не выходя за её границы, что было вполне ожидаемо для заданной структуры распределения скомпенсированных продольных токов.



Рисунок 3. То же, что и на рис. 2, но без искажения фоновой проводимости.

Данная численная модель опубликована сравнительно недавно [13] и является развитием модели [4], в основе которой лежит постановка краевой задачи [1] о глобальном распределении электрических полей в ионосфере Земли с учетом специфики электродинамического взаимодействия токонесущих ионосферных оболочек противоположных полушарий.

Использование вариационно-разностного метода, основанного на концепции обобщенного решения, позволяет рассчитывать глобальные распределения потенциала даже для случаев очень сильных разрывов в распределении ионосферных проводимостей, адекватно воспроизводя поведение полей даже в непосредственной окрестности таких разрывов. Разрывы могут возникать, например, на границах каналов проводимости, создаваемых полярными сияниями.

Отличительной особенностью модели является возможность выделить специальную пространственную подобласть для более детального учета мелкомасштабных особенностей в распределении входных параметров модели (проводимостей и продольных токов) и адекватного воспроизведения в расчетах соответствующих особенностей в распределении электрических полей.

Своевременность разработки такой модели определяется перспективой появления экспериментальных полигонов с достаточно плотной сетью установок для измерения ионосферных параметров и электрических полей. Сопоставление результатов численного моделирования и данных измерений поможет ответить на целый ряд актуальных вопросов. Например, на вопрос о роли механизма ионосферного динамо в распределении электрических полей в окрестности различных типов полярных сияний.

Аналитическая модель

Первоначально краевая задача (1) – (6) была решена аналитически, ценой упрощения распределения проводимости и продольных токов. Входными параметрами разработанной таким образом модели [14] являются ММП и скорость солнечного ветра, определяющие размеры характерных границ картины конвекции и падение потенциала в полярной шапке. В рамках данной модели удалось воспроизвести все известные типы распределений полей вдоль утренне-вечернего меридиана. Модель предназначена для расчета траекторий конвекции плазменных трубок в модели полярной ионосферы [15], разработанной Уваровым, Барашковым и Захаровой.

Численное решение обратной задачи

С математической точки зрения существуют два способа нахождения векторного поля – по его дивергенции и по его ротору. Примером первого подхода может служить изложенная выше численная модель. Примером второго подхода может служить предложенная в [16] идея восстановления ионосферных электрических полей и токов по данным наземных магнетометров.

В дальнейшем рядом авторов были выполнены различные численные реализации этой идеи известные как модели ТИМ-2, *KRM* и *IZMEM*. Общим недостатком этих моделей является приближение ортогональности магнитного поля и использование некорректных граничных условий.

Свободной от этих недостатков является численная модель [17,18], в которой использовался вариационноразностный метод, основанный на концепции обобщенного решения (как и в моделях [4,13]). Гибкость разработанного алгоритма модели позволила получить численное решение и при допущения, используемых в вышеуказанных моделях, что позволило установить область применимости последних, оказавшуюся весьма узкой (диапазон коширот менее 20 градусов).

Библиографический список

1. *Уваров В.М.* Возможный подход к проблеме возбуждения электрических полей и токов, обусловленных *Ву*-компонентой ММП. // Геомагнетизм и аэрономия. – 1981. – Т. 21. – № 1. – С. 114–120.

2. Уваров В.М. О распределении электрических полей, обусловленных северной компонентой ММП при отсутствии продольных токов в зимней полярной шапке. // Геомагнетизм и аэрономия. – 1984. – Т. 24. – № 1. – С. 1025–1027.

3. *Уваров В.М., Самокиш Б.А.* Электрические поля в ионосфере Земли. Численные модели. С.-Петербург, ПГУПС, 2009, 63 с.

4. Кондаков А.Б., Самокиш Б.А., Уваров В.М. Модифицированная численная модель глобального распределения электрического потенциала. UT-эффект обращения ионосферной конвекции. // Геомагнетизм и аэрономия. – 1999. – Т. 39. – № 6. – С. 50–55.

5. *Кондаков А.Б.* Моделирование глобального распределения электрических полей в ионосфере Земли с учетом разрывов в распределении проводимости. // Известия петербургского университета путей сообщения. – 2013. – вып. 4(37). – С. 123–128.

6. Уваров В.М., Кондаков А.Б. «Вычислительный микроскоп» для численной модели глобального распределения электрических полей в ионосфере Земли. Постановка задачи. // В кн.: Профессиональное образование, наук и инновации в XXI веке. Сборник трудов XII Санкт – Петербургского конгресса. 12 – 13 ноября 2018 года, Санкт – Петербург. С. 247–248.

7. Araki T., Yamauchi M. The interplanetary magnetic field By-dependent field-aligned current in the dayside polar cap under quiet conditions. // J. Geophys. Res. – 1989. – V. 94. – № A3. – P. 2684–2690.

8. *Taguchi S.* By-controlled field-aligned currents near midnight auroral oval during northward interplanetary magnetic field. // J. Geophys. Res. – 1992. – V. 97. – № A8. – P. 12231–12243.

9. Taguchi S., Sugiura M., Iemori T. et al. By-controlled convection and field-aligned currents near midnight auroral oval for northward interplanetary magnetic field. // J. Geophys. Res. – 1994. – V. 99. – № A4. – P. 6027–6044.

10. *Robinson R.M., Vondrak R.R.* Measurements of E region ionization and conductivity produced by solar illumination at high latitudes. // J. Geophys. Res. – 1984. – V. A89. – № A6. – P. 3951–3956.

11. *Hardy D.A., Gussenhoven M.S., Raistric R., McNeil W.J.* Statistical and Functional representation of the pattern of auroral energy flux, number flux and conductivity. // J. Geophys. Res. – 1987. – V. A92. – № 11. – P. 12275–12294.

12. Rasmussen C.E., Shunk R.W. Ionospheric convection driven by NBZ currents. // J. Geophys. Res. – 1987. – V. A92. – N $_{2}$ 5. – P. 4491–4504.

13. Уваров В.М. Учет неоднородностей подсеточного масштаба в рамках численной модели глобального распределения электрических полей в ионосфере Земли. // Известия ПГУПС. – 2022. – Т. 15. – Вып. 3. – С.600–608. DOI: 10.20295/1815-588X-2022-3-600-608

14. Уваров В.М., Барашков П.Д. Типы распределения электрических полей и соответствующие им типы конвекции в полярной ионосфере. // Геомагнетизм и аэрономия. – 1989. – Т. 29. – № 4. – С. 621–628.

15. Уваров В.М., Барашков П.Д., Захарова А.П. Модель полярной ионосферы с учетом влияния межпланетной среды. 1. эффект азимутальной компоненты ММП. // Геомагнетизм и аэрономия. – 1992. – Т. 32. – № 3. – С. 70–77.

16. *Матвеев М.И., Шпынев Г.Б.* Определение электрических полей и продольных токов в магнитосфере по данным геомагнитных возмущений. (высокоширотная область). // Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца. – 1975. – Вып. 36. – С. 34–39.

17. Uvarov V.M., Kondakov A.B., Samokish B.A. Another algorithm for solving 3D current flow reconstruction problem // In: Proc. 5th International Conference on Substorms, St. Petersburg, Russia, 16-20 May 2000 (ESA SP-443, Julay 2000). P. 591–593.

18. *Уваров В.М. Кондаков Б.А., Самокиш Б.А.* Новое решение обратной задачи о распределении потенциала в ионосфере Земли. // Геомагнетизм и аэрономия. – 2001. – Т. 41. – № 4. – С. 503–509.



DOI: 10.51981/2588-0039.2023.46.017

ПРОЯВЛЕНИЕ МЕЖПОЛУШАРНОЙ АСИММЕТРИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ПОТОКАХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЗАХВАЧЕННЫХ И ВЫСЫПАЮЩИХСЯ ЧАСТИЦ НА НИЗКООРБИТАЛЬНЫХ СПУТНИКАХ В СПОКОЙНЫХ И ВОЗМУЩЕННЫХ УСЛОВИЯХ

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

Полярный геофизический институт, г. Апатиты, Россия

Аннотация. Высыпания релятивистских (>800 кэВ) электронов и потоки высыпающихся и захваченных энергичных (~100 кэВ) протонов чаще всего регистрируются во время геомагнитных возмущений, особенно, во время суббурь. При этом наблюдаются возмущения магнитного поля в субавроральной и авроральной областях (50–75° CGMLat). В результате развития ионно-циклотронной неустойчивости во внутренней магнитосфере происходит генерация электромагнитных ионно-циклотронных (ЭМИЦ) волн и питч-угловая диффузия протонов, что приводит к заполнению конуса потерь и, следовательно, к высыпанию энергичных протонов. ЭМИЦ волны, на поверхности Земли регистрируются как геомагнитные пульсации – квазипериодические колебания геомагнитного поля в диапазоне частот Pc1 (0,1–5 Гц). Одновременно на низкоорбитальных (~850 км) спутниках NOAA POES наблюдаются потоки заряженных энергичных высыпающихся и захваченных частиц. Эта работа посвящена изучению влияния ослабленного магнитного поля в районе Южно-Атлантической (Бразильской) магнитной аномалии на потоки энергичных протонов и релятивистских электронов в спокойных и возмущенных условиях.

Введение

Взаимодействие солнечного ветра и магнитосферы преимущественно происходит на высотах, где отличие магнитного поля Земли от дипольного пренебрежимо мало. На ионосферных высотах поле Земли значительно отличается от дипольного. Напряженность магнитного поля Земли в сопряженных точках в ионосфере, на широте 50° CGMLat может различаться в два раза [1, 2]. Одно и то же магнитосферное возмущение может вызвать два различных отклика в ионосфере в разных полушариях. Таким образом, анализ межполушарных различий потенциально может пролить свет на механизмы, участвующие во взаимодействии магнитосферы, ионосферы, что было бы невозможно, если бы поле было симметричным.

Данные

Для измерения потоков высыпающихся и захваченных (с питч-углами 0° и 90°, соответственно) заряженных протонов с энергией Е = 115 кэВ использованы данные спутников NOAA POES оснащенных детектором протонов и электронов средней энергии (Medium Energy Proton and Electron Detector, MEPED) [3]. Для наблюдения электронов с энергией ~1 МэВ использован канал протонного телескопа (P6), изначально предназначенный для регистрации протонов с энергиями >6,9 МэВ. Магнитометр Полярного геофизического института в обс. Ловозеро (GPS-координаты: N 67.9824°, Е 35.05903°) на Кольском полуострове использовался для наблюдения за геомагнитными пульсациями в диапазоне 0,1–5 Гц. Магнитное поле, рассчитанное вблизи низкоорбитальных спутников, взято из данных NOAA (https://cdaweb.gsfc.nasa.gov/).

Результаты

Говоря об асимметрии магнитного поля в сопряженных точках, мы имеем в виду их положение согласно модели IGRF. Различия в напряженности поля означают, что высота зеркальных точек отражения захваченных заряженных частиц будет разной. Там, где поле слабое, высота зеркальных точек будет меньше, что позволяет предположить, что там больше частиц будет взаимодействовать с атмосферой. На рис. 1 представлено магнитное поле, рассчитанное для высоты 850 км в двух полушариях на всех долготах и на широтах 20–90° в координатах ААСGM (Altitude-Adjusted Corrected GeoMagnetic Coordinates). Расчеты проводились с использованием модели внутреннего поля Земли IGRF (International GeoMagnetic Reference Field) в программном комплексе GEOPACK-2008, разработанном Н.А. Цыганенко [4]. Наиболее слабое поле (<2,5x10⁴ нТл) наблюдается вблизи экватора на долготах от -120 до 120° AACGMLon, в северном полушарии – на широтах 20–40° ААСGMLat, в южном полушарии – от -20 до -65° AACGMLat. Это район Южно-Атлантической (Бразильской) магнитной аномалии, где магнитное поле составляет (1,9-2,3)x10⁴ нТл. Для

сравнения: магнитное поле в субавроральных (60–70° AACGMLat) широтах на высоте 850 км достигает 4х10⁴ нТл.



Рисунок 1. Рассчитанное внутреннее магнитное поле для 31 марта 2015 г.

Находясь на одних и тех же широтах и долготах в разных полушариях, низкоорбитальные спутники попадают области с разной величиной в магнитного поля. На рис. 1 черными сплошными линиями выделены области разных полушариях, в одинаковую имеющие долготу И широту. Величина магнитного поля в этих областях в северном полушарии составила (3,3-3,6)х10⁴ нТл, а в южном (2,0-2,8)х10⁴ нТл.

Чтобы определить влияние геомагнитных возмущений, мы выбрали две даты: 31 марта 2015 г. и 14 февраля 2017 г., соответственно для возмущенного и спокойного периодов. На рис. 2 видно, что 31 марта 2015 г. заметная наблюдалась суббуревая активность (АЕ~300 нТл), скорость солнечного ветра достигала 430 км/с, давление ~10 нПа. Для 14 февраля 2017 г., когда геомагнитные условия были спокойными (АЕ~50 нТл), скорость солнечного ветра составляла ~330 км/с, а давление ~2 нПа.



Рисунок 2. Для двух дат 31 марта 2015 г. (слева) и 14 февраля 2017 г. (справа) показаны параметры солнечного ветра (скорость (V) и давление (P)) и индексы геомагнитной активности (AE и SYM-H). На верхних панелях показаны спектрограммы геомагнитных пульсаций в обс. Ловозеро в диапазоне 0,1-4 Гц.

Проявление межполушарной асимметрии магнитного поля в потоках заряженных захваченных и высыпающихся частиц...

На спектрограммах обс. Ловозеро в первом событии одновременно с началом возмущения наблюдаются геомагнитные пульсации на частоте до 1 Гц. Во втором событии, как и ожидается при низкой геомагнитной активности, пульсации отсутствуют. На рисунках цветом выделены интервалы времени с 15 до 18 UT, когда на спутниках NOAA POES регистрировались потоки захваченных и высыпающихся релятивистских электронов и энергичных протонов в сопряженных областях (рис. 3). Тесная связь между высыпанием энергичных протонов и геомагнитными пульсациями Pc1 диапазона установлена в ряде работ (например, [5]).



Рисунок 3.

a) показано время UT и сектор MLT, когда спутники регистрировали потоки энергичных частиц на широтах 50–75° AACGMLat 31 марта 2015 г. и 14 февраля 2017 г.

б) – магнитное поле в окрестности спутников на широтах 50–75° AACGMLat для 31 марта 2015 г. (пунктирная линия) и для 14 февраля 2017 г. (сплошная линия).

в) – потоки захваченных и высыпающихся релятивистских электронов для 31 марта 2015 г. (красные линии) и 14 февраля 2017 г. (синие линии).

Магнитное поле на рис. 36 практически одинаковое для обеих дат, поскольку спутники находятся в близких МLТ секторах (см. рис. 3а). Однако величина и динамика магнитного поля отличается в разных полушариях. В северном полушарии поле варьируется в пределах (3,4-3,8)х10⁴ нТл, в южном полушарии на низких широтах поле имеет минимальные значения около 2x10⁴ нТл, на высоких – около 3,5x10⁴ нТл. На рис. Зв и рис. Зг потоки захваченных и высыпающихся частиц обозначены одним цветом, но разным цветом для каждой даты. Видно, что в северном полушарии потоки минимальные как в возмущенных, так и в спокойных условиях. В южном полушарии максимальные потоки как захваченных, так и высыпающихся электронов и протонов выше при возмущенной активности и наблюдаются на меньших широтах. Для релятивистских электронов широта максимального потока в возмущенных условиях ($\sim 56^{\circ}$) и в спокойных ($\sim 61^{\circ}$) отличается на 5 градусов, а для энергичных протонов – на ~6 градусов. Различие в величине захваченных потоков в возмущенных и спокойных условиях в южном полушарии может достигать одного порядка. Область по широте, где регистрируются как потоки захваченных электронов, так и потоки захваченных протонов в южном полушарии в возмущенных условиях шире на 5-7 градусов, чем в спокойных. Увеличение области происходит, в основном, за счет низких широт, где магнитное поле заметно слабее. Для потоков захваченных протонов полярная граница при любой возмущенности находится на широте ~68°. Для потоков захваченных релятивистских электронов во время магнитных возмущений полярная граница находится на широте $\sim 65^\circ$, в спокойных условиях – на широте ~67°. Что касается потоков высыпающихся электронов и протонов, то их уровень также выше во время геомагнитных возмущений.

Т.А. Яхнина и др.

Выводы

Различия в напряженности поля в сопряженных полушариях приводят к разным ионосферным проявлениям магнитосферных возмущений. Энергичные заряженные частицы, дрейфующие в магнитосфере, попадают в увеличенный конус потерь в области ослабленного поля (дрейфовый конус потерь) и высыпаются в ионосферу. Такие высыпания, обусловленные взаимодействием с ОНЧ излучением от молниевых разрядов, изучались в [6].

В данной работе рассмотрено влияние межполушарной асимметрии на величину потоков заряженных захваченных и высыпающихся релятивистских электронов и энергичных протонов для двух случаев. Показано, что:

- На величину потоков основное влияние оказывает напряженность магнитного поля. Поэтому в южном полушарии, где магнитное поле меньше, наблюдаются большие потоки частиц.
- Сравнение потоков в южном полушарии в возмущенных и спокойных условиях показало, что геомагнитные возмущения также способствуют увеличению потоков.
- Широтный размер области наблюдения потоков также максимален в южном полушарии. В спокойных условиях для захваченных частиц он составляет 10 градусов, в возмущенных – 15 градусов. Пропорционально ведут себя потоки высыпающихся частиц. Увеличение области происходит, в основном, за счет низких широт.

Благодарности

Эта работа поддержана Российским научным фондом, грант № 22-62-00048. Авторы благодарят сотрудников Полярного геофизического института, обеспечивающих наблюдения геомагнитных пульсаций. Авторы благодарят за свободный доступ к данным спутников NOAA POES и информации о параметрах солнечного ветра, об индексах активности AE и SYM-H из базы данных OMNI, полученных на сайте https://cdaweb.gsfc.nasa.gov/.

Литература

- Laundal K.M., I. Cnossen, S.E. Milan, S.E. Haaland, J. Coxon, N.M. Pedatella, M. Förster, J.P. Reistad. North– South Asymmetries in Earth's Magnetic Field // Space Sci. Rev., V.206, P.225–257, 2017. https://doi.org/10.1007/s11214-016-0273-0
- Любчич А.А., Т.А. Попова, Т.А. Яхнина, А.Г. Демехов. Асимметрия магнитного поля Земли в двух полушариях // Physics of Auroral Phenomena, Proc. XLVI Annual Seminar. 2023. P.69–73. DOI: 10.51981/2588-0039.2023.46.015
- 3. Evans D.S., M.S. Greer. Polar orbiting environmental satellite space environment monitor-2: Instrument descriptions and archive data documentation // NOAA Tech. Memo 1.4, Boulder, Colorado: NOAA OARL Space Environment Center, 2004.
- 4. http://geo.phys.spbu.ru/~tsyganenko/Geopack-2008.html
- 5. Яхнина Т.А., А.Г. Яхнин, Й. Кангас, Ю. Маннинен. Локализованные увеличения потоков энергичных протонов на низких высотах в субавроральной области и их связь с пульсациями Pc1 // Космические исследования, Т.40, №3, С.230–241, 2002. (Yahnina T.A., A.G. Yahnin, J. Kangas, J. Manninen, Localized enhancements of energetic proton fluxes at low altitudes in the subauroral region and their relation to the Pc1 pulsations // Cosmic Research, V.40, No. 3, P.213–223, 2002.)
- Blake J.B., U.S. Inan, M. Walt, T.F. Bell, J. Bortnik, D.L. Chenette, H.J. Christian. Lightning-induced energetic electron flux enhancements in the drift loss cone // J. Geophys. Res. V.106, No.A12. P.29733–29744, 2001. https://doi.org/10.1029/2001JA000067



DOI: 10.51981/2588-0039.2023.46.018

THE SOLAR FLARE IMPACT ON THE LOWER IONOSPHERE AND GEOMAGNETIC FIELD

V.A. Pilipenko¹, M.S. Solovieva¹, G.M. Korkina², E.A. Polyanskaia¹

¹Institute of Physics of the Earth, Moscow

²Geophysical Survey of the Russian Academy of Sciences, Petropavlovsk-Kamchatsky

Abstract

The geophysical testing ground at Kamchatka provides wide possibilities to monitor the electromagnetic and ionospheric phenomena at the Far East. Here we demonstrate the facilities of this multi-instrument observational complex for the study of the solar flare impact on the lower ionosphere and geomagnetic field. We have used data of the VLF amplitude/phase monitoring along several radio paths, augmented by the geomagnetic observations. A typical VLF amplitude/phase response "replicates" the X-ray flux variations, however the magnitude of the response depends on a preexisting ionization level. The geomagnetic field, besides long-lasting (\sim 30-40 min) magnetic bay, sometimes demonstrates the oscillatory (with quasi-periods \sim 4 mins) response to an impulsive X-ray/UV emission burst, whereas these oscillations are absent in the VLF data. We suggest that some ionospheric heavily damped acoustic-gravity or MHD modes may be responsible for this quasi-periodic response. Solar flare was found to enhance the intensity of magnetospheric Pc3 (\sim 50 s) pulsations.

Introduction

Solar flares are giant explosions on the surface of the Sun when a huge amount of electromagnetic energy is released over the whole electromagnetic spectrum. A complex of associated geophysical phenomena is coined the solar flare effect (SFE). The UV radiation is absorbed at higher altitudes ionizing the F-region, the ionosphere E-layer is vulnerable to soft X-ray bursts, hard X-rays penetrate more deeply into the ionosphere reaching the D-region, and γ -rays transmit through the ionosphere into the stratosphere.

In this study we combine observational data from two techniques. The first one is the monitoring of Very Low Frequency (VLF, 3–30 kHz) radio signal propagation from transmitters within the waveguide created by the low ionosphere and Earth's surface [*Rozhnoi et al.*, 2019]. VLF radio waves normally reflect at altitudes of D-layer: 70-75 km during daytime and 80-90 km during nighttime. Sudden X-ray irradiance (flares of class X, M) affect the subionospheric VLF radio signal propagation as a deviation in amplitude and phase.



Another technique we have used is the array of ground magnetometers. Burst of the electromagnetic emission flux during solar flares is accompanied by a sudden disturbance of the geomagnetic field. This disturbance can be understood as a geomagnetic response to a current intensification in the global ionosphere system due to the conductivity enhancement in the E-layer (100-120 km). Besides long-term effects (~1 h in duration), a quasiperiodic response is sometimes observed by ground magnetometers in various frequency range (periods from tens of secs to tens of mins), named Pc_{SFE} pulsations [Dovbnya et al., 1995]. These periodic responses were attributed to resonant features of the magnetospheric [Rosenberg et al., 1981] or atmospheric-ionospheric [Parkhomov et al., 2006] systems. However, these suggestions have not been supported yet by detailed data analysis or theoretical modeling, and the relevant physical mechanisms have remained poorly studied.

The VLF radio wave method has been suggested for remote control of the earthquake preparation. Ionospheric effects 1-5 days before earthquakes were found by investigating the amplitude/phase of VLF radio

waves in the Earth-ionosphere guide [Rozhnoi et al., 2009]. The impulsive flare impact may be considered as a testing signal to reveal possible resonant features of the atmosphere-ionosphere-magnetosphere system, and to validate the sensitivity of the VLF technique for the detection of earthquakes. Here we use the facilities of the multi-instrument

observational complex at Kamchatka for the study of the solar flare impact on the lower ionosphere and geomagnetic field using data of the VLF amplitude/phase monitoring and data from geomagnetic observatories.



Figure 2. Effects of the solar X-ray flare on 2013/11/08: upper panel – GOES observations of soft X-ray (red line) and hard X-ray (blue line) fluxes; second panel – EUV counts at GOES; next panels - VLF signals from NWC (amplitude and phase), NPM (amplitude and phase), JJI (amplitude), and JJY (amplitude and phase) transmitters.



Observational facilities

The X-ray 2-sec data in two energy bands soft (0.05-0.4 nm) and hard (0.1-0.8 nm) X-ray fluxes from the geosynchronous GOES-14, -15 satellites have been used to record bursts of the solar flare emission. We also have used data on extreme ultraviolet (EUV) emission in the band 5-20 nm from the geostationary GOES-13 satellite.

We have used data from VLF receiver, sited at Petropavlovsk-Kamchatsky (PTK, 158.92°E, 53.15°N). It receives signals from the transmitters JJY (40.0 kHz, Fukushima) path length=2271 km, JJI (22.2 kHz, Miyazaki), path length=3247 km, NWC (19.8 kHz, Australia), path length=9420 km, and NPM (21.4 kHz, Hawaii), path length=4852 km. The radio paths are shown in Fig. 1. The VLF receiver records with 20 sec sampling period the amplitude (in dB) and phase (in degrees).

These observations are augmented by 1 sec data from INTERMAGNET magnetometers. The location of selected magnetic stations in South-East Asia is shown in Fig. 1.

Typical events

We provide the observational results for selected typical events. The reported solar flare onset is marked by the vertical dotted red line. During all events under study the soft and hard X-ray fluxes varied by 2-4 times from event to event, whereas EUV count rates varied not more that by $\sim 2\%$.

Solar X-ray flare occurs on **2013/11/08**, around 0420UT (Fig. 2). Stepwise response can be seen in the VLF data. Magnetic response is composed from two elements: gradual long-term (~30 min)

magnetic bay (KAK, MMB) and short-period (~10 min) impulse during flare onset (Fig. 3) evident at GUA, KAK.

Solar X-ray flare occurs on 2011/09/06, around 2213 UT. The Xray intensity variation shows a sudden burst and gradual decay (Fig. 4). However, geomagnetic field, besides gradual variations, demonstrates oscillatory response (Fig. 5). In detail these magnetic variations are examined in Fig. 6. The figure shows Y-component only because the properties of X-component variations are very similar. The data have been detrended by subtraction of running average in 10-min window. The dynamic spectra (see sonograms in the right-hand part of Fig. 6) reveal that the periodicity of transient

geomagnetic response is \sim 4 min. These oscillatory variations are absent in the VLF data. Probably, the geomagnetic oscillatory response is caused by excitation of some resonant ionospheric system by the solar flare. During this event,

another interesting feature is observed. After the solar flare, quasi-monochromatic (period ~ 50 s) geomagnetic pulsations start and last for about one hour (Fig. 6).



Figure 4. Solar X-ray flare on 2011/09/06 as observed by various instruments: upper panel – GOES observations of soft X-ray (red line) and hard X-ray (blue line) fluxes; second panel – EUV counts at GOES; next panels - VLF signals from NWC (amplitude and phase), NPM (amplitude and phase), JJI (amplitude), and JJY (amplitude and phase) transmitters.



Discussion

A received signal is a sum of ground wave from VLF transmitter and sky multi-hop waves. An ionization of bottom ionosphere modifies the the reflection/absorption of the sky wave, which results in the modification of the interference pattern and change of the wave amplitude/phase. Solar photons of different energies ionize ionospheric plasma at different altitudes: UV radiation ionizes the F-region, soft X-ray (0.1-1 nm) - the E-layer, hard X-rays (1-10 nm) reach the D-region, and γ -rays penetrate through the ionosphere into the upper atmosphere. Thus, a solar flare may provide the largest response in different layers depending on its energy spectrum. However, electrodynamic coupling between layers may results in a more complicated response of an entire ionosphere to a solar flare.

The observed quasi-periodic responses were interpreted as a signature of the following resonators: • Geomagnetic waves with periods \sim 70–100 sec at low latitudes excited by rapid changes in the ionospheric conductivity may be eigenoscillations of the geomagnetic field lines [*Rosenberg et al.*, 1981]. At high latitudes irregular geomagnetic pulsations associated with hard X-rays flares revealed spectral peaks at periods of 40, 100, and 300 sec, corresponding to local magnetospheric resonances [*Lukovnikova and Parkhomov*, 1983].

• Pulsed heating of the lower ionosphere by ionizing radiation can excite an acoustic-gravity wave (AGW) [*Metelkin et al.*, 1982]. The ionization of the ionosphere in the conducting region changes the electric current in it, which leads to the fast release of heat responsible for the AGW generation [*Sorokin et al.*, 2022]. The propagation of an AGW through the

ionosphere generates oscillations of the geomagnetic field.

In all daytime events we have examined the solar flare burst was unipolar, without a quasi-periodic structure. We suppose that the mechanism of magnetospheric oscillations cannot be responsible for the observed quasi-periodic geomagnetic response. At middle/low latitudes, periods of fundamental magnetospheric field line oscillations (Pc3 pulsations) are about few tens of secs, that is much less the periodicity of the observed geomagnetic response. Thus, the observed periodicity corresponds rather to AGW band. However, the excited AGW seemingly should modulate not only conducting E-layer, but D-layer as well. So, they must be detected by the VLF monitoring technique. However, we have not found any traces of the quasi-periodic signatures in the VLF data, whereas quasi-periodic variations have been observed in magnetic field. We suggest that besides AGW, a specific MHD mode may be excited in the E-layer. As a possible candidate the

V.A. Pilipenko et al.

MHD surface-type wave (named the gyrotropic mode) propagating along the gyrotropic E-layer may be indicated [*Gorbachev et al.*, 1995]. It may be speculated that heavily damped geomagnetic oscillations following some solar flares may be associated with the excitation of the ionospheric gyrotropic mode.

During the event on 2011/09/06 another interesting effect has been observed. After the solar flare quasimonochromatic geomagnetic pulsations started and lasted for about one hour (Fig. 6). Their period corresponds to that of typical Pc3 pulsations. We suppose that these pulsations cannot be interpreted as a result of direct excitation by the solar flare. The driver of Pc3 pulsations is the turbulent region upstream the bow shock, which is not controlled by a solar flare. Probably, the enhanced UV/X-ray emission during solar flare produces an enhancement of the E-layer conductivity. This process increases the Q-factor of the magnetospheric field-line resonator, which leads to enhancement of eigenoscillations in this resonator – Pc3 pulsations.



Summary and conclusions

We have examined the response of VLF amplitude/phase along the radio paths at Far East to X-ray solar flares. The VLF response "replicates" the X-ray flux variations. Geomagnetic observatories in this region sometimes demonstrate the oscillatory response to a pulse of UV/X-ray emission, whereas these oscillations are absent in the VLF data. We suggest that some ionospheric heavily damped MHD mode or acoustic mode in the E-layer may be responsible for a quasi-periodic response to the sudden ionization produced by an X-ray solar flare. Comparative analysis of the ionospheric response to the solar flare with known energy and to preearthquake activity may provide a clue to mechanism of seismo-ionospheric phenomena.

Funding. The study is supported by the grant 22-17-00125 from the Russian Science Foundation.

Data Availability Statement

The X-ray and EUV data from the GOES-13, -15 satellites are provided by NOAA through https://satdat.ngdc.noaa.gov/sem/goes/data/avg/ and https://satdat.ngdc.noaa.gov/sem/goes/data/euvs/.

References

- Dovbnya B.N., Parkhomov V.F., Rakhmatulin R.A., Long period pulsations accompanying intense X-ray flares, Geomagn. Aeronomy, 35, 413-417, 1995.
- Gorbachev L.P., Levekhina L.V., Matronchik A.Yu., et al. Generation of short-period geomagnetic pulsations in the ionospheric gyrotropic layer by a cosmic source of ionizing radiation, Geomagn. Aeronomy, 34, 772-778, 1995.
- Lukovnikova V.I. Parkhomov V.A., Features characterizing the excitation of geomagnetic pulsations as the result of changes in ionospheric conductivity during solar flares, Geomagn. Aeronomy, 23, 992-996, 1983.
- Metelkin E.V., Sorokin V.M., Fedorovich G.V., On the nature of geomagnetic field oscillations generated by solar flares, Geomagn. Aeronomy, 22, 803–808, 1982.
- Parkhomov V.A., Moldavanov A.V., Tsegmed B., On two different geomagnetic manifestations of solar flare November 4, 2003, J. Atmospheric and Solar-Terrest. Phys., 68, 1370–1382, 2006.
- Rosenberg T.J., Morris P.B., Lanzerotti L.J., Excitation of magnetospheric hydromagnetic waves by solar-flareinduced change in ionospheric conductivity, Phys. Rev. Lett., 47, 1343–1346, 1981.
- Rozhnoi A., Solovieva M., Molchanov O., et al., Anomalies in VLF radio signals prior the Abruzzo earthquake (*M*=6.3) on 6 April 2009, Nat. Hazards Earth Syst. Sci., 9, 1727–1732, 2009.
- Rozhnoi A., Solovieva M., Fedun V., et al., Strong influence of solar X-ray flares on low-frequency electromagnetic signals in middle latitudes, Ann. Geophys., 37, 843–850, 2019.
- Sorokin V.M., Yashchenko A.K., Mushkarev G.Yu., Disturbance of the geomagnetic field by an acoustic-gravity wave generated by the ionizing radiation of solar flares, Geomagn. Aeronomy, 62, 568-582, 2022.



Polar Geophysical Institute

DOI: 10.51981/2588-0039.2023.46.019

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПОЛЯ МОРСКИХ ВОЛН

В.С. Исмагилов, Ю.А. Копытенко

СПбФ ИЗМИРАН, С.-Петербург, Россия; e-mail: ivs@izmiran.spb.ru

Аннотация. Приведены результаты исследований возмущений горизонтальной компоненты электрического поля в морских прибрежных зонах. Показано, что кроме естественных вариаций электрического поля ионосферно-магнитосферного происхождения возникают возмущения, связанные с морской средой. В узкой береговой полосе (~50 м) прибрежной зоны Охотского моря (о. Сахалин) выявлены возникающие в периоды отливов широкополосные возмущения электрического поля (F = 0.001-1 Гц). На северном побережье Кольского п-ва (Баренцево море) обнаружено возникновение 2-3 узких гармоник вариаций электрического поля в диапазоне частот 0.2-0.5 Гц, возникающих на берегу длинного разлома, соединяющегося с морем. Гармоники изменяют свою частоту в зависимости от фазы прилива. Высокие частоты возникают во время отлива, а более низкие – во время прилива. В прибрежной зоне Белого моря (п. Умба) в диапазоне частот F = 0.05–0.5 Гц выделены вариации электрического поля, созданные морскими волнами. Амплитуда этих вариаций зависит от высоты волн, максимальна возле кромки воды и быстро уменьшается с удалением от берега.

Введение

Исследованиям электромагнитных полей над и под поверхность морской среды посвящено большое количество работ. В работах [Бычков и др., 1979], [Доронин и Степанюк, 1992] исследуется электромагнитное поле, образующееся при морском волнении в приводном слое атмосферы. [Thomson, 2009] обнаружил, что геомагнитно-индуцированное переменное электрическое поле сильно зависит от локального поверхностного импеданса, что приводит к большим амплитудам электрического поля вдоль побережья.

В упомянутых выше работах рассматривались возмущения УНЧ естественных электрических полей ионосферно-магнитосферного происхождения. В отличие от предыдущих исследований в данной работе представлены результаты исследований возмущений УНЧ электрических полей в морских прибрежных зонах Белого, Баренцева и Охотского моря созданные морской средой.

Обсуждение результатов экспериментов

На рис. 1 для 7-дневного периода (17–23.09.2017 г.) представлены результаты экспериментальных работ на побережье Охотского моря (восточное побережье о. Сахалин). На верхней панели представлен динамический спектр горизонтальной компоненты вариаций магнитного поля (H) в диапазоне частот F = 0.001 - 0.1 Гц в точке, расположенной на берегу в ~30 м от кромки воды. На двух средних и двух нижних панелях представлены динамические спектры горизонтальных компонент вариаций электрического поля (Ex, Ey) в точке, удаленной от берега на ~150 м и на берегу на расстоянии 5-30 м (в зависимости от фазы прилива) от кромки воды. Экспериментальные данные регистрировались геофизическими станциями GI-MTS-1 [*Сергушин и Петрицев*, 2022] расположенными непосредственно на берегу и в удаленной (базовой) точке. В состав каждой станции входили две горизонтальные теллурические линии длиной ~50 м (электрические датчики Ex и Ey) и три трехкомпонентных магнитных датчика торсионного типа, измеряющих индукцию магнитного поля. Ex компонента устанавливалась ортогонально берегу, а Ey компонента – вдоль берега. Среднеквадратическая погрешность регистрируемой индукции магнитного поля составляет <10 пТл на частоте 1 Гц, разности потенциалов электрического поля – <0.02 мкВ.

Слой атмосферы над морем является сильно ионизированной средой. Ионизация создается за счет поверхностных эффектов - из-за разрушения пузырьков на поверхности, срыва аэрозоли ветром с верхушек волн, воздействием ультрафиолета, испарением морской воды, дроблением капель при обрушении волн на берег и другими процессами [Кондратьев, 2005]. Значительным фактором ионизации аэрозоли в береговой зоне является наличие радиоактивных минералов в прибрежной почве не покрытой слоем морской воды.

Земля заряжена отрицательно, поэтому отрицательные заряды стремятся вверх вдоль вертикальной компоненты электрического поля Земли (~130 В/м), а положительные заряды оседают на морскую поверхность и сносятся ветром на берег и в небольшом слое над земной поверхностью возникает ~20% превышение содержания положительных зарядов (~ 10^{10} /м³) над отрицательными [*Кондратьев и др.*, 1983]. В зоне проведения эксперимента на Сахалине во время отливов происходило обнажение песчано-каменистого морского дна на большой площади. Усиленное испарение воды и естественная радиация, которую теперь не поглощает морская вода, приводят к повышению концентрация морской аэрозоли и ее ионизации в береговой

зоне [Кондратьев, 2005]. Следовательно, в периоды отливов в приземном слое атмосферы концентрация избыточных положительных зарядов также возрастает.

Наблюдаемые на береговом пункте интервалы возникновения широкополосных УНЧ возмущений электрического поля (две нижние панели на рис. 1) совпадают с временными интервалами отливов и, повидимому, возникают при перемещении под воздействием ветра объемов воздуха с неоднородной плотностью положительных электрических зарядов над электродами теллурических линий.



Рисунок 1. Динамические спектры горизонтальных компонент вариаций электрического и магнитного поля на береговых и базовых точках в диапазоне частот F = 0.001 - 0.1 Гц. Сахалин, 17 - 23.09.2017 г. Моменты отливов на рис. 1 указаны черными стрелками.

Плотность зарядов в приземной атмосфере неоднородна, скорость ветра и его порывы меняются. Движение электрических зарядов создает меняющееся во времени электрическое поле, индуцирующее заряды в прибрежной почве; возникают теллурические токи и электрические датчики регистрируют переменную разность потенциалов между измерительным электродом и заземлением. В магнитном поле такие возмущения не наблюдаются ни на береговой, ни на удаленной точке.

Концентрация аэрозоли и плотность избыточных положительных зарядов в воздухе сильно падает при удалении от кромки воды, поэтому на удаленной базовой точке широкополосные УНЧ возмущения не наблюдаются. В магнитном поле на береговой и на базовой точках наблюдаются только возмущения, связанные с суточным ходом геомагнитной активности.

Отметим, что эффектов, связанных с морскими отливами и наблюдаемых в прибрежной зоне Охотского моря, в экспериментах на Белом и Баренцевом морях, не наблюдается, что, вероятно, связано с небольшим обнажением дна в периоды отливов.

На рис. 2 представлен динамический спектры плотности мощности Ey горизонтальной компоненты вариаций электрического поля в диапазоне частот F = 0.1 – 0.5 Гц, построенный за двухсуточный период по данным, зарегистрированным на берегу Баренцева моря (мыс Териберский) в 2017 г. В этом эксперименте на каменистом берегу Баренцева моря электрод заземления располагался на расстоянии ~ 60 м от береговой кромки. Теллурические линии длиной ~50 м были протянуты от электрода заземления вдоль береговой линии в направлении запад-восток (Ey компонента) и юг-север (Ex компонента). Измерительный электрод Ey располагался на расстоянии ~ 50 м от морского берега на кромке сообщающегося с морем длинного узкого разлома шириной 5 - 10 м ориентированного почти ортогонально к береговой линии.



Рисунок 2. Динамический спектр (*F* = 0.5–0.1 Гц) горизонтальной компоненты вариаций электрического поля (*Ey*) в точке, расположенной на берегу разлома. Мыс Териберский, 14 – 15.08.2017 г. Черные стрелки – моменты максимальных отливов.

Электрические поля морских волн

В период сильного морского волнения были зарегистрированы вариации электрического поля с узкими частотными полосами. На рис. 2 отчетливо видно возникновение двух-трех узкополосных гармоник вариаций электрического поля в диапазоне частот 0.25-0.35 Гц. Гармоники изменяют свою частоту в зависимости от фазы прилива. Частота повышается в период отлива и понижается во время прилива. Морские волны – случайный процесс, создающий электрическое поле с достаточно широким спектром. По-видимому, когда волны из открытого моря непрерывно приходят в разлом, могут возбуждаться стоячие колебания поверхности воды (суперпозиция встречных гравитационных волн) поперёк разлома. При приливе расстояние между стенками разлома и слой воды в нем возрастает и период этих колебаний уменьшается, при отливе – увеличивается. Уровень приливов составлял ~4.2 м, что, вероятно, способствовало заметному изменению величин частотных мод.

В период эксперимента 2019 г. на северном берегу Белого моря (п. Умба) шесть измерительных электродов



Рисунок 3. Схема эксперимента на Белом море. Умба, 2019 г.

устанавливались вдоль линии ортогональной берегу с шагом 5 м. Схема эксперимента показана на рис. 3. Ближайший к кромке воды электрод 1 располагался на расстоянии 5 – 10 м от берега (в зависимости от фазы прилива высотой ~2.2 м). Самый удаленный электрод 6 располагался на расстоянии ~35 м от береговой линии. Заземляющий электрод для всех измерительных электродов располагался на расстоянии ~60 м от кромки воды.

На верхней кривой рис. 4 приведена разность потенциалов между самым удаленным от кромки воды измерительным электродом 6 и заземлением фильтрованная в диапазоне частот F = 0.05 - 0.5 Гц. Расстояния до кромки воды указано над кривыми. Пять нижних кривых на рис. 4 являются разностью в том же диапазоне частот

$$d\Phi_j = \Phi_6 - C_j \Phi_j \tag{1}$$

где Φ_6 – среднее за двухсуточный период значение разности потенциалов между заземлением и самым удаленном от кромки воды электродом; Φ_j – среднее за тот же период значение разности потенциалов электрического поля, измеренное между заземлением и пятью ближайшими к берегу электродами ($j=1\div5$) – пять нижних кривых на рис. 4; C_j – вычисленные коэффициенты компенсации, позволяющие удалить естественные вариации внешнего электрического поля и выделить поле морских волн.



Рисунок Величина разности 4. электрического потенциалов поля $(F = 0.05 - 0.5 \Gamma \mu)$ в зависимости от расстояния до кромки морской воды. Умба, 08-09.07.2019 г. Верхняя кривая потенциалов разность межлу электродом 6 и заземлением. Пять нижних кривых разность потенциалов между парами соседних электродов. Расстояние от кромки воды указано над кривыми.

Подставляя коэффициенты C_j в (1) получаем поле, очищенное от естественных полей ионосферного происхождения – нижние пять кривых на рис. 4. Применение формулы (1) основано на том, что градиент электромагнитного поля сильного, но удаленного источника (ионосферного происхождения) много меньше градиента слабого, но близкого источника. Из рис. 4 видно, что электрическое поле быстро уменьшается с удалением от берега.

Измеренная исходная разность потенциалов (Φ_{μ}) между шестью электродами и заземлением (нефильтрованная) представлена на верхней кривой на рис. 5 в зависимости от расстояния до кромки воды. Для построения второй сверху кривой на рис. 5 использованы данные, представленные на рис. 4 (пять нижних кривых) и все пять точек на кривой являются среднеквадратичными значениями разности потенциалов ($\Delta \Phi$) между заземлением и всеми измерительными электродами в частотном диапазоне F = 0.05 – 0.5 Гц за двухсуточный период 08-09.07.2019 г.



электрические поля в прибрежной зоне. Умба,

 (Φ) и электрическое поле *Ex* между электродами и заземлением представлены на двух верхних кривых, среднеквадратичная амплитуда вариаций разности потенциалов между заземлением электродами ($\Delta \Phi$) и величина модуля горизонтального электрического поля (|Ex|) в полосе частот F = 0.05 - 0.5 Гц в зависимости от расстояния до кромки воды (нижние кривые). Две верхние кривые на рис. 5 показывают наличие локальной геоэлектрической аномалии на расстоянии 25-30 м от берега. Значение среднеквадратичной величины электрического поля определяется как производная разности потенциалов между парами электродов [Бердичевский, 1968]:

На рис. 5 представлены исходная разность потенциалов

$$E_{x} = -\partial \Delta \Phi / \partial x \tag{2}$$

Здесь $\Delta \Phi$ — разность потенциалов между парами измерительных электродов (1-2, 2-3, 3-4, 4-5, 5-6), определенная по верхней кривой на рис. 5.

Заключение

08-09.07.2019 г.

Представлены результаты исследований возмущений УНЧ электрических полей, созданных морской средой в различных морских прибрежных зонах.

В прибрежной зоне Охотского моря в узкой береговой полосе обнаружены возникающие в периоды отливов широкополосные (F=0.001-0.1 Гц) возмущения горизонтальной компоненты электрического поля. При усилении ветра эти возмущения в электрическом поле возникают как на берегу моря, так и на точке, удаленной от берега на расстояние ~150 м. В магнитном поле такие возмущения не наблюдаются. В береговой зоне Баренцева и Белого моря такие возмущения электрического поля не наблюдаются что, вероятно, связано с небольшими площадями обнажения морского дна и более низкими температурами воздуха, что не способствует испарению воды и увеличению избыточных положительных зарядов в приповерхностной атмосфере.

На побережье Баренцева моря обнаружено возникновение узких гармоник вариаций электрического поля в диапазоне частот 0.25-0.35 Гц, изменяющих свою частоту в зависимости от фазы прилива.

На северном берегу Белого моря в диапазоне частот F = 0.05-0.5 Гц выполнена компенсация естественных УНЧ возмущений и выделены вариации электрического поля, созданные морскими волнами. Амплитуда этих вариаций максимальна возле кромки воды и уменьшается с удалением от берега.

Список публикаций

- Бердичевский М.Н. Электрическая разведка методом электрического профилирования // Труды НИИЗМ, М., 250 с., 1968.
- Бычков В.С., Жмур В.В., Лапшин В.Б. Об электромагнитных эффектах при колебаниях заряженной поверхности моря // Геомагнетизм и аэрономия, Т. 19, № 4, С. 15-18, 1979.
- Доронин Ю.П., Степанюк И.А. Электромагнитное поле океана // Учебное пособие СПб, изд. РГГМИ, С.87, 1992.
- Кондратьев К.Я. Свойства, процессы образования и последствия воздействий атмосферного аэрозоля // СПб, изд. BBM, 312 с., 2005.
- Кондратьев К.Я., Москаленко Н.И., Поздняков Д.В. Атмосферный аэрозоль // Л, Гидрометеоиздат, с.283, 1983.
- Сергушин П.А., Петрищев М.С. Геофизическая станция GI-MTS-1 и возможности её применения для локализации источников электромагнитных возмущений // Научно-практический семинар «Исследование магнитного поля земли как фактор прогресса национальной безопасности России». Сборник докладов СПбГЭТУ «ЛЭТИ», СПбФ ИЗМИРАН, С. 68-70, 2022.
- Thomson A.W., McKay A.J., Viljanen A. A review of progress in modelling of induced geoelectric and geomagnetic fields with special regard to induced currents // Acta Geophys. 57(1), P. 209–219, 2009.



Polar Geophysical Institute

DOI: 10.51981/2588-0039.2023.46.020

БЕРЕГОВОЙ ЭФФЕКТ В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

В.С. Исмагилов, Ю.А. Копытенко, М.С. Петрищев, П.А. Сергушин, А.В. Петленко

СПбФ ИЗМИРАН, г. Санкт-Петербург, Россия; e-mail: ivs@izmiran.spb.ru

Аннотация. Представлены результаты экспериментальных исследований возмущений электрического поля, созданных источниками ионосферного происхождения в прибрежных зонах Белого и Баренцева морей. Регистрация данных выполнялась геофизическими станциями GI-MTS-1. Горизонтальное электрическое поле регистрировалось теллурическими линиями длиной ~50 м. Ex компонента напряженности электрического поля устанавливалась ортогонально береговой линии в направлении от берега, компонента Ey - вдоль береговой линии. В прибрежной полосе контакта море-суша выявлена зона аномального увеличения амплитуды в полной и переменной Ex компоненты, примыкающая к кромке воды (береговой эффект). На расстоянии ~ 30 м от кромки воды наблюдается дополнительная узкая зона аномального усиления величины УНЧ-вариаций электрического поля, связанная с локальной геоэлектрической аномалией. Максимальный береговой эффект наблюдается возле кромки воды в береговой зоне и уменьшается с удалением от берега моря.

Введение

Береговой эффект в вариациях магнитного поля (в основном, в вертикальной компоненте) изучен достаточно хорошо. Он представляет собой явление, связанное с влиянием геоэлектрической неоднородности (море) на поле геомагнитных вариаций и теллурических токов. Береговой эффект проявляется на относительно небольшом расстоянии от береговой линии на суше или на море. Первые работы по изучению берегового эффекта были проведены на обс. «Мирный» (Антарктида) [*Мансуров*, 1958]. Было отмечено, что вблизи берега нормальная и вертикальная компоненты магнитного поля характеризуются сильными изменениями, а ток в море поляризован линейно и течет вдоль берега, повторяя его конфигурацию. Данное явление было исследовано в различных районах [*Greenhouse*, 1972].

Земная поверхность заряжена отрицательно, и вертикальная компонента напряженности земного электрического поля составляет в среднем ~130 В/м на всей поверхности Земли [*Peduчкин и Самсонова*, 2015]. Горизонтальная компонента электрического поля много меньше и определяется как геоэлектрическими особенностями земной коры, т.е. зависит от электрических свойств горных пород, так и электрическим полем атмосферы, зависящим от метеорологических факторов. Напряженность электрического поля также изменяется во время сильных магнитных возмущений [*Freir*, 1967]. Естественные электрические поля возникают и на контакте различающихся химическими свойствами и составом горных пород.

В морских прибрежных зонах измерения электрических полей практически не проводились. Цель данной работы – исследование естественных электрических полей ионосферного происхождения в прибрежных зонах Белого и Баренцева морей.

Обсуждение результатов экспериментов

В проведенных экспериментах регистрация данных выполнялась геофизическими станциями GI-MTS-1 [*Сергушин и Петрищев*, 2022]. В состав каждой станции входят 3 трехкомпонентных магнитных датчика торсионного типа и две горизонтальные теллурические линии (датчики электрического поля) длиной ~50–70 м (*Ex- и Ey-* компоненты). Регистрируемые данные поступают в расположенный рядом с магнитометрами блок АЦП-24 и записываются на флэш-память. Схема эксперимента 2019 г. на северном берегу Белого моря (п. Умба) представлена на рис.1. Заземляющий электрод «Земля 1», относительно которого измерялась разность потенциалов, располагался на расстоянии ~60 м от береговой линии. Измерительные электроды (Ex1-Ex6) первой станции GI-MTS-1 устанавливались вдоль линии, ортогональной берегу, с шагом 5 м. Ближайший к кромке воды электрод располагался на расстоянии 5 – 10 м от кромки воды в зависимости от фазы прилива (высота прилива составляла ~2.2 м). Измерительный электрод Ex7 второй станции GI-MTS-1 располагался на расстоянии 102 м от кромки воды, электрод «Земля 2» был установлен на расстоянии 47 м от измерительного электрода. Магнитометры (обозначено [H D Z] на рис. 1) устанавливались на расстоянии ~10 м от электродов заземления. Погрешность измерений по магнитному полю составляла <0.01 нТл, по потенциалу электродов заземления.

На рис. 2 на верхней панели за период 16–22.07.2019 г. приведена магнитограмма D -компоненты индукции магнитного поля, зарегистрированная магнитометром на береговой геофизической станции (рис. 1). Изменение величины разности потенциалов электрического поля ΔU, зарегистрированное между всеми семи

В.С. Исмагилов и др.

установленными измерительными электродами и заземлением за тот же 7-суточный период времени, представлено на нижней панели рис. 2. Возле кривых на рис. 2 указано расстояние от измерительного электрода до кромки воды. На самой удаленной точке хорошо заметны суточные вариации как в магнитном, так и в электрическом поле. Приливные полусуточные эффекты наиболее отчетливо видные на самой ближней к кромке воды точке (нижняя кривая на рис. 2).



Рисунок1.Схемаэксперимента2019г.насеверном берегу Белого моря.

На рис. 3 представлены изменения различных параметров в зависимости от расстояния до кромки воды за период 16–22.07.2019 г. На рисунке сверху вниз в зависимости от расстояния от береговой линии показаны изменения:

R – электрическое сопротивление земной среды; $\Delta \Phi$ – среднее значение разности потенциалов между заземлением и

измерительными электродами; *E* – среднее значение *Ex*-компоненты электрического поля, определенное в точках между

измерительными электродами; Ec – среднеквадратичная амплитуда вариаций электрического поля для периодов T = 2, 10 и 300 с. Измерения электрического сопротивления земной среды производились омметром. Необходимо учесть, что поскольку в отрезок электрической цепи между электродами «Земля» и измерительными электродами, в которой омметр измеряет сопротивление, включен источник напряжения (индуцированные



Рисунок 2. Вариации разности потенциалов электрического поля в прибрежной зоне Белого моря. Умба, 16–22.07.2019 г. Расстояние от кромки воды до измерительного электрода указано возле кривых.

заряды на геоэлектрической аномалии). По этой причине показания омметра не будут совпадать, возможно, существенно, с действительными значениями сопротивления земной коры. На рис. 3 видно, что величина *R* растет с увеличением расстояния от берега, так как песок становится все более сухим и менее проводящим. Однако на расстоянии ~30 м от кромки воды наблюдается уменьшение сопротивления, что, вероятно, связано с небольшим понижением рельефа и уменьшением толщины слоя песка (фактически – локальная геоэлектрическая аномалия).

На второй сверху панели рис. З в зависимости от расстояния до кромки воды показано изменение для всего 7-суточного периода средней величины разности потенциалов $\Delta \Phi$ между измерительными электродами и заземлением. Как видно из рисунка, на расстоянии ~30 м от кромки воды наблюдается локальная геоэлектрическая аномалия.

На третьей сверху панели рис. 3 в зависимости от расстояния до кромки воды показано изменение средней величины горизонтальной *Ex*-компоненты поля. Средняя величина также определяется для всего 7-суточного периода между каждой парой электродов. Исходное электрическое поле определялось как производная разности потенциалов на паре измерительных электродов (1–2, 2–3, 3–4 и т.д.) [*Бердичевский*, 1968]:

$$E_x = -\partial \frac{\Delta \Phi}{\partial x}.$$
 (1)

Здесь $\Delta \Phi$ – разность потенциалов в точке посредине между парами измерительных электродов, определенная линейной интерполяцией, координатная ось направлена ортогонально берегу вдоль цепочки электродов.

Нижние кривые на рис. 3 показывают изменения среднего значения УНЧ переменного электрического поля (*Ec*) для периодов *T*=600, 10 и 2 с. Переменное электрическое поле получено фильтрацией исходных значений разности потенциалов (рис. 2), затем для получения значений электрического поля использована формула (1).

Как видно из этого рисунка, средние амплитуды вариаций максимальны на ближайшей к кромке воды точке (~10 м) и уменьшаются с увеличением расстояния от берега. На локальной аномалии происходит изменение амплитуды вариаций. Амплитуда длиннопериодных вариаций электрического поля (T=600 с) изменяется с расстоянием от берега таким же образом, что и короткопериодные вариации (4-я сверху панель на рис. 3). Это позволяет предположить, что наблюдаемый эффект характерен для вариаций всего диапазона УНЧ-вариаций ($F < 1 \Gamma_{\rm II}$) и для исходного постоянного поля.

Таким образом, результаты, представленные на рис. 3, показывают наличие двух аномалий с повышенной проводимостью: полоса контакта море-суша и узкая приповерхностная аномалия, удаленная от берега на ~30 м.

При падении переменной электромагнитной волны на земную поверхность индуцируются электрические заряды. В области контакта двух сред с различными геоэлектрическими свойствами (море–суша) касательная компонента напряженности электрического поля (Ey) не меняется при переходе из одной среды в другую, а нормальная компонента (Ex) меняется скачком. Это означает наличие избыточных электрических зарядов в переходной зоне контакта. Плотность избыточных зарядов в зоне изменения электропроводимости синхронно изменяется с частотой возмущения и направлением электрического поля. По этой причине в области контакта суша-море возникает усиление амплитуды Ex-компоненты естественного переменного электрического поля («береговой эффект»). Максимальный береговой эффект наблюдается возле кромки воды и убывает с удалением от берега моря (рис. 3). Влияние геоэлектрической неоднородности на расстоянии ~30 м от берега проявляется в виде увеличения амплитуды вариаций.



Рисунок 3. Изменение параметров электрического поля в зависимости от расстояния до кромки воды. Умба, 16–22.07.2019 г.

Проявления берегового эффекта в вариациях электрического поля в прибрежных зонах Белого и Баренцева моря представлены на рис. 4. В верхней части рис. 4 приведены записи двух горизонтальных компонент напряженности электрического поля (Ex - черный цвет, Ey-серый), зарегистрированных на ближайшем к кромке воды измерительном электроде Ex1 (рис.1). Использованы данные Ex- и Ey- компонент, регистрируемых одновременно геофизической станцией GI-MTS-1. Нижняя кривая Ex на рис. 2, теллурическая линия для Ey-компоненты проложена параллельно берегу на расстоянии ~50 м от берега моря.

Измерительный электрод Eg1 располагался на берегу западнее электрода Ex1 и на том же расстоянии от береговой линии и измерял одновременно проекции Ex1- и Ey1-компонент на направление между электродами Земля 1 – Eg1 (рис. 1). Поскольку все расстояния, разности потенциалов между электродами и угол $\alpha=28^{\circ}$ в треугольнике Земля1, Ex1, Eg1 нам известны, то компонента Ey1определяется следующим преобразованием:

$$Ey1 = (Eg1 - Ex1\cos(\alpha))/\sin(\alpha).$$
(2)

Для обработки выбирался интервал данных с квазисинусоидальными пульсациями типа Pc1 - Pc3, позволяющих получить качественный эллипс поляризации. Данные отфильтрованы в диапазонах частот F1 = 0.1-2 Гц и F2 = 0.03-0.1 Гц. Компонента Ex (черный цвет) направлена ортогонально берегу, компонента Ey (серый цвет) направлена вдоль береговой линии. В

нижней части рисунка показаны эллипсы поляризация (Ex-Ey) горизонтального переменного электрического поля на морском берегу. Из рисунка 4 видно, что большая ось эллипсов поляризации в обоих случаях почти перпендикулярна береговой линии (Ex > Ey). Такой же эффект наблюдается и на побережье Баренцева моря.



Рисунок 4. Вариации электрического поля в диапазоне частот F = 0.1-2 Гц и F = 0.03 - 0.1 Гц и эллипсы поляризации горизонтальной компоненты переменного электрического поля (*Ex*–*Ey*) на берегу Белого моря. Умба, 04–05 UT 08.07.2019 г. *Ex*- компонента показана черным цветом, *Ey*- серым.

Для обработки выбирался интервал данных с квазисинусоидальными пульсациями типа Pc1 - Pc3, позволяющих получить качественный эллипс поляризации. Данные отфильтрованы в диапазонах частот F1 = 0.1-2 Гц и F2 = 0.03-0.1 Гц. Компонента Ex (черный цвет) направлена ортогонально берегу, компонента Ey (серый цвет) направлена вдоль береговой линии. В нижней части рисунка показаны эллипсы поляризация

В.С. Исмагилов и др.

(Ex-Ey) горизонтального переменного электрического поля на морском берегу. Из рисунка 4 видно, что большая ось эллипсов поляризации в обоих случаях почти перпендикулярна береговой линии (Ex > Ey). Такой же эффект наблюдается и на побережье Баренцева моря.

Заключение

Предварительные экспериментальные результаты были представлены в работе [Kopytenko et al., 2018]. В данной работе приводятся результаты экспериментальных исследований естественных электромагнитных полей ионосферного происхождения в прибрежных морских зонах. В узкой береговой полосе (~50 м) выявлено аномальное усиление горизонтальной компоненты напряженности электрического поля, ортогональной к береговой линии. Максимальный береговой эффект наблюдается возле кромки воды и убывает с удалением от берега моря. Береговой эффект наблюдается в широком диапазоне УНЧ-возмущений электрического поля в полной и переменной Ex-компоненте электрического поля и возникает вследствие изменения в зоне суша-море плотности индуцированных зарядов синхронно с частотой возмущения внешнего электрического поля. Аномальное усиление Ex-компоненты электрического поля наблюдается на расстоянии ~30 м от кромки воды, что связано с наличием геоэлектрической особенности в районе этой точки. Погрешность этого расстояния составляет ~5 м и связана с перемещением кромки воды во время отливов и приливов.

Список литературы

- Бердичевский М.Н. Электрическая разведка методом электрического профилирования. М: "Недра", 254 с. 1968.

- Мансуров С.М. О причинах локальности магнитных вариаций в районе Мирного // Инф. бюлл. сов. антаркт. эксп. № 2. С. 37–41. 1958.

- Редичкин Н.Н., Самсонова Н.В. Физика Земли и атмосферы: учебное пособие // Ростов н/Д: Рост. гос. строит. ун-т, 148 с., 2015.

- Сергушин П.А., Петрищев М.С. Геофизическая станция GI-MTS-1 и возможности ее применения для локализации источников электромагнитных возмущений // Научно-практический семинар «Исследование магнитного поля земли как фактор прогресса национальной безопасности России». Сборник докладов СПбГЭТУ «ЛЭТИ». СПбФ ИЗМИРАН. С. 68–70. 2022.

- Freir G.D. Auroral effects on the Earth electric field // J. Geophys. Res. V. 66. P. 2695-2702. 1967.

- Greenhouse J.P. Geomagnetic time variations on the sea floor off southern California // Ph.D. thesis. Univ. of Calif, San Diego, 248 p., 1972.

- Kopytenko Yu.A., Ismagilov V.S., Petrishchev M.S., Sergushin P.A., Petlenko A.V. Broadband ULF perturbations of the electric field in coastal zone of the Okhotsk sea // 41th Annual Seminar, Apatity, p. 58–61. 2018.



DOI: 10.51981/2588-0039.2023.46.021

КЛАСТЕРИЗАЦИЯ УНЧ-ВОЛН МЕТОДАМИ МАШИННОГО ОБУЧЕНИЯ ПО ДАННЫМ СПУТНИКА THEMIS-А

Д.А. Шубин, А.В. Рубцов, Д.Ю. Климушкин

Институт Солнечно-Земной Физики СО РАН, Иркутск, Россия; e-mail: d.shubin@iszf.irk.ru

Аннотация

В настоящей работе проведена кластеризация ультранизкочастотных волн по данным спутника THEMIS-А за один полный обзор магнитосферы Земли. Выделение волн производилось автоматически, после чего проводилась кластеризация методом Gaussian Mixture. Сравнительный анализ с использованием метода t-SNE позволил соотнести получившиеся кластеры с ожидаемым разделением волн по поляризации на полоидальные, тороидальные и компрессионные. Показано, что результаты кластеризации лишь частично совпадают с таким разделением.

Введение

Исследование ультранизкочастотных (УНЧ) волн в магнитосфере Земли представляет большое значение для понимания процессов переноса энергии заряженных частиц, летящих от Солнца на Землю (*McPherron*, 2005). Изучение волн на основе визуального исследования не всегда позволяют обнаружить неочевидные и интересные закономерности среди таких волн (*Климушкин и др.*, 2021; *Menk*, 2011). Однако современные методы работы с большими данными позволяют это сделать и по-новому взглянуть на взаимодействие УНЧ-волн с частицами. В последнее время подобные методы, использующие машинное обучение, находят всё больше применения в анализе данных (например, *Бернгардт*, 2022).

Детектирование волн

В настоящем исследовании использовались данные зонда А многоспутниковой миссии Time History of Events and Macroscale Interactions during Substorms (THEMIS; Angelopoulos, 2008) с января 2017 года по февраль 2018 года. За этот период спутник совершил один полный обзор магнитосферы, т. е. охватил наблюдениями все MLT. Спутник THEMIS-А может достигать апогея в 15 R_E (радиус Земли) и покидать магнитосферу Земли. Чтобы анализировать данные только внутри магнитосферы, мы ограничили рассматриваемую область пространства 8 R_E , что позволило избежать пересечения магнитопаузы в рассматриваемый интервал времени.

Спутниковые данные были взяты с открытого сервиса CDAWeb (https://cdaweb.gsfc.nasa.gov/). Для последующего анализа был разработан алгоритм, который позволяет детектировать УНЧ-волны в диапазоне Рс4 (период 45–150 с) и Рс5 (период 150–600 с) автоматически. Для этого в спектре колебаний магнитного поля за 15-минутный интервал определялось наличие пиков, чье отношение ширины пика на полувысоте к частоте пика не превышало 0,4. Пики на близких частотах у последовательно идущих 15-минутных интервалов считались одной волной (*Якимчук и др.*, 2023).

Таким образом был сформирован набор данных, содержащий параметры наблюдения волны, усреднённые за время её наблюдения: пространственные характеристики (MLT, MLAT, L-оболочка спутника) и параметры магнитного поля (значения амплитуд по всем трём компонентам).

Кластеризация

Для выделения схожих групп данных применяют кластеризацию – метод машинного обучения, позволяющий независимо от пользователя разделить данные на группы (кластеры). Наибольшую известность получили методы Kmean, DBSCAN и Gaussian Mixture, позволяющие получить наиболее качественные результаты на разных наборах данных (*Singh et al.*, 2015). Тем не менее, не существует универсального метода кластеризации, так как разные методы будут давать отличающийся результат на одних и тех же данных. Поэтому при использовании кластерного анализа нужно определить наиболее подходящий метод и ожидаемое количество кластеров.

Вопрос о количестве кластеров решается в ходе выполнения поставленной задачи, в то время как определить нужный метод для кластеризации более сложная задача. С этим позволяет справиться метод снижения размерности t-SNE (van der Maaten, 2014). В этом случае под размерностью мы понимаем количество параметров, характеризующих данный объект. Метод позволяет спроецировать объект в многомерном пространстве параметров на двумерную плоскость. Важная особенность метода заключается в том, что объекты, которые находились рядом в исходном многомерном пространстве, окажутся рядом и на полученной

Д.А. Шубин и др.

проекции. Следует отметить, что оси координат получившейся проекции не имеют физической интерпретации и служат лишь для визуального отображения исходных объектов на плоскости.

Метод t-SNE позволяет определить необходимый класс методов, которые следует использовать с текущими данными. Если на проекции есть группы отдельно стоящих точек, "облаков" (где каждая точка — это некоторый многомерный объект), то это говорит о значительном пространственном разделении между группами. В таком случае следует использовать методы кластеризации, в которых фактором определения кластеров является их пространственное расположение, такие как Kmean и Spectral. В противном случае, когда такие "облака" отсутствуют, применяются иные статистические методы, наиболее известным из которых является Gaussian Mixture.

Результаты кластеризации

Среди УНЧ-волн обычно выделяют три основные группы: полоидальные (колебания происходят в радиальном направлении), тороидальные (колебания происходят в азимутальном направлении) и компрессионные (колебания вдоль силовых линий, значительно меняется модуль магнитного поля) (*Климушкин и др.*, 2021). В настоящее время широко распространено предположение, что эти волны генерируются разными источниками, что проявляется в виде разного распределения в пространстве (*Anderson et al.*, 1990). В настоящем исследовании мы проверили это предположение с помощью методов кластеризации. Для этого использовались данные о средней амплитуде колебаний магнитного поля в каждом из трёх направлений и их отношения между собой: b_a (азимутальное направление), b_r (радиальное), $b_{||}$ (направление вдоль силовой линии) и $b_a/b_{||}$.



Рисунок 1. Двумерная проекция набора данных УНЧ-волн по измерениям магнитного поля спутником THEMIS-A с января 2017 г. по февраль 2018 г., полученная с помощью метода t-SNE.



Рисунок 2. Результаты разделения волн на 3 кластера. Слева — ручное разделение по величине амплитуд колебаний магнитного поля по каждой из компонент. Справа — разделение на кластеры с помощью метода Gaussian Mixture.

На Рис. 1 показаны результаты применения метода t-SNE. Так как на графике нет чёткого разделения на облака, то было принято решение в дальнейшем использовать метод кластеризации Gaussian Mixture. Количество кластеров было выбрано равным трём из предположения о делении волн в магнитосфере на

группы с преобладающими колебаниями в разных направлениях: полоидальные, тороидальные и компрессионные. Мы сравнили результаты кластеризации с ручным разделением по направлению колебаний с наибольшей амплитудой (Рис. 2).

Полученное разделение на кластеры в общих чертах согласуется с ожидаемым разделением. Можно заметить, что группы полоидальных и тороидальных (зелёные и синие точки на Рис. 2, слева) выделились в соответствующие отдельные кластеры (красные и золотые точки на Рис. 2, справа), а компрессионные волны оказались объединены с частью поперечных волн в третий кластер. Этот результат можно объяснить сменой поляризации волн и ложным определением типа волны из-за небольшого отклонения от магнитного экватора (*Леонович и Мазур*, 2016).

Заключение

Мы показали, что кластеризация УНЧ-волн с помощью современных методов машинного обучения даёт результат, сходный с общепринятым разделением волн по поляризации. Однако имеются и заметные различия, которые могут быть интерпретированы, как с точки зрения физической природы, так и из-за особенностей используемых методов. Это открывает перспективы в продолжении исследования и более детального анализа найденных различий между группами, поиска закономерностей и факторов, которые на это влияют.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России.

Список литературы

- Бернгардт О.И. Первый сравнительный анализ метеорного эха и спорадического рассеяния, идентифицированных самообучившейся нейронной сетью по данным радаров ЕКВ и МАGW ИСЗФ СО РАН. Солнечно-земная физика, 8, 66–76 (2022). https://doi.org/10.12737/szf-84202206
- Климушкин Д.Ю., Магер П.Н., Челпанов М.А., Костарев Д.В. Взаимодействие долгопериодических УНЧволн и заряженных частиц в магнитосфере: теория и наблюдения (обзор). Солнечно-земная физика, 7, 35– 69 (2021). https://doi.org/10.12737/szf-74202105
- Леонович А.С, Мазур В.А. Линейная теория МГД-колебаний магнитосферы. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2016. 480 с. ISBN 978-5-9221-1687-9
- Якимчук А.И., Рубцов А.В., Климушкин Д.Ю. Распределение поляризации поперечных УНЧ-волн по данным Van Allen Probe A: существуют ли раздельно тороидальные и полоидальные волны в магнитосфере? Солнечно-земная физика (2023), принята к печати.
- Anderson B.J., Engebretson M.J., Rounds S.P., Zanetti L.J., Potemra T.A. A statistical study of Pc 3–5 pulsations observed by the AMPTE/CCE Magnetic Fields Experiment, 1. Occurrence distributions. Journal of Geophysical Research: Space Physics, 95, 10495–10523 (1990). https://doi.org/10.1029/JA095iA07p10495
- Angelopoulos V. The THEMIS Mission. Space Science Reviews, 141, 5–34 (2008). https://doi.org/10.1007/s11214-008-9336-1
- McPherron R.L. Magnetic Pulsations: Their Sources and Relation to Solar Wind and Geomagnetic Activity. Surveys in Geophysics, 26, 545–592 (2005). https://doi.org/10.1007/s10712-005-1758-7
- Menk F.W. (2011). Magnetospheric ULF Waves: A Review. In: Liu W., Fujimoto M. (eds) The Dynamic Magnetosphere. IAGA Special Sopron Book Series, vol. 3. Springer, Dordrecht. https://doi.org/10.1007/978-94-007-0501-2 13
- Garima, H. Gulati, P.K. Singh, Clustering techniques in data mining: A comparison, 2nd International Conference on Computing for Sustainable Global Development (INDIACom), New Delhi, India, 2015, pp. 410–415.
- van der Maaten L.J.P. Accelerating t-SNE using Tree-Based Algorithms. Journal of Machine Learning Research, 15, 3221–3245 (2014)



DOI: 10.51981/2588-0039.2023.46.022

MAGNETIC FIELD CONFIGURATIONS AT SOLAR FLARE SITES ABOVE ACTIVE REGION AR 10365 FROM MHD SIMULATION RESULTS

A.I. Podgorny¹, I.M. Podgorny²

¹Lebedev Physical Institute RAS, Moscow, Russia; e-mail: podgorny@lebedev.ru ²Institute of Astronomy RAS, Moscow, Russia

Abstract. 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. The study of the solar flare mechanism by the magnetohydrodynamic (MHD) simulation in the solar corona above the real active region is continued. Two variants of calculation were carried out for relatively high viscosities ($Re_m=3\times10^4$, $Re=10^4$) and for low viscosities ($Re_m=10^9$, $Re=10^7$). For MHD simulations with high viscosities, a property was found that is possessed only by those current density maxima that are located in the bright region of pre-flare radio.

Introduction

The primordial release of magnetic energy during solar flares occurs in the solar corona above the active region at altitudes of 15 - 70 Mm, which is proven by both direct observations of thermal X-ray emission from flares on the limb [1] and analysis of flare observation data [2-4].



Figure 1. Comparison of the magnetic field configuration and the positions of the current density maxima with the distribution of radio emission intensity at a frequency of 17 GHz on May 26, 2003 at 02:32:05 three hours before the M 1.9 flare for calculation with relatively high viscosities ($Re_m=3\times10^4$, $Re=10^4$). The positions of the current density maxima are shown as violet points. The magnetic field configuration is presented by magnetic lines which pass through selected current density maxima with numbers 4, 12, 41, 73, 82, 84, 105, 123, 145, 147, 179, 182, 194, 205. 3D magnetic lines in the computational domain and their projections onto the picture plain (which is perpendicular to line of sight direction) and onto the central plane of computation domain are shown. In the lower right corner, the current density maxima for calculations with two sets of viscosities (violet dots and green dots) are presented.

The appearance of flares in the corona is explained by the mechanism of S.I. Syrovatsky [5], according to which the flare energy accumulates in the magnetic field of the current sheet. A current sheet is formed in the vicinity of a singular magnetic field line under the influence of disturbances propagating from the solar surface. During quasistationary evolution the current sheet transfers into an unstable state (see, for example, [6]). The flare release of the magnetic field energy of the current sheet as a result of instability leads to the observed manifestations of the flare, which are explained by the electrodynamical model of the solar flare proposed by I. M. Podgorny [7]. Hard beam X-ray radiation on the solar surface appears due to the deceleration in the lower dense layers of the solar atmosphere of electrons accelerated in field-aligned currents on magnetic lines exiting from the current sheet. Field-aligned currents are generated by the Hall electric field in the current sheet. The model was developed based on the results of observations and numerical magnetohydrodynamics (MHD) simulations and uses analogies with the substorm electrodynamic model proposed earlier by its author [8]. Since it is impossible to determine the configuration of the magnetic field in the corona from observations, to study the physical mechanism of a solar flare it is necessary to carry out MHD simulation of the flare situation in the solar corona above the real active region [9-16], which is continued in this work. When setting up the MHD simulation problem, no assumptions were made about the mechanism of the solar flare; all conditions were taken from observations.



Figure 2. The configurations of the magnetic field, plasma flow velocity, and current density distributions near the selected 4th, 194th, 145th, 82nd, and 73rd current density maxima on May 26, 2003 at 02:32:05 for calculation with relatively high viscosities ($Re_m=3\times10^4$, $Re=10^4$) are presented. The configurations are shown by plane magnetic lines which are tangential to projections of magnetic vectors on the plane of configuration, by projections of magnetic lines on the plane of configuration, and by 3D magnetic lines. Magnetic lines located in front of the plane of configuration are shown as bold blue lines, and magnetic lines located behind the plane of configuration are shown as thin brown lines.

Setting of the problem, method of solving the problem, selection of parameters

MHD simulation is carried out above the active region of AR 10365. The computational domain in the corona is a rectangular parallelepiped ($0 \le x \le 1$, $0 \le y \le 0.3$, $0 \le z \le 1$) (the length unit was chosen $L_0 = 4 \times 10^{10}$ cm). The lower boundary of the computational domain y=0 (XZ) is located on the surface of the Sun. The Y axis is directed from the Sun perpendicular to the photosphere. The X axis is directed from east to west; the Z axis is from north to south.



Figure 3. Comparison of the magnetic field configuration and the positions of the current density maxima (grin dots) with the distribution of radio emission intensity at a frequency of 17 GHz on May 26, 2003 at 02:32:05 for calculation with relatively low viscosities ($Re_m=10^9$, $Re=10^7$) is shown, as well as in Figure 1. The magnetic configurations near the selected current density maxima are presented.

For the numerical solution, an upwind, absolutely implicit finite-difference scheme was developed which is conservative with respect to the magnetic flux [13, 17]. The scheme was realized in the computer program PERESVET. The simulations were carried out by means of parallel computing threads on graphics cards using CUDA technology [14]. The methods have been developed to stabilize numerical instabilities arise near the boundary [12, 15]. The configuration of the magnetic field obtained by MHD simulation is so complex that it is impossible to determine the positions of singular lines and the current sheets near them from it. For this purpose, a graphical search system of flare positions has been developed [9, 10]. The system is based on the search for current density maxima, which are reached in the middle of the current sheets. The current density maxima are located on singular lines of the magnetic field. To select dimensionless parameters the principle of limited simulation [18] was used. Two variants of calculation were carried out for relatively high magnetic and ordinary viscosities ($Re_m=3\times10^4$, $Re=10^4$) and for relatively low viscosities ($Re_m=10^9$, $Re=10^7$). In the first variant, numerical instabilities practically did not arise. At low viscosities, the disturbance propagating from the solar surface is not suppressed.

Results of MHD simulation

Figures 1 - 3 present the results of MHD simulation and their comparison with observations of radio emission at a frequency of 17 GHz in the active region of AO 10365, obtained with the Nobeyama radioheliograph. The results are presented at 02:32:05 on May 6, 2003, three hours before the M 1.9 flare. At this moment, the energy for the flare is accumulated in the magnetic field of the solar corona and the plasma is heated by the currents that create this field. Plasma heated to 6-7 MK causes pre-flare radiation, which can be used to determine the location where the flare will occur in the future.

Figure 1 shows the location of the current density maxima at the time of 02:32:05 on May 6, 2003 for the first calculation variant with relatively high viscosities ($Re_m=3\times10^4$, $Re=10^4$). The magnetic field configuration is represented by magnetic lines passing through the selected 14 maxima, indicated by yellow squares, the remaining current density maxima are indicated by violet dots. Superimposed on the configuration of the magnetic field with the positions of the current density maxima in the picture plane (perpendicular to the line of sight) is the distribution of radio emission intensity at a frequency of 17 GHz. The magnetic field configurations near the current density maxima,

which should be located on singular magnetic lines and are places where the magnetic energy of a solar flare is accumulated, are shown in Figure 2 for some selected maxima. Figure 3 shows the location of the current density maxima and magnetic field configuration superimposed on the distribution of radio emission intensity distribution at a frequency of 17 GHz for the second calculation variant with low viscosities ($Re_m=10^9$, $Re=10^7$).

Field configurations near current density maxima (Fig. 2-3) show that a diverging magnetic field is superimposed on an X-type magnetic field (see also [12]). But even the if the superposition is dominated by a divergent magnetic field, due to the presence of the X-type field, a fairly powerful current sheet can appear, as can be seen in the field configuration near the maximum current density No. 82 in Figure 3.

Discussion

Most effectively, the formation of a current sheet occurs for the second variant of the calculation, in which the diffusion spreading is significantly weakened. It can be seen for the current density distribution in the form of a thin sheet for the 129th maximum current density in Figure 3). However, for the second variant ($Re_m=10^9$, $Re=10^7$) the solution is distorted by numerical instabilities: unreal maxima of the current density at points of the numerical grid near the found maximum (Figure 3 for the 8th, 16th, 20th and 234th maxima). As can be seen from Figures 1, 3, a significant part of the current density maxima is located in the bright radiation region. This confirms the solar flare mechanism, based on the accumulation of energy in the magnetic field of the current sheet.

It should be emphasized that in the first variant of the calculation, only the maxima with special property are placed in bright region of preflare emission, and maxima with such properties do not appear outside the bright radiation region. According to this property, current density maximum must be placed in extended (about several tens Mm) current sheet which contain the chain of maxima, and simultaneously the magnetic "plane" lines exiting from the point of maximum must be close to straight line, which means that divergent magnetic field do not dominate strongly. Examples of such an extended current sheet with several maxima are the configuration near the 4th and 145th maxima, presented in Figure 2; the positions of these maxima are presented in Figure 1. The 147th maximum belongs to the same chain as the 145th maximum. For the 82nd maximum (Fig. 2), located in an extended current sheet outside the bright radiation region, "plane" magnetic lines have the shape of parabolas extending from the point of maximum current density, which means, that divergent magnetic field is strongly dominant.

Conclusions

- 1. A technique has been developed for MHD simulation of a flare situation in the solar corona above an active region and for analyzing the results of MHD simulation which should be improved according the plan developed on the base of obtained results.
- 2. The location of a large number of current density maxima in the region of bright flare radiation on the solar disk confirms solar flare mechanism, based on the release of energy accumulated in the magnetic field of current sheet.
- 3. The problem of the formation of a significant number of current sheet maxima outside the bright region of flare radiation is necessary to be solved by improving the MHD simulation technique.
- 4. It will be necessary to try to use the appearance of configurations with lines close to straight lines along one of the axes in the vicinity of maxima located in the form of chains in an extended current sheet as a precursor for predicting a flare situation obtained from the results of MHD simulation.

The results obtained here are presented more clearly in extended versions of the article in Russian and English posted at the addresses https://sites.lebedev.ru/ru/podgorny/file/6991 and https://sites.lebedev.ru/ru/podgorny/file/6992 (Podgorny-Proc-Apatity-2023-Rus Extended.doc and Podgorny-Proc-Apatity-2023-Eng Extended.doc at https://sites.lebedev.ru/ru/podgorny/4171.html).

References

- 1. Lin R.P., Krucker S., Hurford G.J. et al. (2003) Astrophys. J. 595, L69-L76. https://doi.org/10.1086/378932
- 2. Podgorny A.I., Podgorny I.M., Meshalkina N.S. (2015) Astron. Rep. 59, 795-805.
- 3. Podgorny I.M., Podgorny A.I (2018) Astron. Rep. 62, 696-704.
- 4. Podgorny I.M., Podgorny A.I. (2019) Sun and Geosphere 14(1), 13-76.
- 5. Syrovatskii S.I. (1966) Zh. Eksp. Teor. Fiz. 50, 1133-1147.
- 6. Podgorny A.I., Podgorny I.M. (2012) Geomagn. Aeron. (Engl. Transl.) 52, 150-161.
- 7. Podgorny I.M., Balabin Y.V., Vashenyuk E.V., Podgorny A.I. (2010) Astron. Rep. 54, 645-656.
- 8. Podgorny I.M., Dubinin E.M., Israilevich P.L., Nicolaeva N.S. (1988) Geophys. Res. Lett. 15, 1538–1540.
- Podgorny A.I., Podgorny I.M. (2013) Sun and Geosphere 8(2), 71-76.
 Podgorny A.I., Podgorny I.M. (2013) Proc. 36 Annual Sem. "Phys. of Auroral Phenomena". Apatity. 117-120.
- 11. Podgorny A.I., Podgorny I.M., Meshalkina N.S. (2018) JASTP, 180, 16-25.
- 12. Podgorny A.I., Podgorny I.M., Borisenko A.V. (2022) Open Astronomy. 31. 27-37.
- 13. Podgorny A.I., Podgorny I.M., Borisenko A.V. (2023) Physics 5(3), 895-910.
- 14. Podgorny A.I., Podgorny I.M., Borisenko A.V. (2020) Proc. 43 Annual Sem. "Phys. of Auroral Phenomena", Apatity. 56-59. 15. Podgorny A.I., Podgorny I.M., Borisenko A.V. (2021) Proc 44 Annual Sem. "Phys. of Auroral Phenomena", Apatity. 92-95.
- 16. Podgorny A.I., Podgorny I.M., Borisenko A.V. (2022) Proc 45 Annual Sem. "Phys. of Auroral Phenomena", Apatity. 70-73.
- 17. Podgorny A.I., Podgorny I.M. (2004) Comput. Math. Math. Phys. 44, 1784-1806.
- 18. Podgorny I.M. (1978) Simulation studies of Space. Fundamentals of Cosmic Physics 1, 1-72.



Polar Geophysical

nstitute

DOI: 10.51981/2588-0039.2023.46.023

CORRELATIVE STUDY OF SOLAR TRANSIENT PARAMETERS ASSOCIATED WITH DST INDEX FOR SOLAR CYCLE 23 AND 24

Soumya Yadav, Priyank Srivastava, A.K. Singh

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

Abstract

Geomagnetic storms and solar coronal mass ejections (CMEs) have been shown to be associated since the discovery of CMEs in solar activity (*Yurchyshyn et al.*, 2004). An intense geomagnetic storm can either be stemmed from a CME, or from a coronal hole. However, a great geomagnetic storm can only be sourced from a CME (*Le et al.*, 2012). The aim of this paper is to study the relation between the coronal mass ejections (CMEs), and their associated solar flares and correlate this with the Disturbance storm time (Dst) index. We have studied the count rate of soft X-rays class of X, M and C type through a histogram type plot for studying the number of X-rays of different class observed during solar cycle 23 and 24. We have also studied the angular width, speed of coronal mass ejections (CMEs) and disturbance storm time (Dst) index of solar cycle 23 and 24 for the whole cycle (*Pant et al.*, 2021).

1. Introduction

Coronal Mass Ejections (CMEs) are magnificent and dramatic solar atmosphere occurrences that have repercussion across the whole heliosphere. With the ability to affect the heliosphere, interplanetary space, and the atmosphere of Earth, coronal mass ejections are an important type of solar violent event that hurls massive volumes of magnetic flux and plasma out of the solar atmosphere (*Lamy et al.*, 2019). The angular width of CMEs typically refers to their projected, apparent span, in degree. The apparent angular width of CMEs ranges from a few degrees to 150° (*Bidhu et al.*, 2017). The study of the distribution of the angular width of CMEs offers crucial hints for comprehending the physical processes that cause the CMEs to grow.

Geomagnetic storms are significant disruptions in the Earth's magnetosphere that occur when the interplanetary magnetic field (IMF) shifts southward and stays southern for an extended length of time. Geomagnetic storms and solar coronal mass ejections (CMEs) have been shown to be associated since the discovery of CMEs in solar activity (*Srivastava and Singh*, 2021). An intense geomagnetic storm can either be stemmed from a CME, or from a coronal hole. However, a great geomagnetic storm can only be sourced from a CME. The aim of this paper is to study the relation between the coronal mass ejections (CMEs), and their associated solar flares and correlate this with the Disturbance storm time (Dst) index (*Singh et al.*, 2021).

2. Data Sources

Since the LASCO has been continually studying CMEs since January 1996 (since the start of solar cycle 23), the data utilized in the current work for statistical analysis of angular width and speed are taken from the catalogue of SOHO's website (https://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/catalog_description.htm). Also, data for Dst are collected from OMNIWeb Data Explorer(https://omniweb.gsfc.nasa.gov/form/dx1.html). There have been a total of 12 observations of initial speed for solar cycle 23 and 9 for cycle 24, respectively.

3. Solar transient parameters and geomagnetic storm parameter, i.e., Dst

The solar transient parameters which are discussed here are angular width and speed. The geomagnetic storm parameter used is Dst. We have studied the count rate of soft X-rays class of X, M and C type through a histogram type plot shown in Figure 1 for studying the number of X-rays of different class observed during solar cycle 23 and 24. We have also studied the angular width, speed of coronal mass ejections (CMEs) and disturbance storm time (Dst) Index of solar cycle 23 and 24 for the whole cycle. The histogram clearly shows that the X-rays of class M are greater than those of classes X and C. M-class flares are considered mild, whereas X-class flares are the strongest. Thus, the graph indicates that the highest number of mild flares occurs in both solar cycles. However, in solar cycle 23, the quantity of X flares exceeds that of C-class flares. In solar cycle 24, the number of X flares is lower than the number of C-class flares. We may conclude that solar cycle 23 was more powerful than solar cycle 24.

Correlative study of solar transient parameters associated with Dst index for solar cycle 23 and 24



Figure 1. Histogram shows the count rate of soft X-rays class of X, M and C type observed during solar cycle 23 (1996-2008) and 24 (2008-2020).

4. Result and Discussion

For our analysis, we took the Dst index value for the specific day of year based on the maximum initial speed for each year in the relevant solar cycle, as shown in Tables 1 and 2. The graph in Figure 2 shows that there is a linear relationship between the geomagnetic storm parameter, Dst, and the starting speed of CMEs during solar cycle 23. Similarly, we found a relationship for solar cycle 24, as seen in the graph in Figure 3. Because of linear regression, both graphs have a negative slope, which indicates that when the initial speed declines, so does the Dst value. We must remember that a greater negative value of Dst indicates stronger geomagnetic storms. However, we may deduce that Dst increases when the initial speed increases and vice versa. Although there is a substantial association between Dst and initial speed in solar cycle 24, the linear intensity of the correlation is smaller than it was in solar cycle 23. In addition, solar cycle 23 has a steeper slope than solar cycle 24 indicating a higher rate of change. It is clear from this that solar cycle 23 was stronger than cycle 24.



Table 1.

Figure 2. Graph shows linear correlation of Dst with speed of CMEs for the solar cycle 23.

S. Yadav et al.

Det (nT)	Initial speed
Dst (n1)	(km/s)
-7	1471
-3	2425
-98	2684
-2	2625
-29	2222
-33	1794
-26	1730
-24	3163
-9	692



Table 2.

Figure 3. Graph shows linear correlation of Dst with speed of CMEs for the solar cycle 24.

5. Conclusion

As part of the current effort, we have investigated soft X-rays, the initial speed of CMEs, and the accompanying geomagnetic storm parameter, Dst, throughout solar cycles 23 and 24 between 1996 and 2020. The following are some of the most important conclusions from this statistical analysis:

- From our analysis, we can conclude that no. of M class soft X-rays is greater than that of X and C type for both solar cycles i.e., solar cycle 23 and 24. However, for solar cycle 23, there are more X-class flares than C-class, and for solar cycle 24, there are fewer X-class flares than C-class.
- There is significant relation between Dst and initial speed but the linear correlation here is less compared to solar cycle 23. The linear corelation of initial speed with Dst shows a strong negative correlation for solar cycle 23 as compared to solar cycle 24.
- Solar cycle 23 is stronger than solar cycle 24.
- From our analysis, we can say that solar transients affect the geomagnetic activity to some extent. The overall analysis shows that more the correlation stronger the solar cycle.

References

Bidhu S.S., Iren S.A., Dickson B.A. 2017, CME Speed and Angular Width Distributions During 23 and 24 Solar Cycle Maximum. Journal of Space Exploration, Special Issue, 6, 1

Lamy P.L., Floyd O., Boclet B. et al. 2019, Coronal Mass Ejections over Solar Cycles 23 and 24. Space Sci. Rev., 215, 39

Le G., Cai Z., Wang H., Zhu Y. 2012, Solar cycle distribution of great geomagnetic storms. Astrophysics and Space Science, 339, 151-156. doi:10.1007/s10509-011-0960-y

Pant V. et al. 2021, Investigating Width Distribution of Slow and Fast CMEs in Solar Cycles 23 and 24. Front. Astron. Space Sci., Sec. Stellar and Solar Physics, 8, 2

Singh A.K., Bhargawa A., Siingh D., Singh R.P. 2021, Physics of Space Weather Phenomena: A Review. Geosciences, 11(7), 286

Srivastava Priyank and Singh A.K. 2021, Coronal Mass Ejections (CMEs) and their geo-effectiveness during Solar Cycles 23 and 24: a comparative analysis of observational properties. JETIR, 8, 12

Yurchyshyn V., Wang H., Abramenko V. 2004, Correlation between speeds of coronal mass ejections and the intensity of geomagnetic storms. Space Weather, 2, S02001. doi:10.1029/2003SW000020



Geophysical Institute

DOI: 10.51981/2588-0039.2023.46.024

ПОРТАТИВНЫЙ СПЕКТРОМЕТР ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ И СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ЭФФЕКТА ВОЗРАСТАНИЯ НА СРЕДНИХ ШИРОТАХ

Ю.В. Балабин, А.В. Германенко, Б.Б. Гвоздевский

Полярный геофизический институт, Апатиты, Россия

Абстракт. В ПГИ разработан и создан портативный спектрометр гамма-излучения на диапазон 0.1-4 МэВ. За основу взят ранее созданный стационарный спектрометр гамма-излучения. Назначение спектрометра: измерение дифференциальных спектров в событиях возрастания потока гамма-излучения, вызываемых осадками, в поездках и экспедициях. С помощью этого спектрометра в теплый сезон в течение двух месяцев проводился мониторинг спектров гамма-излучения в средних широтах. Зарегистрировано несколько событий возрастания гамма-излучения во время гроз, измерен спектр излучения. Проведен анализ и сравнение со спектрами во время возрастаний в Апатитах, дано объяснение отличиям.

1. Введение

Наблюдение вариаций электромагнитной компоненты (рентгеновское и гамма-излучение) вторичных космических лучей (ВКЛ) проводится лабораторией Космических лучей много лет, детекторы установлены на нескольких станциях, располагающихся от высоких до средних широт. Используются однотипные детекторы на основе сцинтилляционных кристаллов, эффективных в диапазоне энергий 20-600 кэВ. Регистрируется полный поток выше некоторого порога. Эти детекторы недорогие, их изготовлено достаточно много экземпляров. Анализ полученных данных показал, что на всех станциях отмечаются возрастания, связанные с выпадением осадков. Это очень интересное явление, возможно, оно указывает на некий механизм взаимодействия метеорологических процессов в атмосфере с ВКЛ. Было бы весьма полезно исследовать и сравнить спектры излучения во время возрастания в различных пунктах. Однако, интегральные детекторы не дают информации о спектральных характеристиках излучения.

Спектральные измерения требуют применения в качестве детектора кристаллы с лучшими параметрами и гораздо большее быстродействие регистрирующей системы. Дифференциальный спектрометр гаммаизлучения был создан и установлен в 2022 г. только в Апатитах. С его помощью были получены энергетические спектры гамма-излучения в ясную погоду и во время дождя, их анализ четко показал: радионуклиды присутствуют в осадках в следовых количествах и обеспечить наблюдаемое возрастание не способны [1]. Но такой вывод касается только станции Апатиты. Обеспечить остальные пункты наблюдений подобными спектрометрами не представляется возможным. Был создан портативный спектрометр, позволяющий проводить измерения спектра гамма-излучения не только во время посещений других станций, но и в любых поездках и экспедициях. Это позволит провести наблюдения указанного явления на большем число пунктов, осуществить измерения спектральных характеристик в различных геофизических условиях.

2. Описание прибора

Портативный спектрометр гамма-излучения на диапазон 0.1-4 МэВ, созданный в лаборатории Космических лучей, аналогичен ранее созданному в лаборатории дифференциальному спектрометру, интегрированному в комплексную систему мониторинга космических лучей (КЛ) в Апатитах [1]. Отличие портативного спектрометра в том, что использованы более компактные и легкие электронные блоки, размещенные в одном корпусе, а также используется одноплатный мини-компьютер из линейки моделей Raspberry. Запись спектров производится на встроенную флэш-память. Объема памяти достаточно для записи данных за 1 год. Предусмотрено подключение съемных носителей (флэшек), на которые автоматически копируются накопленные данные из встроенной памяти.

Основу спектрометра (см. рис.1) составляет спектрометрический кристалл NaI(Tl) размером Ø75×75 мм. Кристалл и ФЭУ образуют неразъемный блок, опрессованный алюминием. Этот блок имеет разъемное соединение с основанием, в которое он вставляется; в основании находится предусилитель-формирователь. В основном блоке находятся все остальные элементы и электрические платы, за исключением выносной приемной антенны. В блоке размещены источники питания низкого и высокого напряжения, усилитель, дискриминаторы на заданные пороги энергии, амплитудный анализатор, GPS-приемник, мини-компьютер и вспомогательные датчики атмосферного давления и температуры. На корпусе блока установлен

Ю.В. Балабин и др.

миниатюрный LCD-экран. На экран выводятся текущие значение счета в интегральных каналах и служебная информация, по которой можно судить о корректной работе спектрометра.



Рисунок 1. Общий вид портативного спектрометра. Справа: кристалл с ФЭУ в алюминиевом корпусе. В пластиковом корпусе основания находится предусилитель и высоковольтный делитель для ФЭУ. Слева: рабочий блок, в котором размещены блоки питания высокого и низкого напряжения, усилитель, дискриминаторы, GPS-приемник, мини-компьютер и прочие вспомогательные элементы. Приемная антенна для GPS на снимке не присутствует.

Основные характеристики портативного спектрометра:

- 1. Питание 220 В,
- 2. Потребление менее 20 Вт,
- 3. Размер кристалла NaI(Tl) Ø75×75 мм,
- 4. Энергетическое разрешение 5.7 % (для линии 660 кэВ),
- 5. Количество каналов амплитудного анализатора 4096,
- 6. Емкость внутренней памяти для хранения данных 8 Гб,
- 7. Время сбора одного спектра 30 мин,
- 8. Дискретность записи в интегральных каналах 1 мин,
- 9. Коррекция часов автоматическая, по GPS приемнику,
- 10. Копирование данных при подключении внешнего накопителя автоматическое,
- 11. Размеры экрана для вывода служебной информации 240×240 точек.

GPS-приемник u-blox NEO-7M с выносной антенной используется для коррекции часов компьютера. Коррекция времени производится каждый 30 мин. В качестве амплитудного анализатора применяется двухвходовый спектрометрический аналого-цифровой преобразователь типа Вилкинсон 4K-CAЦП-USB. Коэффициент усиления электронного тракта подобран так, что один канал амплитудного анализатора соответствует 1 кэВ энергии. Поскольку портативный спектрометр предназначен для быстрого и легкого перемещения, он не имеет термозащиты и подвержен температурным колебаниям согласно местным погодным условиям. Это приводит к тому, что в каждом событии коэффициент пересчета номера канала в энергию точно определяется по эталонным линиям известных радионуклидов, постоянно присутствующих на спектре. Одна из этих линий - 1460 кэВ от калия-40, вторая - линия 609 кэВ от висмута-214.

В памяти сохраняются два типа данных. В суточный файл записываются интегральные потоки излучения с энергиями >100, >200, >1000 кэВ. В него же пишутся данные о температуре, давлении и работе приемника GPS. Частота записи этих данных – 1 минута.
Отдельно по мере сбора сохраняются дифференциальные спектры излучения. Выходной файл спектра содержит номера амплитудных каналов и количество отсчетов в этих каналах. Пересчет в энергию осуществляется при обработке данных, при этом, как указано выше, по наиболее интенсивным и характерным линиям радионуклидов проверяется верность шкалы пересчета номеров каналов в энергию, при необходимости коэффициент пересчета корректируется.

Портативный спектрометр был калиброван по линиям известных радионуклидов: цезия-137, калия-40, натрия-22, кобальта-60. При этом разрешение составило 5.7 % по линии 660 кэВ (цезий-137). Время сбора одного дифференциального спектра установлено таким же, как у стационарного аналога: 30 мин.

Основное отличие портативного спектрометра от стационарного в следующем. Во-первых, портативный спектрометр имеет большой объем памяти и способен сохранять накопленные данные в ней. Его не требуется подключать к компьютеру-сборщику, который хранит данные. При подключении внешнего USB-накопителя происходит автоматическое копирование данных на подсоединенный носитель. Это упрощает съем данных со спектрометра, не требуется участие оператора с компьютером. Во-вторых, портативный спектрометр не имеет свинцовой защиты и принимает излучение со всех сторон от окружающих объектов. Это в несколько раз увеличивает поток излучения, поступающего в кристалл, однако, для дифференциальных измерений это не должно создавать сложности при определении линий радионуклидов и формы спектра. Детектор стационарного спектрометра имеет свинцовую защиту толщиной 50 мм, которая ограничивает прием излучения областью около зенита порядка 1.5 ср.

3. Проведение измерений и полученные результаты

Явление возрастания гамма-излучения изучается лабораторией Космических лучей достаточно долго и в разных пунктах. Выяснено, что возрастания происходят в различных климатических и геофизических зонах (высокие и средние широты, равнины и высокогорье) круглый год. Значимые возрастания (>10 %) сопровождаются осадками в подавляющем числе случаев и наблюдаются круглый год. На основе накопленного за много лет массива данных был проведен статистический анализ параметров событий возрастаний: длительность, амплитуда, полный поток энергии и пр. [2, 3]. Косвенные признаки указывают, что радионуклиды в осадках присутствуют в следовых количествах и не является причиной возрастаний [4]. Однако, до последнего времени возрастания регистрировались интегральными детекторами, получить подробную информацию о спектральных характеристиках излучения не представлялось возможности. Поэтому количественно определить наличие радионуклидов в осадках и их вклад в возрастание потока излучения не было возможности.

В 2022 г. в Апатитах был начат мониторинг гамма-излучения в диапазоне 0.1-4 МэВ с помощью дифференциального спектрометра. Результаты представлены в [1]. Спектральные измерения выполнялись с помощью стационарного спектрометра. Для надежных выводов следовало провести спектральные измерения в других пунктах хотя бы некоторое время и сравнить результаты. Именно для этой задачи был создан мобильный спектрометр, по основным характеристикам аналогичный стационарному.

Во время поездки в летний период портативный спектрометр был установлен в ст. Тацинской, Ростовской области. Лето в этом регионе характеризуется дневными температурами более +30°C с малой влажностью (типична влажность менее 30-40 %) и ветрами [5]. Днем при ясной погоде обычно развивается кучевая облачность, но облака не сливаются в общую массу, к вечеру небо полностью очищается до следующего утра. Спектрометр размещался в легком деревянном строении на высоте около 1 м от бетонного пола. Количество вещества над ним оценено в 4-5 г/см², которое создавалось легкой деревянной крышей.

Непрерывное измерение спектра гамма-излучения проводилось с конца июня по начало сентября. За это время отмечены 9 дождей разной интенсивности от сильного ливня до легкой мороси [5]. Зарегистрировано 9 событий возрастания потока гамма-излучения, причем 7 из них превысили порог 20 % по каналу >100 кэВ, а наибольшее возрастание составило 68 %. В Апатитах за тот же период отмечено 21 возрастание, и только 8 событий превысили порог 20 %, наибольшая амплитуда отмечена в 37 %. На рис.2 показаны профили возрастаний в Апатитах и в Тацинской. Также заметен более крутой фронт возрастания в Тацинской, это отражает тот факт, что летние дожди там происходят в форме ливня: резкое внезапное начало [5]. Число событий зависит от климата: в Ростовской области лето засушливое, дожди случаются редко, соответственно, и возрастаний мало. Однако, их амплитуда в Тацинской заметно выше, чем в Апатитах и тем более в Баренцбурге. Подтверждается ранее полученный по анализу событий в Апатитах и Баренцбурге вывод: амплитуда событий в среднем увеличивается с переходом к более низким широтам. А как проявляется увеличение средней амплитуды в спектрах? По измерениям в течение года спектров излучения в Апатитах сделан вывод, что возрастание приводит к увеличению потока излучения на всех энергиях до порога в 2.5 МэВ [1]. А каковы спектральные особенности возрастаний на средних широтах? Линии каких радионуклидов и в какой степени будут присутствовать?



Рисунок 2. Профили возрастаний в Тацинской и Апатитах. **A**) – возрастание с наибольшей амплитудой за двухмесячный период наблюдений; **B**) – типичное событие возрастания; **C**) – типичное возрастание в Апатитах; **D**) – возрастание с наибольшей амплитудой за тот же двухмесячный период. Каждый локальный максимум на профилях соответствует усилению дождя. Использовано пятиминутное усреднение данных по каналу >100 кэВ.

Кратко остановимся на методике определения дифференциальных спектров гамма-излучения, которая описана в [1]. Единичный спектр имеет значительные флуктуации, поэтому по возможности применяется усреднение нескольких спектров, собранных за длительный интервал. Перед возрастанием всегда имеется довольно продолжительный отрезок времени (от нескольких часов до суток), когда поток гамма-излучения держится примерно на одной уровне. Спектры за этот интервал усредняются, полученный средний и обозначается как базовый спектр. Спектры, измеренные в период около максимума возрастания, тоже усредняются, итоговый обозначается как спектр возрастания. Вычисляемая разность между спектром возрастания и базовым спектром является спектром дополнительного потока излучения (СДП), который, собственно, создает наблюдаемое возрастание. Таким образом, для каждого возрастания находится тройка средних спектров. Естественно, чем больше амплитуда возрастания, тем лучше определяется СДП. При амплитудах <10 % СДП имеет настолько сильные флуктуации, что анализ его невозможен. По этой причине установлен нижний порог амплитуды возрастания 10 % для спектральных измерений.

Проведение в течение двух месяцев спектральных измерений в ст. Тацинской позволило сравнить спектры событий в двух регионах. Примеры спектров в Апатитах и в Тацинской показаны на рис.3. Для лучшего выявления различий использованы события с амплитудой >30 %, суммированием всех базовых спектров от разных событий получен средний базовый спектр, аналогично для спектра возрастания, а СДП получен как разность этих двух. Для Тацинской за двухмесячный период наблюдения таких событий 5, наибольшее возрастание наблюдалось в 68 %, для Апатитов подобных событий отобрано 9 за весь период выпадения жидких осадков (с мая по октябрь), наибольшая амплитуда составила 47 %. Включение в Апатитах всего теплого периода с жидкими осадками связано с тем, что за двухмесячный интервал таких событий отмечено слишком мало.



Рисунок 3. Средние спектры, вычисленные по нескольким событиям возрастаний, зарегистрированных в Тацинской (А) и Апатитах (В).

Анализ средних спектров показывает следующее. Наиболее важное: поток СДП в Апатитах и Тацинской имеет один и тот же верхний энергетический предел ~2.5 МэВ. Т.е. возрастание потока гамма-излучения при осадках происходит на энергиях, меньше 2.5 МэВ, а при более высоких энергиях поток остается тем же, какой был до возрастания. При том, что амплитуда возрастания в Тацинской в полтора раза больше.

Поток квантов гамма-излучения, приходящий в кристалл детектора более чем на порядок больше в Тацинской. Это объясняется тем, что кристалл портативного спектрометра не экранировался от излучения почвы и окружающих предметов. Линия калия-40 на спектре возрастания и базовом спектре более интенсивная в Тацинской, чем на таких же спектрах в Апатитах. Объясняется тем, что портативный спектрометр был установлен в деревянном строении, а в древесине содержится этот радионуклид. В Апатитах в поле зрения спектрометра попадают только стропила. Стоит отметить, что на разностных спектрах СДП и в Тацинской, и в Апатитах линия калия-40 отсутствует, что означает: в осадках калия-40 нет. Обращает на себя внимание, что на спектрах в Тацинской отсутствует аннигиляционная линия 511 кэВ, тогда как в Апатитах она отчетлива. Позитроны, аннигиляция которых дает линию 511 кэВ, возникают при распаде положительных мюонов [6], когда последние теряют энергию и замедляются. Эффективные потери энергии происходят в плотных и тяжелых веществах [7]. Спектрометр в Апатитах окружен свинцовой защитой, тогда как в Тацинской спектрометр не имел никакой защиты. Отсутствие аннигиляцонной линии наблюдается и в [9], где аналогичный нашему спектрометр был установлен под легким навесом на открытой площадке.

Радионуклиды свинца-214, висмута-214, таллия-208 присутствуют в спектрах в Тацинской и Апатитах. Свинец-214 и висмут-214 принадлежат семейству урана-238, а таллий-208 принадлежит семейству тория-232 [8]. Их присутствие в спектрах возрастания и в базовых спектрах вполне объяснимо: это дочерние продукты распада природных долгоживущих радионуклидов, присутствующих в почве и различных породах, в окружающих строениях. Но почему они не исчезают на спектре СДП при вычитании, подобно линии калия-40? Наиболее вероятна следующая причина. Во время дождя происходит захват каплями частичек пыли, поднятой ветром и воздушными потоками с поверхности земли в атмосферу, следовательно, при дожде линии этих радионуклидов должны усиливаться. В этом случае эти линии не будет обнуляться.

В Апатитах за 2022 г. накоплена база данных по 68-ми событиям возрастаний с записью спектров, в [1] представлено подробное исследование и анализ различных характеристик спектров, определение их зависимости от некоторых интегральных параметров. В них входили в том числе полная энергия, поступившая в кристалл, и парциальная (по отдельным линиям радионуклидов), средняя по спектру энергия и др. Исследование этих характеристик показывают, что вклад радионуклидов составляет 0.1 от общего эффекта. Таким образом, для Апатитов можно сделать вывод, что эффект возрастания гамма-излучения при осадках не вызван наличием радионуклидов в осадках. Для Тацинской число зафиксированных возрастаний невелико. Однако, подобие спектров на рис.3 и наличие того же самого энергетического порога возрастания 2.5 МэВ позволяет предположить, что и для Тацинской вклад радионуклидов в возрастание будет незначительной величиной. Что означает: возрастания гамма-излучения при осадках в средних широтах, как и в полярных, обусловлено каким-то общим механизмом взаимодействия метеорологических процессов со вторичными космическими лучами.

4. Заключение

В лаборатории Космических лучей разработан и создан портативный дифференциальный спектрометр гаммаизлучения в диапазоне 0.1-4 МэВ. С его помощью были проведены длительные измерения спектра гаммаизлучения во время возрастаний потока излучения, связанных с осадками. Измерения проводились в средних широтах в летний период. Анализ спектров, полученных на аналогичном спектрометре в Апатитах и в средних широтах, показал, что спектр дополнительного потока, вызывающего возрастание гамма-излучения, имеет одинаковый верхний энергетический предел ~2.5 МэВ. Отдельные линии радионуклидов, присутствующие на спектрах, не являются определяющими и не могут обеспечить наблюдаемую амплитуду возрастания.

Литература

- 1. Балабин Ю.В., Германенко А.В., Гвоздевский Б.Б., Маурчев Е.А., Михалко Е.А. Связанные с осадками события возрастания электромагнитной компоненты вторичных космических лучей: спектральные измерения и анализ // Солнечно-Земная физика, 2023, Т. 9, № 2, С. 41. DOI: 10.12737/szf-92202305
- 2. Балабин Ю.В., Гвоздевский Б.Б., Германенко А.В., Маурчев Е.А., Михалко Е.А., Луковникова А.А., Торопов А.А. Общие свойства возрастаний гамма-фона и их статистические характеристики // Изв. РАН. Серия физическая, 2019, Т. 83, № 5, С. 659. DOI: 10.1134/S0367676519050090
- 3. Balabin Yu., Gvozdevsky B., Germanenko A., Mikhalko E., Maurchev E., Shchur L. Common features of gammaradiation increase at different stations from Arctic to mid-latitudes // E3S Web of Conferences, 2018, V. 62, 01003. DOI: 10.1051/e3sconf/20186201003
- 4. Балабин Ю.В., Германенко А.В., Гвоздевский Б.Б., Вашенюк Э.В. Вариации естественного рентгеновского фона в полярной атмосфере // Геомагнетизм и Аэрономия, 2014, Т. 54, № 3, С. 376. DOI: 10.7868/S0016794014020023
- 5. https://rp5.ru/
- 6. Дорман Л.И. Экспериментальные и теоретические основы астрофизики космических лучей, М.: Наука, 1975, 402 С.
- 7. Мурзин В.С. Введение в физику космических лучей. Москва: Изд-во МГУ, 1988.
- 8. Григорьев И.С., Мелихов Е.З. Физические величины. Справочник. Москва: Энергоатомиздат, 1991.
- 9. Lee M.S. Gamma-ray Exposure Rate Monitoring by Energy Spectra of NaI(Tl) Scintillation detectors // Journal of Radiation Protection and Research, 2017, V. 42, Iss. 3, P. 158. DOI: 10.14407/jrpr.2017.42.3.158



DOI: 10.51981/2588-0039.2023.46.025

АЛЬФА ЧАСТИЦЫ КАК ВАЖНЫЙ ИНДИКАТОР ПРОХОЖДЕНИЯ ДИАМАГНИТНЫХ СТРУКТУР СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА ВНУТРЬ МАГНИТОСФЕРЫ

В.Г. Еселевич¹, В.А. Пархомов²

¹Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS, Irkutsk, Russia; e-mail: esel@iszf.irk.ru ²Baikal State University, Irkutsk, Russia; e-mail: pekines_41@mail.ru

Аннотация. Приводятся результаты исследований, показывающие наличие одновременных скачков концентрации протонов $(N_2/N_1)_p$ и альфа-частиц $(N_2/N_1)_a$ на границах диамагнитных структур (ДС) различных масштабов как в квазистационарном медленном, так и в спорадическом солнечном ветре (СВ).

Введение

Известно, что диамагнитные структуры (ДС) потоков солнечного ветра (СВ) различного типа определяются по антикорреляции скачкообразного возрастания концентрации протонов $(N_2/N_1)_p$ и скачкообразного падения модуля магнитного поля (B_2/B_1) на границах этих ДС [*Еселевич*, 2019]. При этом, существуют ДС, связанные как с квазистационарным медленным СВ (максимальная скорость которого на 1 а.е. $V_{\text{маx}} < 450$ км/с), так и со спорадическим СВ, вызванным корональными выбросами массы (КВМ), возникающими вблизи поверхности Солнца [*Parkhomov et al.*, 2018]. Кроме протонов, второй основной компонентой ионного состава СВ являются дважды ионизированные ионы гелия, т.е. Не++ или α-частицы [*Веселовский и Ермолаев*, 2008].

Первые исследования поведения ионов He++ на фронте ударной волны были выполнены еще в работе [Gosling et al., 1978]. После этого данный вопрос исследовался как по экспериментальным данным, так и методом моделирования [Scholer and Terasawa, 1990; Scholer, 1990; Trattner and Scholer, 1991].

Согласно [*Canyнoвa и др.*, 2020] относительное среднее содержание альфа-частиц в невозмущенном солнечном ветре на орбите Земли составляет $N\alpha/Np \approx 7\%$. Причем, за фронтом межпланетной ударной волны (МУВ) величина $N\alpha/Np$, также, близка к этому значению. В статье [*Sapunova et al.*, 2022] детально исследована зависимость $N\alpha/Np$ от скачка различных параметров на фронте МУВ и головной околоземной ударной волны.

До сих пор вопрос о наличии и роли альфа частиц в структуре ДС не рассматривался, хотя он может оказаться важным при анализе взаимодействия ДС с магнитосферой Земли. И, в частности, при исследовании возможности импульсного проникновения вещества ДС внутрь магнитосферы [Echim and Lemaire, 2000].

В связи с этим, рассмотрим вариации концентрации альфа частиц на границе ДС потоков различного типа CB в сравнении с вариацией концентрации протонов.

Анализ наличия альфа частиц и соотношение их концентраций с протонами в ДС продемонстрируем на примере двух характерных типов потоков СВ и на фронтах МУВ:

- 1) Типичного медленного CB, а точнее области CIR (corotating interaction region) или области взаимодействия медленного и быстрого CB 24.04.2013 (00:14UT)
- 2) Типичного спорадического потока CB, связанного с межпланетным KBM относительно малых размеров 28.06.1999 (02:07UT).

1. Данные и методы анализа

Для решения поставленной задачи использовались:

a) Синоптические карты кэррингтоновских оборотов для магнитного поля Солнца, рассчитанного в потенциальном приближении [http://wso.stanford.edu/].

б) Временные зависимости параметров солнечного ветра (CB) и межпланетного магнитного поля (ММП), полученные по данным OMNI [http://cdaweb.gsfc.nasa.gov/cgi-bin/eval2.cgi].

в) Модуль *В* ММП, концентрация протонов и концентрация альфа частиц в зависимости от времени по данным спутника Wind с разрешением 3 секунды также по данным OMNI. Для отождествления структур на Солнце и особенностей СВ на орбите Земли использовались методы нахождения их соответствия, изложенные в статьях [*Eselevich M. and V.*, 2006; *Еселевич М. и В.*, 2006*a*].

2. ДС медленного СВ на 1 а.е. 24.04.2013

Начнем анализ ДС со случая медленного CB 24.04.2013. Проявление этого события на 1 а.е. выделено на Рис. 1 (*1-5*) красным прямоугольником и определяется следующими особенностями CB [*Еселевич М. и В.*, 2006*б*; *Borrini et al.*, 1981]:

а) повышенной концентрацией плазмы $N > 10 \pm 2$ см⁻³ (Рис. 1 (4)),

б) невысокой скоростью CB $V \approx 290-350$ км/с (Рис. 1 (5)) и

в) наличием в его пределах секторной границы ММП, на которой происходит изменение азимутального угла Φ на ~180° (от ~140° до ~320°), т. е. знак ММП меняется от «+» (направление от Солнца) к «–» (к Солнцу) (Рис. 1 (2)).

Этот участок называется ГПС – гелиосферный плазменный слой, а его часть с максимальной концентрацией обозначается, как CIR (corotating interaction region – область взаимодействия медленного и быстрого CB). Эта область выделена синим прямоугольником на Рис. 1 (*1-5*). На 1 а.е. источником на Солнце этого участка ГПС должен быть участок пересечения пояса стримеров с эклиптикой (на Рис. 1 (*6*) показан кружком) в ближайший момент времени $t_0 \approx 18.04.2013$ (00:04 UT), когда он вследствие вращения Солнца пересекает центральный меридиан. Положение пояса стримеров на синоптической карте (Рис. 1 (*6*)) показано жирными кривыми, соответствующими положению нейтральной линии (НЛ) глобального магнитного поля, разделяющей положительную (сплошные кривые) и отрицательную (пунктир) полярности поля. НЛ проходит вдоль вершин арок магнитного поля, являющимися основанием пояса стримеров вблизи поверхности Солнца. Справа на Рис. 1 (*6*) отмечен угол λ наклона пояса стримеров (а значит и ГПС) к плоскости эклиптики, величина которого больше 10°. Таким образом, в данном случае по определению [*Еселевич М. и В.*, 2006*a*] имеет место наклонный пояс стримеров. Оценим время t_E прихода на орбиту Земли участка пояса, выделенного на Рис. 1 (*6*) кружком в момент $t_0 \approx 18.04.2013$ (00:04 UT), по формуле [*Еселевич М. и В.*, 2006a]:

 $t_{\rm E} \approx t_0 + 4.6 \cdot 10^4 / V(\kappa m/c)$, часов,

где $t_0 \approx ((00:04 \text{ UT}) 18.04.2013), V$ — скорость медленного CB на 1 а.е. (км/с).

Полагая, согласно Рис. 1 (5), $V \approx 310$ км/с, получаем $t_E \approx 18.04.2013$ (04:00 UT) + 6 суток 4 часа $\approx 24.04.2013$ (08:00 UT). На Рис. 1 (2) расчетный момент показан вертикальной жирной стрелкой. На рисунке видно, что с точностью ≈ 15 минут расчетное время согласуется с наблюдаемым моментом $\approx 23.04.2013$ (43:00UT) прихода участка пояса стримеров на 1 а.е. в виде секторной границы ММП: знак ММП изменяется от «+» к «-». Соответствие участка НЛ на Солнце, выделенного кружком на Рис. 1 (6) и секторной границы на 1 а.е. на Рис. 1 (2), показано двумя длинными пересекающимися красными прямыми со стрелкой на одном из концов.



Рисунок 1.

Параметры ММП и плазмы CB в зависимости от времени. Панель (п.):

- *1.* модуль В ММП,
- 2. азимутальный угол Ф ММП,
- 3. температура плазмы СВ,
- 4. концентрация плазмы СВ,
- 5. скорость СВ. Участок пояса стримеров на орбите Земли или ГПС выделен красным прямоугольником. Участок CIR – синим прямоугольником. Получено по данным OMNI [http://cdaweb.gsfc.nasa.gov/cgibin/eval2.cgi],
- 6. Синоптическая карта кэррингтоновского оборота CR 2136 для магнитного поля Солнца, рассчитанного в потенциальном приближении [http://wso.stanford.edu/]: сплошные кривые – положительная полярность, пунктир – отрицательная полярность, жирные кривые – нейтральная линия (НЛ) глобального магнитного поля Солнца.

На Рис. 2 *п.1*, 2 по антикорреляции ($r_{(N,B)} \sim -0.9$) временных профилей модуля ММП и концентрации протонов *Np* плазмы CB по данным спутника Wind видно, что область CIR представляет собой последовательность ДС (выделенных вертикальными пунктирами), внутри каждой из которых наблюдаются микро ДС различных меньших масштабов. Эти ДС характеризуются не только скачкообразным ростом *Np*, но и скачками концентрации альфа частиц *Na* (Puc. 2 *n.3*). Для выделенной микро ДС на увеличенном временном масштабе в интервале $\approx 07:19$ - 07:27UT представлены профили концентрации протонов и концентрации альфа частиц, соответственно, на Рис. 2 *n.4*, 5. Из них следует, что, не смотря на достаточно высокий уровень шумовых колебаний на профилях *Na(t)*, существует высокий уровень отрицательной

корреляции с модулем ММП ($r_{Np,B} = -0.8$, $r_{N\alpha,B} = -0.53$) внутри микроструктуры вплоть до самых малых периодов (соответственно, пространственных масштабов) *Np* и *N* α , коэффициент корреляции между которыми равен $r_{(Np,N\alpha)} = 0.54$. Эти соответствия показаны на Рис. 2 *n.4*, 5 вертикальными пунктирными прямыми.

Для дальнейшего исследования динамики вариаций Np и $N\alpha$ на границах микро ДС различных масштабов введем понятие относительных скачков концентрации протонов $N_{p2}/N_{p1} = (N_2/N_1)_p$ и альфа частиц $(N_{\alpha 2}/N_{\alpha 1}) = (N_2/N_1)_{\alpha}$. Определение значений N_{p1} и $N_{\alpha 1}$ перед границей микро ДС и непосредственно за ней N_{p2} и $N_{\alpha 2}$ показаны справа на Рис. 2 *п.4*, 5 стрелками.

На основе приведённых данных было сделано заключение, что для ДС квазистационарного медленного CB, связанных с поясом или цепочками стримеров, в рамках рассмотренной в статье методики, имеет место линейная зависимость $(N_2/N_1)_a$ от $(N_2/N_1)_P$.



Рисунок 2.

Модуль *В* ММП и параметры плазмы СВ в зависимости от времени в области СІR по данным спутника Wind [http://cdaweb.gsfc.nasa.gov/cgi-bin/eval2.cgi] 24.04.2013 г.

- *1.* модуль *В* ММП,
- 2. концентрация протонов Np,
- 3. концентрация альфа частиц N_{α} . На увеличенном временном масштабе в интервале $\approx 07:19 07:27$ UT,
- 4. профили концентрация протонов,
- 5. вариации концентрация альфа частиц.

3. ДС 28.06.1999 спорадического СВ на орбите Земли

Рассмотрим особенности зависимости $(N_2/N_1)_{\alpha}$ от $(N_2/N_1)_P$ для спорадического потока CB 28.06.1999. В этом событии подробно исследовалась наиболее плотная часть ДС [Пархомов и др., 2017], а именно волокно с уникально большой скоростью (около 900 км/с). Было показано, что данное волокно является частью специфического спорадического потока солнечного ветра (CB), который можно рассматривать как межпланетный транзиент малых размеров. Нас этот случай спорадического CB будет интересовать: вопервых, как пример полного набора последовательности ДС различных масштабов, содержащихся в разных частях ICME, начиная с участка ударно-нагретой плазмы и далее межпланетного транзиента малых размеров, включающего в себя плотное волокно; во-вторых, для сравнения временных профилей концентрации альфа частиц и протонов спорадического CB с аналогичными профилями для других типов потоков CB.

Как показано на Рис. 3 (*n.1*) и, было установлено ранее [Пархомов и др., 2017], этот спорадический поток СВ является последовательностью ударной волны, ударно нагретой плазмы (Sheath) и межпланетного транзиента малых размеров (ICME). На Рис. 3 (*n.1*, 2) по антикорреляции временных профилей модуля В

В.Г. Еселевич и В.А. Пархомов

ММП и концентрации протонов Np плазмы CB видно, что рассматриваемый спорадический CB представляет собой последовательность ДС (выделенных вертикальными пунктирами), внутри каждой из которых имеет место набор микро ДС меньших масштабов. Наибольший скачок Np характерен для ДС, связанной с эруптивным волокном, которое регистрируется в интервале времени $\approx 04:42 - 05:12$ UT. Как видно на Рис. 3 (*п.2,3*), все скачки концентрации Np в каждой последовательности ДС сопровождаются скачками концентрации альфа частиц $N\alpha$.



Рисунок 3. Модуль В ММП и параметры плазмы СВ в зависимости от времени для спорадического потока СВ по данным спутника Wind [http://cdaweb.gsfc.nasa. gov/cgi-bin/eval2.cgi] 28.06.1999 г.: *1.* модуль В ММП, *2.* концентрация протонов, *3.* концентрация альфа частиц. На увеличенном временном масштабе в интервале ≈ 02:48-03:15UT (синяя жирная линия) профили концентрация протонов (*4*) и концентрация альфа частиц (*5*).

Для одной из последовательностей микро ДС на Рис. 3 (*n.4*) на увеличенном временном масштабе в интервале $\approx 02:48$ UT - 03:15UT, представлены вариации концентрации протонов и концентрации альфа частиц. Из них следует, что выделенный участок является последовательностью микро ДС меньших масштабов. Кроме того, видно что, не смотря на высокий уровень шумовых колебаний на профилях Na(t), существует высокий уровень корреляции между Np и Na в микро ДС вплоть до самых малых периодов (т.е. пространственных масштабов). Соответствия показаны на Рис. 3 (*n.4*, 5) вертикальными пунктирными прямыми.

На основе приведённых данных можно заключить что на границах ДС в ударно нагретой плазме или Sheath, также как и в ДС квазистационарного медленного СВ, связанного с поясом или цепочками стримеров, в рамках рассмотренной в статье статистики, имеет место линейная зависимость $(N_2/N_l)_{\alpha}$ от $(N_2/N_l)_{P_1}$

4. Магнитосферный отклик на воздействие ДС 28.06.1999

В наблюдениях вариаций геомагнитного поля и потоков частиц прибором CAMMICE (The Charge and Mass Magnetospheric Ion Composition Experiment) числа счёта протонов отметим главную особенность – противофазные вариации модуля геомагнитного поля (Рис. 4 *n.3*) и потока (концентрации) протонов на орбите спутника (Рис. 4 *n.2*). На Рис. 4 *n.2*, 3 видно одновременное резкое возрастание числа счёта протонов, и резкое

падение модуля магнитного поля с задержкой ≈ 2.5 минуты по времени относительно начала контакта с магнитосферой ДС, представленной на Рис. 3 *n.1-3*.

Факт прохождения альфа-частиц внутрь магнитосферы подтверждается измерениями потоков протонов H+ и альфа частиц He++ приборами CAM и TIM (Toroidal Imaging Mass-Angle Spectrograph) [*Chen et al.*, 1998]. Видно (Рис. 4 *n.4*, 5), что происходит импульсное возрастание потоков протонов более, чем в ~ 40 раз и альфа частиц в ~ 30 раз в течение двух минут, Вариации, потока протонов имеют импульсное возрастание. Импульсный всплеск протонов с $E = 40 \div 100$ кзВ наблюдается так же на синхронной орбите спутником LANL-1 (Рис. 4 *n.6*).



Рисунок 4. Магнитосферный отклик на контакт с ДС, источником которой является эруптивное волокно спорадического солнечного ветра. *1*) спектрограмма всплеска УНЧ излучений на обс. Ловозеро; *2*) вариация потока протонов на спутнике Polar; *3*) вариация модуля геомагнитного поля на спутнике Polar; *4*, *5*) вариация потока протонов и потока альфа-частиц, зарегистрированная на спутнике Polar прибором САМ; *6*) вариация потока протонов $E_p = 50 - 400$ кэВ на спутнике LANL-1; *7*) вариация потока альфа-частиц на спутнике LANL-1. Вертикальной красной стрелкой обозначено начало контакта ДС с магнитосферой. Δt – время сжатия (распространения ДС от магнитопаузы до орбиты Polar), ΔI – время поступления свежей плазмы ДС на орбиту спутника.

Инжекция пучка может вызвать развитие ионно-циклотронной неустойчивости магнитосферной плазмы и генерации широкополосного всплеска геомагнитных пульсаций (ультранизкочастотных (УНЧ) излучений) в диапазоне частот Pc1 f ~ $1.0 \div 5.0$ Гц [Kangas et al., 1998]. Глобальный цуг пульсаций Pi 2-3 (Psc) в диапазоне частот f ~ $0.1 \div 0.003$ Гц, генерируемый за счёт сильного сжатия, предваряет импульсный высокочастотный

В.Г. Еселевич и В.А. Пархомов

всплеск (не показано). Это наблюдение, подобно случаям повышенного содержания альфа-частиц в квазистационарных потоках, показанных в разделе 3, можно интерпретировать и как прохождение альфачастиц внутрь магнитосферы и как прохождение ДС как целого (плазмоид). Дополнительным аргументом прохождения ДС, как и в случаях, рассмотренных выше, может служить сохранение её главного свойства – антикорреляции числа счёта протонов и альфа-частиц с модулем геомагнитного поля.

Часть частиц попадает в конус потерь и высыпается в атмосферу, вызывая дневные полярные сияния типа shock aurora [*Zhou and Tsurutani*, 1999] в UVI диапазоне в дневном каспе (Рис. 5) [*Dmitriev and Suvorova*, 2023]. Сияния начинаются вблизи полуденного меридиана в диапазоне широт 72° – 75°, а затем свечения распространяется к востоку на ночную сторону, достигая в 05:30:10 полуночного меридиана.

Рассмотренная последовательность явлений аналогична для магнитосферного отклика на воздействие ДС в псевдо ГПС, связанном с цепочкой стримеров, позволяет сделать заключение о том, что в результате контакта с магнитосферой ДС, находящихся в отдельных частях потоков СВ различного вида (квазистационарный медленный СВ в области ГПС, ударно нагретая плазма (sheath) в спорадическом СВ, область эруптивного протуберанца в ICME), часть вещества ДС (плазмоид), включая альфа-частицы, поступает в магнитосферу.



Рисунок 5. Магнитосферный отклик в полярных сияниях на контакт с ДС, источником которой является эруптивное волокно спорадического солнечного ветра. Полярные сияния, регистрируемые спутником Polar с фильтром LBHL в дневном полярном каспе.

5. Выводы

Представленные результаты показывают, что диамагнитные структуры (ДС) различных масштабов как в квазистационарном медленном CB, так и в спорадических потоках CB на своих границах имеют скачки концентрации плазмы $(N_2/N_1)p$ и, одновременно, скачки концентрации альфа частиц $(N_2/N_1)a$. Для ДС квазистационарного медленного CB, связанной с поясом или цепочками стримеров, в рамках рассмотренной в статье статистики, имеет место единая линейная зависимость $(N_2/N_1)a$ от $(N_2/N_1)p$. Это означает, что физическая природа возникновения этих скачков единая и она связана с эффектом диамагнетизма на границах ДС квазистационарных потоков CB различных типов.

Магнитосферный отклик в рассмотренной номенклатуре явлений: полярных сияниях, потоках протонов и альфа частиц, геомагнитном поле в магнитосфере и на Земле, геомагнитных пульсациях (УНЧ излучениях) подобен при воздействии ДС различной природы и их можно интерпретировать как импульсное прохождение вещества ДС (плазмоида) в магнитосферу.

Результаты исследований скачков (N₂/N₁)_а могут быть использованы как дополнительный важный аргумент при идентификации случаев импульсного проникновения ДС внутрь магнитосферы и при исследовании физической природы этих проникновений.

Благодарности

Авторы выражают искреннюю благодарность NASA CDAWEB за предоставление данных спутников Wind, Geotail, Polar, GOES-8, GOES-10, Интербол. Авторы благодарят руководителей, разработчиков приборов и

руководителей экспериментов, проводимых на этих спутниках, за возможность использования данных. Благодарим также Г.В. Руденко за данные его расчетов и зав. сектором оптических методов ПГИ Федоренко Ю.В. за возможность использования данных индукционного магнитометра обсерватории Ловозеро. Работа В.Г. Еселевича выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России. Работа В.А. Пархомова выполнена в рамках госбюджетной темы ФГБОУ ВО «БГУ» на 2021–2022 гг. «Системный анализ и методы обработки информации.

Литература

- Бородкова Н.Л. Воздействие больших и резких изменений динамического давления солнечного ветра на магнитосферу Земли. Анализ нескольких событий. Космические исследования. 2010, Т. 48, № 1, С. 1–15.
- Веселовский И.С., Ермолаев Ю.И. Ионные составляющие солнечного ветра. Плазменная гелиофизика. Т.1. М.: Физматлит, 2008, С. 313–325.
- Еселевич В.Г. Диамагнитные структуры основа квазистационарного медленного солнечного ветра. Солнечноземная физика. 2019, Т. 5, № 3, С. 36–49. DOI: 10.12737/szf-53201904
- Еселевич М.В., Еселевич В.Г. Проявление лучевой структуры пояса корональных стримеров в виде резких пиков концентрации плазмы солнечного ветра на орбите Земли. Геомагнетизм и аэрономия. 2006*a*, Т. 46, № 6, С. 811–824.
- Еселевич М.В., Еселевич В.Г. Некоторые особенности пояса корональных стримеров в солнечной короне и на орбите Земли. Астрономический журнал. 2006*б*, Т. 83, № 9, С. 837–852.
- Молчанов О.А. Низкочастотные волны и индуцированные излучения в околоземной плазме. М. Наука, 1985.
- 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
- Пархомов В.А., Еселевич В.Г., Еселевич М.В., Дмитриев А.В., Суворова А.В., Хомутов С.Ю., Цэгмэд. Б., Райта Т. Магнитосферный отклик на взаимодействие с диамагнитной структурой спорадического солнечного ветра. Солнечно-земная физика. 2021, Т. 7, № 3, DOI: 10.12737/szf-73202102
- Сапунова О.В., Бородкова Н.Л., Застенкер Г.Н., Ермолаев Ю.И. Поведение ионов Не++ на фронте межпланетной ударной волны. Геомагнетизм и аэрономия. 2020, Т. 60, № 6, С. 720–726.
- Belian R.D., Gisler G.R., Cayton T.E., Christensen R.A. High-Z energetic particles at geosynchronous orbit during the Great Solar Proton Event Series of October 1989. J. Geophys. Res. 1992, V. 97, P. 16897–16906.
- Borrini G., Wilcox J.M., Gosling J.T., et al. Solar wind helium and hydrogen structure near the heliospheric current sheet: A signal of coronal streamer at 1 AU. J. Geophys. Res. 1981, V. 86, P. 4565–4573.
- Chen J., Fritz T.A., Sheldon R.B., Spence H.E., Spjeldvik W.N., Fennell J.F., Livi S., Russell C.T., Pickett J.S., and Gurnett D.A. Cusp energetic particle events: Implications for a major acceleration region of the magnetosphere. J. Geophys. Res. 1998, V. 103(A1), P. 69–78, DOI: 10.1029/97JA02246
- Dmitriev A.V., Suvorova A.V. Atmospheric Effects of Magnetosheath Jets. Atmosphere. 2023, V. 14, No. 45, P. 1–15. https://doi.org/10.3390/atmos14010045
- Echim M.M., Lemaire J.F. Laboratory and numerical simulations of the impulsive penetration mechanism. Space Sci. Rev. 2000, V. 92. P. 56–601.
- Eselevich M.V., Eselevich V.G. The double structure of the coronal streamer belt. Solar Phys. 2006, V. 235, Iss. 1-2, P. 331–344.
- Gosling J.T., Asbridge J.R., Bame S.J., Paschmann G., Sckopke N. Observation of two distinct population of bow shock ions in the upstream solar wind. Geophys. Res. Lett. 1978, V. 5, P. 957–960.
- Kangas J., Guglielmi A. and Pokhotelov O. Morphology and Physics of Short-Period Magnetic Pulsations. (Review). Space Science Reviews. 1998, V. 83, P. 435–512. http://dx.doi.org/10.1023/A:1005063911643
- Parkhomov V.A., Borodkova N.L., Eselevich V.G., et al. Solar wind diamagnetic structures as a source of substorm- like disturbances. J. Atmosph. Solar-Terr. Phys. 2018, V. 181, P. 55–67. DOI: 10.1016/j.jastp.2018.10.010
- Sapunova O.V., Borodkova N.L., Zastenker G.N., Yermolaev Y.I. Dynamics of He++ Ions at Interplanetary and Earth's Bow Shocks. Universe. 2022, V. 8, No. 10, 516. https://doi.org/10.3390/universe8100516
- Scholer M., Terasawa T. Ion reflection and dissipation at quasiparallel collisionless shocks. Geophys. Res. Lett. 1990, V. 17, P. 119–122.
- Scholer M. Diffusions at quasi-parallel collisionless shocks: simulations. Geophys. Res. Let. 1990, V. 17, P. 1821–1824.
- Trattner K.J. Scholer M. Diffuse alpha particles upstream of simulated quasi-parallel supercritical collisionless shocks. Geophys. Res. Let. 1991, V. 18, No. 10, P. 1817–1820.
- Tsegmed B., Potapov A., Baatar N. Daytime geomagnetic pulsations accompanying sudden impulse of solar wind. Proceedings of the Mongolian Academy of Sciences. 2022, V. 62, No. 02 (242). https://doi.org/10.5564/pmas.v62i02.2380
- 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, No. 8, P. 1097–1100.
- URL: [http://wso.stanford.edu/]
- URL: [http://cdaweb.gsfc.nasa.gov/cgi-bin/eval2.cgi]
- URL: [http://wso.stanford.edu/]
- URL: [https://www.obsebre.es/php/geomagnetisme/vrapides/ssc_2002_d.txt]



DOI: 10.51981/2588-0039.2023.46.026

ИССЛЕДОВАНИЕ СОБСТВЕННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НОЧНЫХ АТМОСФЕР ПЛАНЕТ ЗЕМНОЙ ГРУППЫ В УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫХ И ИНФРАКРАСНЫХ ПОЛОСАХ

О.В. Антоненко, А.С. Кириллов

Полярный геофизический институт (ПГИ), г. Апатиты, Россия

Аннотация

В настоящей работе рассматриваются особенности излучения ночных атмосфер Земли и Марса в полосах. Герцберга I и Атмосферных полосах. Выполнено сопоставление теоретических расчетов значений интенсивностей свечения полос Герцберга I и Атмосферных полос с экспериментальными данными, полученными спектрографом с космических шаттлов «Дискавери» и «Индевор», соответственно. Расчёты выполнялись по экспериментальным данным о концентрациях атомарного кислорода для определенных широт и сезонов Земли и Марса. Показано, что наблюдается хорошее согласие теоретических расчётов с экспериментальными данными для рассмотренных широт и сезонов Земли, в то время как для условий Марса наблюдается лишь некоторое соответствие теоретических расчетов с экспериментальными данными.

Ключевые слова: интенсивности свечения, различные полосы излучения, ИК спектрограф, космический шаттл, расчёты интегральных интенсивностей полос, высотные распределения атомарного кислорода, колебательные уровни, возбуждённый молекулярный кислород.

1. Введение

Исследования процессов возникновения эмиссий молекулярного кислорода в ультрафиолетовой и инфракрасной области привели к выводу, что они являются следствием процесса рекомбинации атомарного кислорода и образования электронно-возбужденного молекулярного кислорода, способного излучать различные эмиссии [1]. Молекулярный кислород имеет шесть электронных состояний, являющихся метастабильными и коррелирующих с основными состояниями атомов кислорода (³P+³P). Переходы между этими состояниями обуславливают различные систем полос. Шесть из них находятся в ультрафиолетовой области спектра, три – в инфракрасной [2]. В настоящей работе рассматривается ультрафиолетовая система полос Герцберга I, а также Атмосферная система, которая находятся в инфракрасной области спектра. Все они соответствуют исходным метастабильным состояниям [3].

Цель данной работы – сравнение теоретических расчетов интенсивностей свечения полос Герцберга I и Атмосферных полос молекулярного кислорода O₂* в ночном небе Земли и в условиях ночного неба Марса с экспериментальными данными, полученными во время запуска космического шаттла.

2. Кинетические процессы собственного излучения атмосферы

Свечение молекулярного кислорода в ближнем ИК-диапазоне (1–1.7 мкм) кроме того, что оно, несомненно, присутствует на Земле, регистрируется на Марсе спектрометром SPICAM на борту Mars Express. Согласно [4] инфракрасное атмосферное излучение на Марсе является наиболее интенсивным. Молекулы $O_2^*(a^1\Delta_g)$ излучают эмиссии в инфракрасном диапазоне, причем одной из характерных является полоса 1.27 мкм, обусловленная спонтанным излучательным переходом:

$$O_2^*(a^1\Delta_g, v') \to O_2^*(X^3\Sigma_g^-, v'') + hv, \ (\lambda \ 1.27 \text{ MKM}) \ A(a-X) = 0.00023 \ c^{-1}$$
 (1)

Но не все молекулы, находящиеся в $O_2^*(a^1\Delta_g)$ состоянии, образуются в результате реакции трёхчастичной рекомбинации. Некоторые из них образуются и в более высокоэнергетичных возбужденных состояниях, из которых в процессе релаксации до состояния $a^1\Delta_g$ может произойти переход в это состояние [5].

Также на Марсе присутствуют и молекулы $O_2^*(b^1\Sigma_g^+)$, аналогично излучающие в инфракрасном диапазоне, переход «Атмосферные полосы»:

$$O_2^* (b^1 \Sigma_g^+, v') \to O_2^* (X^3 \Sigma_g^-, v'') + hv, (\lambda \ 700 \ \text{--} \ 1000 \ \text{hm}) \ A(b-X) = 0.087 \ \text{c}^{-1},$$
(2)

и молекулы $O_2^*(A^3\Sigma_u^+)$, излучающие в ултрафиолетовом диапазоне, полосы Герцберга I, переход:

$$O_2^*(A^3\Sigma_u^+, v') \to O_2^*(X^3\Sigma_g^-, v'') + hv, (\lambda \ 240-520 \text{ HM}) \quad A(A-X) = 15 \text{ c}^{-1},$$
(3)

где A(a–X), A(b–X), A(A–X), абсолютные вероятности переходов, соответственно, инфракрасной Атмосферной системы, Атмосферной системы, полос Герцберга I, формулы (1), (2) и (3) – соответствуют вышеперечисленным переходам. На Земле наиболее интесивно излучаются полосы Герцберга I.

На рисунке 1 схематично представлены переходы, рассмативаемые выше, соответственно, Инфракрасная Атмосферная система, Атмосферная система, Герцберга I. Также из рисунка 1 видно, что возбуждённые молекулы кислорода состояний $O_2^*(a^1\Delta_g)$, $O_2^*(b^1\Sigma g^+)$ могут образовываться в процессе релаксации более высокоэнергетичных возбужденных состояний. Это переходы Ричарда-Джонсона, Чемберлена, Бройда – Гейдона и Ноксона. Все приведенные состояния находятся ниже энергии диссоциации молекулы $O_2 \sim 41300$ см⁻¹ (8065 см⁻¹ = 1 эВ).



Рисунок 1. Схема переходов между различными электронными состояниями.

Как видно из рисунка 1, возбуждённые молекулы кислорода состояний $O_2^*(a^1\Delta_g)$, $O_2^*(b^1\Sigma_g^+)$ образуются в процессе релаксации более высокоэнергетичных возбужденных состояний. Это переходы Ричарда-Джонсона, Чемберлена, Бройда – Гейдона и Ноксона.

Поскольку кинетика состояний Герцберга I и Атмосферных полос на рассматриваемом диапазоне высот атмосферы во многом определяется столкновительными процессами, наряду с излучательными, при расчете концентраций электронно-возбужденного кислорода $O_2^*(A^3\Sigma_u^+,v')$ и $O_2^*(b^1\Sigma_g^+)$ в атмосфере Земли, где на рассматриваемых высотах преобладают молекулы азота N_2 и кислорода O_2 , а в атмосфере Марса, соответственно, преобладают молекулы CO₂, применяются следующие формулы:

$$[O_2^*(A^3\Sigma_u^+,v';b^1\Sigma_g^+,v')] = \alpha(A;b) q_v(A;b) k [O]^2 ([N_2]+[O_2])/(A_v(A;b)+k_{N2}[N_2]+k_{O2}[O_2]),$$
(4a)

$$[O_{2}^{*} (A^{3}\Sigma_{u}^{+},v'; b^{1}\Sigma_{g}^{+},v')] = \alpha(A;b) q_{v}(A;b) k [O]^{2} ([CO_{2}])/(A_{v}(A;b) + k_{CO2}[CO_{2}]),$$
(46)

где $\alpha(A;b)$ – квантовый выход состояния $(A^{3}\Sigma_{u}^{+}; b^{1}\Sigma_{g}^{+})$, при тройных столкновениях частиц [6], $q_{v}(A;b)$ – квантовый выход колебательного уровня v' состояния $(A^{3}\Sigma_{u}^{+}; b^{1}\Sigma_{g}^{+})$ [7,8], k – константа скорости реакции рекомбинации при тройных столкновениях [2], k_{N2} , k_{O2} – константы скоростей реакций гашения данного состояния при неупругих столкновениях с молекулами N₂, O₂ в атмосфере Земли [9,10] (4a), k_{CO2} – с молекулами CO₂ в атмосфере Марса [2] (4б), $A_{v}(A;b)$ – сумма коэффициентов Эйнштейна для всех спонтанных излучательных переходов с колебательного уровня v' состояния $(A^{3}\Sigma_{u}^{+}; b^{1}\Sigma_{g}^{+})$ на все колебательные уровни состояния $X^{3}\Sigma_{g}^{-}$ [2,3].

При расчете концентраций $O_2^*(A^3\Sigma_u^+,v'; b^1\Sigma_g^+,v')$ в атмосфере Земли согласно (4a) используются экспериментальные данными о характерных концентрациях [O] в верхней атмосфере Земли на основании характеристик свечения атомарного кислорода O для различных месяцев года на средних широтах (55.7° N; 36.8° E), Звенигородская обсерватория ИФА [2] (рисунок 2a). Для расчетов концентраций O_2^* в верхней атмосфере Марса (согласно 46) высотные распределения концентраций атомарного кислорода [O] берутся из модели общей циркуляции французской лаборатории динамической метеорологии, называемой LMD-MGCM [4] на северных широтах (67° N) и в экваториальной зоне (Ls~0°, Ls~180°) (рисунок 26). В соответствии с основными сезонными закономерностями вариаций интенсивности эмиссии 557.7 нм слой атомарного кислорода в атмосфере Земли так же значительно изменяет положение своего максимума [2, 11], причем высота максимальных значений абсолютных концентраций атомарного кислорода также остаётся не постоянной. Этого мы не можем сказать о Марсе, т.к. разброс значений абсолютных концентраций атомарного кислорода также остаётся не постоянной.

О.В. Антоненко и А.С. Кириллов



Рисунок 2. Высотные профили концентраций атомарного кислорода [О] для атмосферы Земли и Марса.

3. Сопоставление результатов расчётов интенсивностей излучения полос Герцберга I и Атмосферных полос для условий Земли и Марса и сравнение этих результатов с эеспериментальными данными, полученными с космических шаттлов

При расчетах значений концентраций электронно-возбужденного кислорода для атмосферы Земли (формула (4a)) использовались высотные профили температур, составленные на основе данных многолетних (1960–2000 гг.) измерений профилей температуры на высотах 30-110 км [12]. Высотные профили температур, используемые при расчётах значений концентраций электронно-возбужденного кислорода в атмосфере Марса (формула (4б)), получены из модели общей циркуляции (LMD-MGCM) [4]. Расчеты концентраций электронно-возбужденного кислорода $O_2^*(A^3\Sigma_u^+,v'; b^1\Sigma_g^+,v')$ на высотах верхней атмосферы Земли для широты 55.7° N проведены для колебательных уровней v'=2-9 состояния Герцберга I $A^3\Sigma_u^+$, состояния Атмосфеной полосы $b^1\Sigma_g^+$ для различных месяцев года (средних месяцев каждого сезона: января, апреля, июля, октября) 1980 и 1981 гг. [2]. Аналогичные расчеты концентраций $O_2^*(A^3\Sigma_u^+,v'; b^1\Sigma_g^+,v')$ на высотах верхней атмосферы Марса были проведены для экваториальной зоны и для северных широт (67° N) во время весеннего (Ls~0°) и осеннего (Ls~180°) равноденствия. При расчёте интенсивностей излучения $I_{v'v''}$ используется приближение оптически тонкого слоя, т.е. пренебрегается поглощением фотонов внутри слоя.



Рисунок 3. Экспериментальные и рассчитанные значения интегральной светимости полос.

На рисунке За представлен фрагмент усредненного спектра свечения ночного неба в диапазоне 250–370 нм, измеренного спектрографом с космического шаттла "Дискавери" (STS-53) [13]. На рисунке $36 - \phi$ рагмент усредненного спектра свечения ночного неба в диапазоне 620-900 нм, измеренного спектрографом с космического шаттла "Индевор" (STS-69) [13]. По осям Y – интенсивности (R/Å), X – длины волн λ (Å), цифры над пиками – (v'–v") при излучательных переходах (3) и (2), соответственно. Рассчитанные значения интенсивности излучения I(см⁻²с⁻¹) (гистограммы) для различных полос Герцберга I, обусловленных переходом (3), для средних широт Земли (55.7° N) для 1 месяца 1980 и 1981 гг. (рисунок 3в), а также для системы Атмосферных полос, обусловленных переходом (2), для средних широт Земли (55.7° N) для 10 месяца года, 1976 и 1986 гг. (рисунок 3г), выполнены в этом же диапазоне длин волн. Как видно из сравнения теоретически рассчитанных значений интенсивностей свечения для Земли с экспериментальными данными, наблюдается хорошая корреляция результатов расчета с экспериментом. Аналогично на рисунке 3(д,е) представлены рассчитанные значения интенсивностей излучения для атмосферы Марса для северных широт (67° N) для точки осеннего равноденствия (Ls~180°).

Для условий Марса мы можем видеть изменение относительного вклада колебательных уровней состояния $A^{3}\Sigma_{u}^{+}$ в свечение полос Герцберга I (рисунок 3д) и колебательных уровней состояния $b^{1}\Sigma_{g}^{+}$ в свечение Атмосферных полос (рисунок 3е). Так из рисунка видно, что вклад колебательных уровней v'=5, 6 уменьшается, а у колебательных уровней v'=8, 9 увеличивается. Объясняется это особенностями гашения на молекулах углекислого газа.

4. Заключение

На основании экспериментальных данных по профилям концентрации атомарного кислорода и температуры в атмосфере Земли на средних широтах (55.7° N) проведены расчеты объемных и интегральных интенсивностей свечения полос Герцберга I и Атмосферных полос. Проведено сравнение рассчитанных значений со спектральными измерениями спектрографом с космических шаттлов «Дискавери» (STS-53) и «Индевор» (STS 69). Показано, что наблюдается хорошая корреляция результатов расчета с экспериментальными данными.

Аналогичные расчеты интенсивностей свечения полос Герцберга I и Атмосферных полос проведены для условий Марса для широты 67°. Получено, что для условий Марса наблюдается лишь некоторое соответствие результатов расчета с теми же, указанными выше экспериментальными данными.

Ссылки

- 1. Barth C.A. Tree-body reaction // Ann. Géophys., Vol. 20, N. 2, P. 182–196. 1964.
- Шефов Н.Н., Семёнов А.И., Хомич В.Ю. Излучение верхней атмосферы индикатор её структуры и динамики // М.: ГЕОС. 741 с. 2006.
- 3. Bates D.R. Oxygen band system transition arrays // Planet. Space Sci. V. 37. N. 7. P. 881-887. 1989.
- Gagne M.-E., Melo S.M.L., Lefevre F., et al. Modeled O2 airglow distributions in the Martian atmosphere // J. Geophys. Res. V. 117. E06005. 2012.
- Fedorova A.A., Lefevre F., Guslyakova S., Korablev O., Bertaux J.-L., Montmessin F., Reberac A., Gondet B. The O₂ nightglow in the martian atmosphere by SPICAM onboard of Mars-Express // Icarus. V. 219. № 2. P. 596–608. 2012.
- 6. Krasnopolsky V.A. Excitation of the oxygen nightglow on the terrestrial planets // Planet. Space Sci. V. 59. № 8. P. 754–756. 2011.
- 7. 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 // Изв. РАН. Сер. физическая. Т. 85. № 3. С. 310–314. 2021.
- 8. Антоненко О.В., Кириллов А.С. Моделирование интенсивности свечения полос Чемберлена и Герцберга I в ночном небе Земли и сравнение результатов расчётов с экспериментальными данными // Геомагнетизм и аэрономия. Т.62. № 5. С. 661–670. 2022.
- 9. Kirillov A.S. Electronic kinetics of main atmospheric components in high-latitude lower thermosphere and mesosphere // Ann. Geophys. V. 28. № 1. P. 181–192. 2010.
- Kirillov A.S. The calculation of quenching rate coefficients of O₂ Herzberg states in collisions with CO₂, CO, N₂, O₂ molecules // Chem. Phys. Lett. V. 592. P. 103–108. 2014.
- Перминов В.И., Семенов А.И., Шефов Н.Н. Дезактивация колебательных состояний молекул гидроксила атомарным и молекулярным кислородом в области мезопаузы // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 38. № 6. C.642–645. 1998.
- 12. Семенов А.И., Перцев Н.Н., Шефов Н.Н. и др. Расчет высотных профилей температуры и концентрации атмосферы на 30-110 км // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 44. № 6. С. 835–840. 2004.
- 13. Broadfoot A.L., Bellaire P.J., Jr. Bridging the gap between ground-based and space-based observations of the night airglow // J. Geophys. Res. V. 104. № A8. P. 17127–17138. 1999.



Polar Geophysical Institute

DOI: 10.51981/2588-0039.2023.46.027

ОСОБЕННОСТИ РЕГИСТРАЦИИ СДВ СИГНАЛОВ ПРОСТРАНСТВЕННО-РАЗНЕСЁННОЙ СИСТЕМЫ ПРИЕМНЫХ ПУНКТОВ

Н.С. Ачкасов, Б.Г. Гаврилов, В.М. Ермак, Е.Н. Козакова, Ю.В. Поклад, И.А. Ряховский

ФГБУН Институт динамики геосфер имени академика М.А. Садовского РАН, г. Москва, Россия E-mails: nsachkasov@yandex.ru, boris.gavrilov34@gmail.com, ermakvladimir@mail.ru, katyam98@yandex.ru, poklad@mail.ru, ryakhovskiy88@yandex.ru

Аннотация

В работе приведен анализ сигналов СДВ диапазона, принятых в ГФО «Михнево» ИДГ РАН во время вспышек на Солнце 10.05.2022. На основе этого анализа были определены минимальные требования к создаваемой аппаратуре приема сигналов СДВ диапазона для создания пространственно-распределенной сети регистрационных пунктов. Рассмотрены основные характеристики разрабатываемой аппаратуры, принципы ее построения, перспективы увеличения количества приемных пунктов.

Введение

СДВ радиоволны распространяясь в волноводе Земля-ионосфера несут информацию о состоянии верхней стенки волновода. В дневное время верхней стенкой волновода является D-слой ионосферы. В ночное время высота отражения радиоволн СДВ диапазона увеличивается и достигает E-слоя ионосферы. Возмущения верхней стенки волновода связанные с гелио-геофизическими событиями, такими как прохождение солнечного терминатора по трассе распространения сигнала, солнечными рентгеновскими вспышками, высыпаниями заряженных частиц и др. оказывают существенное влияние на параметры принимаемых СДВ сигналов. В ГФО «Михнево» ИДГ РАН с 2014 г. ведется мониторинг сигналов СДВ диапазона с использованием в качестве сенсоров магнитометров MFS-07 немецкой фирмы «Metronix». Для записи сигналов используется 24-битный логгер ADU-07е этой же фирмы. В [Гаврилов и др., 2019] была предложена методика восстановления параметров D-слоя ионосферы во время Солнечных рентгеновских вспышек в рамках двухпараметрической модели Фергюссона-Уайта [Wait, 1964; Ferguson, 1995] на двух близкорасположенных трассах. Переход от измерений в одной точке к пространственно-распределенной системе позволит получить качественно новые результаты, а именно – локализацию ионосферных возмущений.

Для создания такой системы регистрации сигналов в ОНЧ диапазоне необходимо иметь комплекты измерительного оборудования с одинаковыми характеристиками. Аппаратура использующаяся в ГФО «Михнево» является уникальной и достаточно дорогой, что не позволяет использовать ее в такой системе. В данной работе мы приводим пример создания такой аппаратуры на основе общедоступных компонентов.

Экспериментальные результаты и обработка данных

На рис. 1 приведен суточный ход амплитуды сигналов 5 европейских передатчиков и поток рентгеновского излучения по данным спутника GOES. На записях рентгеновского потока спутника GOES примерно в 14 часов UT мы наблюдаем Солнечную рентгеновскую вспышку класса X2. Вариации амплитуды сигналов СДВ передатчиков составляют единицы децибел относительно пикотеслы. Передатчик DHO с 7 до 8 часов UT был выключен и мы можем видеть уровень природных шумов на этой частоте. Он составляет примерно -23 дБ(пТ). При этом его амплитуда на утреннем и вечернем терминаторах (1 час и 20 часов UT) достигает почти 25 дБ(пТ). Таким образом, для уверенной регистрации как слабых передатчиков, сигнал которых на уровне шумов, так и сильных типа DHO нам надо иметь динамический диапазон приемного тракта не менее 60 дБ. Если учесть, что в ГФО «Михнево» мы имеем крайне низкий уровень промышленных шумов, а именно сигналов на частоте 50 Гц и ее гармоник, то динамический диапазон должен быть больше. Но в целом, 16-и битные АЦП должны удовлетворять условиям уверенной регистрации сигналов СДВ передатчиков.



Рисунок 1. Амплитуда Европейских СДВ передатчиков, принятых в ГФО «Михнево» (верхняя панель) и поток рентгеновского излучения по данным спутника GOES в двух спектральных диапазонах.

На рис. 2 приведены суточные вариации фазы СДВ передатчиков. В 14 часов UT мы видим реакцию фазовых характеристик принимаемых сигналов на Солнечную рентгеновскую вспышку. Вариации фазы составляют 0.5-1 радиан. Суточные вариации фазы лежат в диапазоне порядка 3-х радиан. Для уверенной записи вариаций фазы можно оценить точность измерения фазы как 0.05 радиана. Это соответствует 0.008 периода. Для частоты 20 кГц это эквивалентно временной погрешности 0.4 мкс. Временная привязка с помощью глобальных навигационных систем имеют примерно на порядок лучшую точность.

Таким образом, опытный образец аппаратуры для регистрации СДВ сигналов можно строить на базе 16-и разрядных АЦП и обеспечивать временные привязки и стабилизацию частоты оцифровки сигналов с помощью глобальных навигационных спутниковых систем (ГНСС).

Фундаментальный принцип построения систем сбора данных – это модульность, обеспечивающая гибкость при построении систем. Это могут быть как отдельные модули, так и модули, объединённые в блок. В состав измерительного комплекса электромагнитных сигналов ОНЧ диапазона выходят следующие компоненты, представленные на рисунке 3:

- 1. аппаратно-программный блок (АПБ),
- 2. блок синхронизации опорной частоты (БСОЧ),
- 3. блок инициализации события старта (БИСС),
- 4. датчики магнитного поля.

Для оцифровки данных с датчиков используется 16-разрядный аналого-цифровой преобразователь (АЦП) модели E-502 от отечественной фирмы L-card входящий в состав АПБ. Основные характеристики этого АЦП представлены в таблице 1. Выбор данного АЦП был обоснован двумя факторами:

1. Возможностью подключения внешнего источника опорной частоты, что позволяет обеспечить синхронность измерений и временную стабильность частоты измерений.

2. Способностью инициировать события старта по внешнему источнику, обеспечивая привязку времени начала события к мировому времени (UTC).



Рисунок 2. Суточные вариации фазы СДВ передатчиков, принятых в ГФО «Михнево».

Входное напряжение питания:	8-30 B	
Разрядность:	16 Бит	
Частота дискретизации:	2 МГц	
Интерфейс подключения:	USB / Ethernet RJ-45	
Разъёмы:	Analog/Digital-DRB-37M/DRB-37F	
Частота внешнего опорного источника	1,5 МГц	

Таблица 1. Характеристики АЦП L-Card E-502.

Было написано программное обеспечение (ПО) в программной среде LabView для ПЭВМ из состава АПБ. Оператором на ПЭВМ задаются следующие параметры: время события (T_start, T_stop), источник опорной частоты, источник события старта, количество опрашиваемых каналов, частота сбора на канал, номер опрашиваемого канала и диапазон. Управление АЦП можно осуществлять через кабель витую пару (не больше 100 метров), через USB кабель, либо же использовать волоконно-оптическую линию связи (ВОЛС), дополнительно оснащённую медиа конверторами.

В состав БСОЧ входит дисциплинатор Mini Precision GPS Reference Clock Британской фирмы Leo Bodnar Electronics и GPS антенна с магнитным основанием. Устройство Mini Precision GPS Reference Clock выдает опорный тактовый сигнал с низким джиттером. Долговременная стабильность выходного сигнала определяется высокой точностью сигналов ГНСС (GPS, ГЛОНАС) и приближается к 1x10⁻¹². Цифровая фазовая автоподстройка частоты (PLL) позволяет получать выходной опорный сигнал в диапазоне от 400 Гц до 810 МГц. Амплитуда выходного сигнала равна 3,3 В при сопротивлении 50 Ом. Все настройки частоты и выхода полностью настраиваются пользователем через USB-соединение с ПК с Windows и сохраняются внутри устройства после отключения от ПК.

БИСС состоит из GPS-приемника Garmin 16x HVS и модуля разработанном в ИДГ РАН. Этот модуль получает данные по текстовому протоколу связи навигационного оборудования NMEA 0183 («National Marine Electronics Association»), для передачи данных используется шина UART. Помимо этого, от спутников ГНСС приходят секундные метки реального времени (PPS), данный модуль с помощью логических элементов и

микроконтроллера выводит каждую шестидесятую секундную метку реального времени являющейся минутной меткой реального времени (PPM).



Рисунок 3. Блок-схема макета аппаратуры для регистрации сигналов СДВ диапазона.

Заключение

На основе анализа сигналов СДВ диапазона, принятых в ГФО «Михнево», были определены требования к разрабатываемому макету аппаратуры. Представленный макет модульной системы измерения позволяет регистрировать электромагнитное поле в ОНЧ диапазоне естественного и антропогенного происхождения с точностью временных привязок ГНСС, которые на порядок лучших минимального требования. Разворачиваемая сеть приемных пунктов позволит кратно улучшить пространственное разрешение при восстановлении параметров ионосферы.

Работа выполнена по государственному заданию 122032900175-6.

Литература

Гаврилов Б.Г., Ермак В.М., Поклад Ю.В, Ряховский И.А. Оценка параметров среднеширотной нижней ионосферы, вызванных солнечной вспышкой 10 сентября 2017 года // Геомагнетизм и аэрономия. 2019. Т. 59. № 5. С. 628-634.

Ferguson J.A. Ionospheric model validation at VLF and LF // Radio Sci. 1995. V. 30. N 3. P. 775-782.

Wait J.R. and Spies K.P. Characteristics of the Earth-ionosphere waveguide for VLF radio waves, NBS Tech. Note 300, 1964.



Polar Geophysical Institute

DOI: 10.51981/2588-0039.2023.46.028

ПЛАНЕТАРНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ЭЛЕКТРОННЫХ И ИОННЫХ ВЫСЫПАНИЙ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ УРОВНЯ МАГНИТНОЙ АКТИВНОСТИ. ИНТЕРАКТИВНАЯ МОДЕЛЬ АРМ_ГЕО

В.Г. Воробьев¹, О.И. Ягодкина¹, М.Н. Мельник¹, О.В. Мингалев^{1,2}

¹Полярный геофизический институт, г. Апатиты (Мурманская обл.) ²Мурманский арктический университет, филиал в г. Апатиты (Мурманская обл.)

Аннотация. Представлено описание новой версии эмпирической модели высыпаний электронов и протонов для северного полушария APM_GEO, в которой границы зон высыпаний, а также средние энергии и плотности потока энергии высыпающихся электронов и протонов рассчитываются как в исправленных геомагнитных координатах, так и в географических на сетке, регулярной по долготе и с фиксированным числом точек по широте в зонах высыпаний. Входными параметрами модели являются дата, время по UT и значения геомагнитных индексов Dst и AL. По сравнению с ранее опубликованными версиями модели, в которых в географических координатах рассчитывались только границы зон высыпаний, добавлено вычисление в этих зонах распределений средней энергии и плотности потока энергии высыпающихся протонов как в исправленных геомагнитных координатах, а также добавлено вычисление распределений средней энергии и плотности потока энергии высыпающихся протонов как в исправленных геомагнитных координатах. Кроме того, внутри области аврорального овала улучшено описание границ зоны ускоренных электронных высыпаний между дневным и ночным секторами. Модель реализована в виде комплекса программ на языке FORTRAN, в котором применяются параллельные вычисления и используется созданная H.A. Цыганенко программа RECALC-08, а также используется перепрограммированная для применения параллельных вычислений программа модели IGRF.

1. Введение

Экспериментальные данные, полученные в области высоких широт на космических аппаратах и с помощью наземных наблюдений за авроральным свечением и вариациями геомагнитного поля, дают информацию о положении границ областей плазменных вторжений с различными морфологическими характеристиками. Эти данные отражают структуру, динамику и физические процессы в магнитосфере Земли до геоцентрических расстояний в десятки земных радиусов. Результатом статистической обработки наземных оптических наблюдений явилось появление концепции аврорального овала, предложенной в работах [Feldstein, 1963; Khorosheva, 1963]. Динамика границ овала в зависимости от уровня магнитной активности исследована в работе [Feldstein and Starkov, 1967].

Наземные наблюдения авроральных эмиссий свидетельствуют о том, что к экватору и к полюсу от овала сияний располагаются области аврорального диффузного свечения. Наиболее ярко выражено свечение к экватору от овала. Это свечение по сравнению с овалом отличается относительной однородностью, но границы его достаточно четкие. Математическая аппроксимация положения границ овала и экваториального диффузного свечения в зависимости от AL индекса магнитной активности предложена в [Starkov, 1994].

Регистрации потоков высыпающихся авроральных частиц со спутников с полярной орбитой позволяют провести статистический анализ их пространственного распределения. Планетарные модели электронных высыпаний, полученные по результатам спутниковых наблюдений, представлены в работах [*McDiarmid et al.*, 1975; *Spiro et al.*, 1982; *Hardy et al.*, 1985]. В качестве уровня магнитной активности в этих моделях использовались 3-х часовые значения индекса Кр и/или часовые значения АЕ индекса. Время пролета спутника через зону высыпаний в любом секторе MLT составляет всего несколько минут. Характерное время развития элементарного возмущения (суббури) немногим более одного часа. Поэтому магнитная активность в период спутниковых измерений может значительно отличаться от уровней используемых индексов. В этой связи, несмотря на высокий уровень статистики и хорошее пространственное разрешение, такие модели дают достаточно грубую оценку планетарного распределения характеристик авроральных высыпаний.

Другим серьезным недостатком этих моделей является то, что усреднение спутниковых данных проводилось в фиксированных областях пространства, обычно 1°-3° по широте и 1-2 часа по MLT. Так как различные области высыпаний смещаются по широте при изменении уровня магнитной активности, в таких

Планетарное распределение характеристик электронных и ионных высыпаний в зависимости от уровня магнитной активности....

фиксированных областях происходило суммирование различных типов высыпаний с неизвестной частотой их появления.

В работе [Sotirelis and Newell, 2000] представлена модель, в которой характеристики авроральных частиц упорядочены относительно положения границ высыпаний различных типов. В качестве меры магнитной активности были использованы пять интервалов широтного положения границы изотропизации ионов (*b2i*), широта которой определяет состояние магнитного хвоста магнитосферы [Sergeev and Gvozdevsky, 1995].

В работе [*Newell et al.*, 2009] представлена модель, в которой все высыпания разделены на две категории: дискретные и диффузные (моноэнергетические и широкополосные спектры соответственно). Это позволило сделать количественное сравнение между высыпаниями различных типов, которое показывает, что диффузные высыпания составляют примерно ³/₄ энергетического бюджета всех авроральных высыпаний.

Модели [Sotirelis and Newell, 2000] и [Newell et al., 2009] основаны на данных спутников серии DMSP за более, чем 10-летний период наблюдений и построены в координатах геомагнитная широта (MLat) – местное геомагнитное время (MLT) с высоким пространственным и временным разрешением. Однако, адаптированные в качестве входных параметров к широтному уровню границы *b2i* или к уровню параметров межпланетной среды такие модели очень трудно использовать для исследования характеристик высыпаний в периоды геомагнитных возмущений и для сопоставления с другими геофизическими явлениями, планетарное распределение которых определяется уровнем геомагнитной активности.

Модель авроральных высыпаний (APM, Auroral Precipitation Model), представленная в работе [Vorobjev et al., 2013], показывает планетарное распределение в различных областях электронных высыпаний и их средние характеристики в зависимости от уровня магнитной активности, выраженной величиной AL- и Dst-индексов. Модель размещена в Интернете на страницах ПГИ по адресу http://apm.pgia.ru.

Особенности планетарного распределения ионных (протонных) высыпаний при разных уровнях магнитной активности исследованы в [Воробьев и др., 2015]. В этой работе было показано, что планетарная мощность ионных высыпаний при низком уровне магнитной активности (|AL| = 100 нTл) составляет ~12% от мощности высыпаний электронов и экспоненциально уменьшается до ~4% при AL < -1000 нTл.

В модели APM планетарные распределения характеристик авроральных высыпаний (средние энергии и потоки энергии) представлены в исправленных геомагнитных координатах (исправл. геом. широта + MLT), которые наиболее удобны для научных исследований по причине того, что именно в этой системе координат упорядочено большинство геофизических явлений. Однако для многих научных и практических целей, например, для диагностики и прогнозирования территориального распределения полярных сияний или определения возможного влияния авроральных высыпаний на технологические системы в отдельных регионах, более удобной является географическая система координат.

В этой связи целью настоящей работы является: (*a*) определить конфигурацию и динамику различных зон авроральных высыпаний и средние характеристики электронных вторжений, полученные в модели APM для различных уровней магнитной активности, в географической системе координат; (δ) определить характеристики ионных (протонных) высыпаний в зависимости от уровня геомагнитной активности и (*в*) дополнить модель APM характеристиками протонных высыпаний для создания более полной планетарной картины авроральных вторжений в географической системе координат (модель APM_GEO).

2. Используемые данные и обозначения

Для исследования характеристик высыпаний использовалась база данных за 1986 г., созданная ранее по наблюдениям спутников DMSP F6 и F7 [Воробьев и Ягодкина, 2005]. Для каждого пролета спутника в базе данных содержатся сведения о положении границ различных типов высыпаний, средние характеристики высыпающихся электронов и ионов в этих областях, уровень геомагнитной активности, состояние межпланетной среды и фазы суббури. В базу данных включено более 35000 пересечений спутниками области авроральных высыпаний.

Спутники имели почти круговую полярную орбиту с высотой ~835 км и периодом обращения ~101 мин. Каждую секунду спутники регистрировали спектры высыпающихся частиц в диапазоне энергий от 32 эВ до 30 кэВ в 19 каналах, распределенных в логарифмической последовательности. Орбиты спутников серии DMSP солнечно ориентированы: примерно в направлении полдень-полночь для F7 и утро-вечер для F6. Поэтому изначально не удается построить планетарную картину распределения высыпаний в географической системе координат, так как траектории спутников не перекрывают все сектора местного времени. Однако это становится возможным в исправленных геомагнитных координатах. Ось геомагнитного диполя отклонена от оси вращения Земли на угол ~11°, что при использовании круглогодичных наблюдений в обеих полушариях дает статистически обоснованные распределения характеристик высыпаний во всех секторах MLT. В дальнейшем модель высыпаний, полученная в исправленных геомагнитных координатах, в результате применения описанной ниже процедуры преобразования будет преобразована в географическую систему координат.

В.Г. Воробьев и др.

3. Модель электронных высыпаний АРМ

Для выделения областей электронных высыпаний с различными характеристиками использована обобщенная классификация, предложенная в работе [*Старков и др.*, 2002]. По характеристикам авроральных частиц выделены три зоны высыпаний: диффузная авроральная зона (DAZ, diffuse auroral zone), высыпания аврорального овала (AOP, auroral oval precipitation) и мягкие диффузные высыпания (SDP, soft diffuse precipitation). Область AOP связана со структурированными высыпаниями, экваториальная граница которых статистически совпадает с экваториальной границей овала сияний. Высыпания DAZ располагаются экваториальнее овала сияний и пространственно совпадают с полосой диффузного аврорального свечения. Зона мягких диффузных высыпаний, SDP, окаймляет область AOP с её приполюсной стороны. В ночном секторе область высыпания AOP разделена на две зоны: экваториальную AOP-еq, содержащую ускоренные электронные высыпания, и приполюсную AOP-роl, состоящую из пространственно структурированных электронных высыпаний.

При обработке данных с целью увеличения статистической значимости результатов все пролеты были объединены в 3-х часовые интервалы MLT. Для создания модели высыпаний в качестве меры магнитной активности использованы Dst- и AL- индексы, которые дают достаточно полную информацию об интенсивности геофизических процессов, происходящих в магнитосфере и ионосфере Земли. Так как спутники пересекают область высыпаний в течение 3-5 мин, для анализа использовались 5 мин значения AL-индекса.

Ниже в качестве примера представлены уравнения регрессии, связывающие положение приполюсной и экваториальной границ АОР с уровнем магнитной активности в секторе 21-24 MLT (8-й сектор модели):

$$\Theta_{5}(\psi[8], AL, Dst) = \Theta[AOPeq](\psi[8], AL, Dst) = 66.66 - 0.0092 |AL| + 7.78 \cdot 10^{-7} |AL|^{2} + 0.022 Dst,
\Theta_{3}(\psi[8], AL, Dst) = \Theta[AOPpol](\psi[8], AL, Dst) = 70.74 + 0.00186 |AL| - 0.0008 Dst.$$
(1)

Здесь Θ – исправленная геомагнитная широта; $\Theta_k(\psi, AL, Dst)$ – зависимости широт модельных кривых, по которым определяются границы зон высыпаний, k = 1, ...; ψ – время MLT в градусах; $\psi[s] = 22.5 \cdot (2s-1)$ – центры секторов MLT в градусах при s = 1, ...

Величина средней энергии (E_e , кэВ) и потока энергии (F_e , эрг·см⁻²·с⁻¹) высыпающихся электронов практически не зависит от уровня Dst-вариации и определяется, главным образом, величиной AL-индекса:

$$\begin{aligned} \text{AOP}eq \to & \ln\left(E_{e2}(\psi[8], \text{AL})\right) = 0.3454 \cdot \ln|\text{AL}| - 0.5340, & \ln\left(F_{e2}(\psi[8], \text{AL})\right) = 0.6957 \cdot \ln|\text{AL}| - 2.5931; \\ \text{AOP}pol \to & \ln\left(E_{e3}(\psi[8], \text{AL})\right) = 0.2861 \cdot \ln|\text{AL}| - 0.6453, & \ln\left(F_{e3}(\psi[8], \text{AL})\right) = 0.4970 \cdot \ln|\text{AL}| - 0.8709. \end{aligned}$$

$$(2)$$

По этой схеме были исследованы характеристики электронных высыпаний во всех секторах и создана модель авроральных высыпаний (APM) в координатах исправленная геомагнитная широта (CGL) – местное геомагнитное время (MLT).

4. Ионные высыпания

Характеристики ионных высыпаний изучались внутри границ зон высыпаний различных типов, которые были представлены в предыдущем разделе. Для построения модели ионных высыпаний в каждом 3-х часовом интервале MLT исследовались средние энергии (E_i) и потоки энергии (F_i) высыпающихся ионов в областях DAZ, AOP и SDP в зависимости от уровня магнитной активности. Далее определялись уравнения регрессии, связывающие E_i и F_i с магнитной активностью, и по уже известному из модели APM положению границ различных типов высыпаний в зависимости от величины AL- и Dst-индексов строилась планетарная модель. Отметим, что для ионных высыпаний, как и для электронных, не было обнаружено зависимости средних энергий и потоков энергии высыпающихся частиц от величины Dst-индекса. Иными словами, во всех областях высыпаний и во всех секторах MLT характеристики высыпающихся частиц не зависят от интенсивности магнитных бурь. Величина Dst-индекса оказывает существенное влияние на положение границ различных областей высыпаний, на площадь, занятую высыпаниями, и, как следствие, на общую мощность высыпаний, но не на характеристики высыпающихся частиц.

В качестве примера ниже показаны уравнения регрессии, связывающие средние энергии (E_i) и потоки энергии (F_i) высыпающихся ионов в экваториальной и приполюсной зонах АОР с уровнем магнитной активности в секторе 21-24 MLT:

$$AOPeq \rightarrow E_{i2}(\psi[8], AL) = 4 \cdot 10^{-4} AL + 13.26, \quad F_{i2}(\psi[8], AL) = -9.33 \cdot 10^{-5} AL + 0.41;$$

$$AOPpol \rightarrow E_{i3}(\psi[8], AL) = -2 \cdot 10^{-4} AL + 10.54, \quad F_{i3}(\psi[8], AL) = -1.3 \cdot 10^{-6} AL + 0.13.$$
(3)

Аналогичные исследования, проведенные во всех остальных секторах MLT, дают полную планетарную картину распределения характеристик ионных высыпаний в исправленных геомагнитных координатах.

5. Схема модели АРМ GEO

Рассмотрим краткое описание логической схемы модели АРМ GEO. С помощью программы Н.А. Цыганенко RECALC-08 рассчитываются географические координаты базисных векторов системы GSE $\{e_x^{[GSE]}, e_v^{[GSE]}, e_z^{[GSE]}\}$ (где $e_x^{[GSE]}$ направлен на Солнце), а также географические координаты единичного вектора $\mu = e_z^{\lfloor cd \rfloor}$, направленного на север противоположно вектору дипольного момента $M_{\rm IGRF}$ по модели IGRF и являющегося 3-м базисным вектором центрированной дипольной геомагнитной системы координат: $\mu = e_z^{[cd]} = -M_{IGRF}/|M_{IGRF}|$. По этим векторам вычисляются географические координаты базисных векторов центрированной дипольной геомагнитной системы координат, в которой долготой является местное магнитное время MLT:

$$\boldsymbol{e}_{x}^{[\text{MLT}]} = \left(\boldsymbol{e}_{z}^{[\text{cd}]}\left(\boldsymbol{e}_{z}^{[\text{cd}]}\cdot\boldsymbol{e}_{x}^{[\text{GSE}]}\right) - \boldsymbol{e}_{x}^{[\text{GSE}]}\right) / \left|\boldsymbol{e}_{z}^{[\text{cd}]}\left(\boldsymbol{e}_{z}^{[\text{cd}]}\cdot\boldsymbol{e}_{x}^{[\text{GSE}]}\right) - \boldsymbol{e}_{x}^{[\text{GSE}]}\right|, \quad \boldsymbol{e}_{y}^{[\text{MLT}]} = \left[\boldsymbol{e}_{x}^{[\text{GSE}]}\times\boldsymbol{e}_{z}^{[\text{cd}]}\right] / \left[\boldsymbol{e}_{x}^{[\text{GSE}]}\times\boldsymbol{e}_{z}^{[\text{cd}]}\right]. \quad (4)$$

Входную информацию модели удобно разделить на 2 блока. Первым блоком являются исправленные геомагнитные широты определяющих границы зон высыпаний 6-ти модельных кривых в 8-ми центрах $\psi[s] = 22.5 \cdot (2s-1)$ секторов MLT $\Theta_k(\psi[s], AL, Dst)$, (где $k = 1, \dots$ и $s = 1, \dots$), которые рассматриваются как функции индексов Dst и AL (то есть всего 48 функций двух переменных). Вторым блоком входной информации являются значения в указанных 8 центрах $\psi[s]$ секторов MLT для каждой из 3-х зон высыпаний в 4-х дневных секторах MLT и для каждой из 4-х зон высыпаний в 4-х ночных секторах MLT значений средней энергии $E_{\alpha k}(\psi[s], AL)$ и потока энергии $F_{\alpha k}(\psi[s], AL)$ высыпающихся электронов и ионов, которые рассматриваются как функции индекса AL. Здесь $\alpha = e, i, s = 1,..., a k = 1,3,4$ в дневных секторах и *k* = 1, 2, 3, 4 в ночных секторах, то есть всего 112 функций одной переменной.

В модели задается мелкая регулярная сетка по MLT $\psi_l = \Delta \psi \cdot l$, l = 0,...с шагом $\Delta \psi = 360/N_{\text{MLT}}$. В узлах этой сетки с помощью периодической интерполяции полиномом Лагранжа по исходным значениям $\Theta_k(\psi[s], AL, Dst)$ вычисляются значения на регулярной сетке по долготе MLT исправленных геомагнитных широт $\Theta_k(\psi_l, AL, Dst)$ для модельных кривых, по которым определяются границы зон высыпаний следующим образом. Для зоны DAZ кривая $\Theta_1(\psi_1, AL, Dst) = \Theta[DAZeq](\psi_1, AL, Dst)$ является экваториальной границей, а кривая $\min(\Theta_2(\psi_l, AL, Dst), \Theta_3(\psi_l, AL, Dst)) = \Theta[DAZpol](\psi_l, AL, Dst)$ является полярной границей. Для зоны AOP кривая $\Theta_3(\psi_1, AL, Dst) = \Theta[AOPeq](\psi_1, AL, Dst)$ является экваториальной границей, а полярной границей является кривая

 $\Theta_{\mathsf{S}}(\psi_{1}, \mathsf{AL}, \mathsf{Dst}) = \Theta[\mathsf{AOP}pol](\psi_{1}, \mathsf{AL}, \mathsf{Dst}) = \Theta[\mathsf{SDP}eq](\psi_{1}, \mathsf{AL}, \mathsf{Dst}),$

экваториальной границей которая также является зоны SDP. При этом кривая $\max(\Theta_3(\psi_1, AL, Dst), \Theta_4(\psi_1, AL, Dst)) = \Theta[AOP-pol-eq](\psi_1, AL, Dst)$ в ночном секторе и его окрестности является экваториальной границей приполюсной зоны AOP-pol пространственно структурированных электронных высыпаний. Для зоны SDP кривая $\Theta_6(\psi_l, AL, Dst) = \Theta[SDPpol](\psi_l, AL, Dst)$ является полярной границей. При малой величине индекса AL зона SDP образует полосу, примыкающую к полярной границе зоны AOP, то есть выполнено условие $\Theta_5(\psi_l, AL, Dst) < \Theta_6(\psi_l, AL, Dst)$. С ростом |AL| начинает выполняться противоположное условие $\Theta_5(\psi_l, AL, Dst) \ge \Theta_6(\psi_l, AL, Dst)$, то есть зона SDP перемещается в зону АОР.

По найденным широтам с помощью формулы

$$R_{L}[k,l](AL, Dst) = (R_{E} + H_{ion}) / \cos^{2}\Theta_{k}(\psi_{l}, AL, Dst)$$
(5)

(где R_E = 6371.2 км — радиус Земли в модели IGRF и H_{ion} = 110 км — высота Е-слоя ионосферы в модели АРМ GEO) рассчитывается радиус L-оболочки магнитной силовой линии (то есть радиус точки пересечения магнитной силовой линии с экваториальной плоскостью геомагнитного диполя по модели IGRF). По этому радиусу и углу ψ_1 (времени MLT в градусах) рассчитываются географические координаты начальной точки в экваториальной плоскости геомагнитного диполя по модели IGRF:

$$\mathbf{r}_{0}[k,l](\mathrm{AL},\mathrm{Dst}) = R_{L}[k,l](\mathrm{AL},\mathrm{Dst}) \cdot \left(\mathbf{e}_{x}^{[\mathrm{MLT}]}\cos\psi_{l} + \mathbf{e}_{y}^{[\mathrm{MLT}]}\sin\psi_{l}\right)$$

В.Г. Воробьев и др.

Из этой точки выпускается магнитная силовая линия по модели IGRF и находится точка $r_{ion}[k,l](AL,Dst)$ ее пересечения с Е-слоем ионосферы северного полушария:

$$\mathbf{r}_{ion}[k,l] = (R_E + H_{ion}) \Big(\mathbf{e}_x^{[geo]} \cos(\theta_{ion}[k,l]) \cos(\phi_{ion}[k,l]) + \mathbf{e}_y^{[geo]} \cos(\theta_{ion}[k,l]) \sin(\phi_{ion}[k,l]) + \mathbf{e}_z^{[geo]} \sin(\theta_{ion}[k,l]) \Big),$$

где $\left\{ e_x^{[\text{geo}]}, e_y^{[\text{geo}]}, e_z^{[\text{geo}]} \right\}$ — базисные векторы географической системы координат, $\theta_{ion}[k,l]$ и $\phi_{ion}[k,l]$ — географические широта и долгота точки $r_{ion}[k,l]$ (AL,Dst), которые являются функциями индексов (AL,Dst). В результате получаются наборы координат на сфере, который определяет 6 модельных кривых в географических координатах $\theta_k(\phi, \text{AL}, \text{Dst})$ (k = 1,...) на нерегулярной сетке по долготе $\left\{\phi_{ion}[k,l], l = 0,...\right\}$:

$$\theta_k(\phi_{ion}[k,l], AL, Dst) = \theta_{ion}[k,l](AL, Dst).$$
(6)

С помощью периодической интерполяции полиномом Лагранжа все 6 кривых можно пересчитать на одинаковую для всех регулярную сетку по долготе $\phi_q = \Delta \phi \cdot q$, q = 0,... с шагом $\Delta \phi = 360/N_{geo}$ и получить наборы широт $\theta_k(\phi_q, AL, Dst)$, которые позволяют определить зоны высыпаний в географических координатах. Затем строится сетка в зоне DAZ и сетка в зоне AOP+SDP следующим образом. Задается максимальная мелкость сетки по широте $\Delta \theta$ (например, $\Delta \theta = 0.25^{\circ}$). В обеих зонах число узлов сетки по широте постоянно по долготе и определяется формулами (где квадратные скобки означают целую часть числа)

$$n_{\theta}[\text{DAZ}] = \left[\frac{1}{\Delta\theta} \max_{q} \left(\min\left(\theta_{2}(\phi_{q}, \text{AL}, \text{Dst}), \theta_{3}(\phi_{q}, \text{AL}, \text{Dst})\right) - \theta_{1}(\phi_{q}, \text{AL}, \text{Dst})\right)\right] + 1,$$
(7)

$$n_{\theta} [\text{AOP+SDP}] = \left[\frac{1}{\Delta \theta} \max_{q} \left(\max \left(\theta_{5} (\phi_{q}, \text{AL}, \text{Dst}), \theta_{6} (\phi_{q}, \text{AL}, \text{Dst}) \right) - \theta_{3} (\phi_{q}, \text{AL}, \text{Dst}) \right) \right] + 1.$$
(8)

Далее для каждого узла сетки по долготе ϕ_q узлы сетки по широте в зоне DAZ и в зоне AOP+SDP определяется формулами

$$\Delta_{q}\theta[\text{DAZ}] = \min\left(\theta_{2}(\phi_{q}, \text{AL}, \text{Dst}), \theta_{3}(\phi_{q}, \text{AL}, \text{Dst})\right) - \theta_{1}(\phi_{q}, \text{AL}, \text{Dst})/n_{\theta}[\text{DAZ}], \\ \theta_{q,s}^{\text{DAZ}} = \theta_{1}(\phi_{q}, \text{AL}, \text{Dst}) + s \cdot \Delta_{q}\theta[\text{DAZ}], \quad s = 0, \dots, Z],$$

$$(9)$$

$$\Delta_{q}\theta[AOP+SDP] = \max\left(\theta_{5}(\phi_{q}, AL, Dst), \theta_{6}(\phi_{q}, AL, Dst)\right) - \theta_{3}(\phi_{q}, AL, Dst) / n_{\theta}[AOP+SDP],$$

$$\theta_{q,s}^{AOP} = \theta_{3}(\phi_{q}, AL, Dst) + s \cdot \Delta_{q}\theta[AOP+SDP], \quad s = 0, \dots \qquad P+SDP].$$

$$(10)$$

Для каждого узла сетки по углам $\left(\phi_q, \theta_{q,s}^{\mathrm{DAZ}}\right)$ из точки в Е-слое ионосферы северного полушария

$$\mathbf{r}_{q,s}^{\text{DAZ}} = \left(R_E + H_{ion}\right) \cdot \left(\mathbf{e}_x^{\text{[geo]}} \cos \theta_{q,s}^{\text{DAZ}} \cos \phi_q + \mathbf{e}_y^{\text{[geo]}} \cos \theta_{q,s}^{\text{DAZ}} \sin \phi_q + \mathbf{e}_z^{\text{[geo]}} \sin \theta_{q,s}^{\text{DAZ}}\right)$$

выпускается магнитная силовая линия по модели IGRF и находятся географические координаты точки $R_L(r_{q,s}^{\text{DAZ}})$ ее пересечения с экваториальной плоскостью геомагнитного диполя по модели IGRF, что позволяет найти исправленные геомагнитные координаты $(\Theta_{q,s}^{\text{DAZ}}, \psi_{q,s}^{\text{DAZ}})$ исходной точки $r_{q,s}^{\text{DAZ}}$, которые определяются следующей формулой:

$$\boldsymbol{R}_{L}(\boldsymbol{r}_{q,s}^{\mathrm{DAZ}}) = \frac{(R_{E} + H_{ion})}{\cos^{2}\boldsymbol{\Theta}_{q,s}^{\mathrm{DAZ}}} \left(\boldsymbol{e}_{x}^{\mathrm{[MLT]}}\cos\boldsymbol{\psi}_{q,s}^{\mathrm{DAZ}} + \boldsymbol{e}_{y}^{\mathrm{[MLT]}}\sin\boldsymbol{\psi}_{q,s}^{\mathrm{DAZ}}\right).$$

По найденной из этой формулы исправленной геомагнитной долготе $\psi_{q,s}^{\text{DAZ}}$ с помощью периодической интерполяции полиномом Лагранжа по исходным значениям средней энергии $E_{\alpha 1}(\psi[s], \text{AL})$ и потока энергии $F_{\alpha 1}(\psi[s], \text{AL})$ высыпающихся электронов ($\alpha = e$) и протонов ($\alpha = p$) можно найти их значения $E_{\alpha}^{\text{DAZ}}(\Theta_{q,s}^{\text{DAZ}}, \psi_{q,s}^{\text{DAZ}}, \text{AL})$ и $F_{\alpha}^{\text{DAZ}}(\Theta_{q,s}^{\text{DAZ}}, \psi_{q,s}^{\text{DAZ}}, \text{AL})$ в точке с географическими координатами ($\Theta_{q,s}^{\text{DAZ}}, \psi_{q,s}^{\text{DAZ}}$).

Аналогичным образом находятся значения средней энергии $E^{AOPeq}_{\alpha}(\Theta^{AOP}_{q,s}, \psi^{AOP}_{q,s}, AL)$ и потока энергии $F^{AOPeq}_{\alpha}(\Theta^{AOP}_{q,s}, \psi^{AOP}_{q,s}, AL)$ в зоне ускоренных электронных высыпаний AOP-еq (экваториальная часть зоны AOP в ночном секторе) с помощью аналогичной интерполяции по исходным значениям средней энергии $E_{\alpha 2}(\psi[s], AL)$ и потока энергии $F_{\alpha 2}(\psi[s], AL)$. Также находятся значения средней энергии $E^{AOPpol}_{\alpha}(\Theta^{AOP}_{q,s}, \psi^{AOP}_{q,s}, AL)$ в зоне пространственно структурированных электронных высыпаний AOP-роl (приполюсная часть зоны AOP в ночном секторе) с помощью аналогичной интерполяции по исходным значения средней энергии $E^{AOPpol}_{\alpha}(\Theta^{AOP}_{q,s}, \psi^{AOP}_{q,s}, AL)$ и потока энергии $F^{AOPpol}_{\alpha}(\Theta^{AOP}_{q,s}, \psi^{AOP}_{q,s}, AL)$ в зоне пространственно структурированных электронных высыпаний AOP-роl (приполюсная часть зоны AOP в ночном секторе) с помощью аналогичной интерполяции по исходным значениям средней энергии $E_{\alpha 3}(\psi[s], AL)$ и потока энергия значения средней энергии $E^{AOPpol}_{\alpha}(\Theta^{AOP}_{\alpha,s}, \psi^{AOP}_{\alpha,s}, AL)$ и потока энергии $F_{\alpha 3}(\psi[s], AL)$. Таким же образом находятся значения средней энергии $E^{SDP}_{\alpha}(\Theta^{AOP}_{\alpha,s}, \psi^{AOP}_{\alpha,s}, AL)$ в зоне SDP с помощью аналогичной интерполяции по исходным значениям средней энергии и по исходным значениям средней энергии $E_{\alpha 4}(\psi[s], AL)$.

Таким образом, в модели APM_GEO основной объем вычислений занимает расчет большого числа магнитных силовых линий по модели IGRF между ионосферой и экваториальной плоскостью геомагнитного диполя. В комплексе программ модели на языке FORTRAN для максимально быстрого выполнения этих вычислений используется распараллеливание с помощью системы Open MP.



Рисунок 1. Параметры зон высыпаний в спокойных условиях перед началом магнитной бури.

В.Г. Воробьев и др.

6. Характеристики высыпаний при разном уровне геомагнитной активности

На рис. 1-4 показаны результаты применения модели для входных параметров, которые имели место во время магнитной бури 04 – 05 августа 2023 г. с двумя минимумами в Dst ≈ –52 нТл и Dst ≈ –92 нТл, между которыми было сильное внезапное сжатие магнитосферы при отрицательной компоненте B_z ММП. Во время бури индексы Dst и AL достигали своих минимальных значений в разные моменты времени. Рис. 1 соответствует спокойным условиям перед бурей при значениях индексов Dst ≈ –5 нТл и AL ≈ –50 нТл в момент времени UT = 22:00, 03 августа 2023 г. На рис. 2 показан момент времени UT = 03:00, 05 августа 2023 г., когда было достигнуто минимальное значение индекса AL = –1400 нТл при значении Dst ≈ –35 нТл между минимумами Dst. На рис. 3 показан момент времени UT = 06:00, 05 августа 2023 г., когда было достигнуто минимальное значение индекса Dst ≈ –92 нТл. На рис. 4 показан момент времени UT = 08:00, 05 августа 2023 г. в начале фазы восстановления, когда в дневном секторе риометром в обсерватории Ловозеро было зафиксировано высыпание. В этот момент, когда не было магнитосферной суббури и индекс AL ≈ –100 нТл был небольшим, а индекс Dst ≈ –60 нТл имел достаточно большое значение, риометром в обсерватории Ловозеро было зафиксировано высыпание.

На всех приведенных в статье рисунках приняты следующие обозначения. Красная штрихпунктирная линия на панелях указывает направление на Солнце. Внутри каждой панели красной точкой обозначено положение полюса геомагнитного диполя по эмпирической модели геомагнитного поля IGRF.

Крайняя левая панель в каждом рисунке иллюстрирует положение границ зон авроральных высыпаний. Зона высыпаний аврорального овала (AOP) обозначена зеленым цветом. Полярная граница AOP – сплошная синяя линия, экваториальная граница – сплошная красная линия. Синяя штрихпунктирная линия в ночном секторе разделяет AOP на две зоны: зону пространственно-структурированных высыпаний и зону ускоренных электронных высыпаний. В этих зонах средняя энергия и плотность потока энергии высыпающихся частиц как электронов, так и протонов заметно отличаются.



Рисунок 2. Параметры зон высыпаний во время сильной суббури на фоне магнитной бури в момент минимума AL при умеренном Dst.

Зона диффузных авроральных высыпаний (DAZ), расположенная экваториальнее AOP, показана фиолетовым цветом, а ее экваториальная граница обозначена сплошной фиолетовой линией. Приполюсная граница DAZ показана черной штрихпунктирной линией.

Зона мягких диффузных высыпаний (SDP), расположенная полярнее AOP, выделена красно-коричневым цветом. Экваториальной границей SDP является полярная граница AOP (сплошная синяя линия). Коричневая штрихпунктирная линия указывает на положение полюсной границы SDP.

При малых и умеренных по модулю значениях индекса AL зона мягких диффузных высыпаний (SDP) окаймляет весь авроральный овал (AOP), а также в дневном и предполуночном секторах между зоной аврорального овала и диффузной авроральной зоной имеется разрыв, как это видно на рис. 1 и 4. С ростом (по модулю) значений индекса AL зона SDP сначала частично, а затем и полностью уходит в зону аврорального овала (AOP), а разрыв между зонами AOP и DAZ сначала уменьшается, а затем исчезает, как это видно на рис. 2 и 3.

На всех рисунках верхние панели демонстрируют планетарные распределения в северном полушарии средних энергий и потоков энергии электронов, а нижние – протонов.

При малых и умеренных по модулю значениях индекса AL зона мягких диффузных высыпаний (SDP) окаймляет весь авроральный овал (AOP), а также в дневном и предполуночном секторах между зоной аврорального овала и диффузной авроральной зоной имеется разрыв, как это видно на рис. 1 и 4. С ростом (по модулю) значений индекса AL зона SDP сначала частично, а затем и полностью уходит в зону аврорального овала (AOP), а разрыв между зонами AOP и DAZ сначала уменьшается, а затем исчезает, как это видно на рис. 2 и 3.

На всех рисунках на панелях верхней строки показаны распределение средней энергии высыпающихся электронов и распределение потока их энергии, а на панелях нижней строки показаны аналогичные распределения для высыпающихся протонов.



Рисунок 3. Параметры зон высыпаний во время сильной суббури на фоне магнитной бури в момент минимума Dst при большом AL.

В.Г. Воробьев и др.

7. Заключение

В работе представлено описание новой версии эмпирической модели высыпаний электронов и протонов для северного полушария APM_GEO, в которой границы зон высыпаний, а также средние энергии и плотности потока энергии высыпающихся электронов и протонов рассчитываются как в исправленных геомагнитных координатах, так и в географических на сетке, регулярной по долготе и с фиксированным числом точек по широте в зонах высыпаний. Входными параметрами модели являются дата, время по UT и значения геомагнитных индексов Dst и AL. По сравнению с ранее опубликованными версиями модели, в которых в географических координатах рассчитывались только границы зон высыпаний, добавлено вычисление в этих зонах распределений средней энергии и плотности потока энергии высыпающихся электронов в географических координатах, а также добавлено вычисление распределений средней энергии и плотности потока энергии высыпающихся протонов как в исправленных координатах, так и в географических координатах, в того, внутри области аврорального овала улучшено описание границ зоны ускоренных электронных высыпаний между дневным и ночным секторами. Модель реализована в виде комплекса программ на языке FORTRAN, в котором применяются параллельные вычисления и используется программа RECALC-08 (созданная H.A. Цыганенко) и перепрограммированная для применения параллельных вычислений программа модели IGRF).

Данные спутника DMSP F6 и F7 взяты на страницах *http://sd-www.jhuapl.edu*, индексы магнитной активности взяты - на страницах *http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/* и *http://cdaweb.gsfc.nasa.gov/*.



Рисунок 4. Параметры зон высыпаний в начале фазы восстановления сильной магнитной бури в отсутствии суббури при большом Dst и малом AL, когда в дневном секторе риометром в обсерватории Ловозеро было зафиксировано высыпание.

Литература

- Feldstein Ya.I. Certain problems of aurora and geomagnetism // Geomagnetism and Aeronomy. V. 3. No. 2. P. 227-239. 1963.
- *Khorosheva O.V.* Extension and spatial orientation of auroral arcs // Geomagnetism and Aeronomy. V. 3. No. 2. P. 363-366. 1963.
- *Feldstein Ya.I., Starkov G.V.* Dynamics of auroral belt and polar geomagnetic disturbances // Planet. Space Sci. V. 15. P. 209-229. 1967.
- *Starkov G.V.* The mathematical description of auroral luminosity boundaries // Geomagnetism and Aeronomy. V. 34. P. 363-366. 1994.
- McDiarmid I.B., Burrows J.R., Budsinski E.E. Average characteristics of magnetospheric electrons (159 eV to 200 keV) at 1400 km // J. Geophys. Res. V. 80. P. 73-79. 1975.
- Spiro R.W., Reiff P.H., Mahler L.J. Precipitating electron energy flux and auroral zone conductances an empirical model // J. Geophys. Res. V. 87. P. 8215-8227. 1982.
- Hardy D.A., Gussenhoven M.S., Brautingam D. A statistical model of auroral electron precipitation // J. Geophys. Res. V. 90. P. 4229-4248. 1985.
- Sotirelis T, Newell P.T. Boundary oriented electron precipitation model // J. Geophys. Res. V. 105. P. 18655-18673. 2000.
- Sergeev V.A., Gvozdevsky B.B. MT-index- a possible new index to characterize the magnetic configuration of magnetotail // Ann. Geophys. V. 13. P. 1093-1103. 1995.
- Vorobjev V.G., Yagodkina O.I., Katkalov Yu.V. Auroral Precipitation Model and its applications to ionospheric and magnetospheric studies // J. Atm. S.-Terr. Phys. V. 102. Issue (September). P. 157 – 171. 2013. https://doi.org/10.1016/j.jastp.2013.05.007
- Воробьев В.Г., Ягодкина О.И., Антонова Е.Е. Особенности планетарного распределения ионных высыпаний при разных уровнях магнитной активности // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 55. № 5. С. 611-622. 2015.
- Воробьев В.Г., Ягодкина О.И. Влияние магнитной активности на глобальное распределение зон авроральных вторжений // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 45. № 4. С. 467-473. 2005.
- Старков Г.В., Реженов Б.В., Воробьев В.Г., Фельдштейн Я.И., Громова Л.И. Структура авроральных вторжений в дневном секторе // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 42. № 2. С. 186-194. 2002.



DOI: 10.51981/2588-0039.2023.46.029

АНАЛИЗ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ПРИЗЕМНОГО МАГНИТНОГО ШУМА КРАЙНЕ НИЗКОЧАСТОТНОГО ДИАПАЗОНА

Н.В. Иванов

Полярный геофизический институт, г. Мурманск, Россия

Аннотация. В спектре приземного естественного магнитного шума в диапазоне от долей до нескольких десятков Гц наблюдаются резонансные структуры. Основные из них это шумановский и альвеновский резонансы. Шумановский резонанс, обусловленный кругосветным распространением волн, несет информацию о эффективных глобальных трассах. Альвеновские резонансные структуры, обусловленные локальной областью ионосферы над точкой наблюдения [1]. Благодаря тому, что волны данного диапазона могут отражаться от высот существенно выше Fo2 слоя, несут информацию о внешней ионосферы. В данной работе предлагается метод, основанный на анализе поляризационных характеристик спектра, который, как полагает автор, может улучшить детектирование резонансных структур, а также сделает возможным качественный мониторинг ионосферы.

Поле приземного вертикального электрического диполя

Принято считать, что основным фактором, формирующим приземный магнитный шум, является грозовая активность. В качестве грозовых источников в дальнейшем будем полагать точечные приземные вертикальные электрические диполи, совокупное усредненное по времени излучение которых и будем считать основным в формировании спектра приземного магнитного шума [2].

Строгое решение подобной задачи с учетом анизотропии, сферичности и неоднородности волновода невозможно. Далее будем использовать метод двумерного телеграфного уравнения [3], поскольку приближенно он позволяет на качественном уровне учесть все перечисленные факторы. Согласно методу, горизонтальные магнитные компоненты поля в сферической системе координат можно выразить следующим образом:

$$H_{\phi} = K(\omega, \theta, \phi) \left[-\mathbb{E}_{L\theta\theta}^{-1}(2) - \mathbb{E}_{L\theta\phi}^{-1}(2) \frac{\mathbb{E}_{S\theta\phi}}{\mathbb{E}_{S\theta\theta}} \right]$$

$$H_{\theta} = K(\omega, \theta, \phi) \left[\mathbb{E}_{L\phi\theta}^{-1}(2) + \mathbb{E}_{L\phi\phi}^{-1}(2) \frac{\mathbb{E}_{S\theta\phi}}{\mathbb{E}_{S\theta\theta}} \right]$$
(1)

Здесь функция $K(\omega, \theta, \phi)$ содержит коэффициент возбуждения волны, фактор геометрии и усредненные свойства всей трассы распространения. Трассой распространения волн КНЧ диапазона считаем геодезическую линию соединяющая источник с приемником. Мы специально не описываем здесь конкретный вид функции К, т.к. нашей основной нашей целью будет возможность избежать ее расчета. Второе слагаемое в квадратных скобках описывает влияние неоднородности трассы по горизонтали. Как показывают численные расчеты, для высокоширотных трасс данной функцией можно пренебрегать для всех частот выше одного герца. Высокоширотными трассами мы в дальнейшем будем называть, трассы пересекающие 60⁰ широты и экватор. В нашем случае (обсерватория Ловозеро и экваториальные грозовые источники) относятся к высокоширотным трассам. Тензор \hat{h}_l называется локальной индуктивной высотой ионосферы (индекс (2) обозначает точку приема), Компоненты тензора образованы суммой тензора приведенного импеданса ионосферы и приведенного импеданса земли. Приведенным импедансом земли для рассматриваемых частот пренебрегаем, а ось х считаем направленной вдоль проекции магнитного поля на земную поверхность, что делает рассматриваемый тензор эрмитовски симметричным. Воспользуемся фактом близости магнитного поля Земли над точкой наблюдения к вертикально направленному, что позволяет считать в ионосфере волны обыкновенной и необыкновенной поляризации независимыми. Тогда компоненты тензора индуктивной высоты будут связаны с коэффициентами отражения обыкновенной и необыкновенной волны простыми соотношениями, а компоненты поля представимы в виде:

$$H_{\phi} \approx K \frac{1 - V_2}{1 + V_2} (1 + F), H_{\theta} \approx K \frac{1 - V_2}{1 + V_2} i (1 - F),$$

$$F = \frac{(1 - V_1)(1 + V_2)}{(1 + V_1)(1 - V_2)}$$
(2)

Фактически формулы (2) связывают наблюдаемые спектры полей со свойствами ионосферы над точкой приема, однако для задач мониторинга эти соотношения все еще мало пригодны, потому что нам неизвестна функция *K*, т.е. ее можно построить, используя модельные представления для всей трассы, но подобный подход не будет отличаться точностью, а даст лишь качественное представление. Поэтому в дальнейшем целесообразно перейти к поляризационным характеристикам спектра, как мало или вообще независящим от перечисленных факторов.

Поляризационные характеристики спектра, создаваемого единичным источником

В качестве поляризационными характеристик будем рассматривать три величины: коэффициент эллиптичности, дирекционный угол эллипса поляризации и степень поляризации поля. Пусть мы принимаем две ортогональные компоненты *x* и *y* приземного магнитного шума, причем ось *x* ориентирована вдоль горизонтальной проекции магнитного поля Земли. Поляризационные характеристики поля удобно выражать в этом случае чрез параметры Стокса [3]:

$$I = S_{xx} + S_{yy}, Q = S_{xx} - S_{yy}, U = 2 Re(S_{xy}), V = 2 Im(S_{xy})$$
(3)

Здесь $S_{xx} = H_x H_x^*, S_{yy} = H_y H_y^*, S_{xy} = H_x H_y^*$ соответствующие спектры и кросспектры. Рассматриваемые нами поляризационные характеристики выражаются через коэффициенты (3) следующим образом:

$$R = \frac{V}{\sqrt{Q^2 + U^2} + \sqrt{Q^2 + U^2 + V^2}}$$

$$sin(2\psi) = \frac{1}{\sqrt{Q^2 + U^2}} \begin{cases} U \\ Q \end{cases}$$

$$P = \frac{\sqrt{V^2 + Q^2 + U^2}}{I}$$
(4)

Здесь R – коэффициент эллиптичности, ψ – дирекционный угол эллипса поляризации, а P – степень поляризации сигнала. Для поляризационных характеристик единичного источника получим следующие выражения:

$$R = \frac{1 - |F|}{1 + |F|}, \quad \psi = \frac{\pi}{2} + \alpha - \frac{\arg F}{2}$$
(5)

Как видно из соотношений (5), для одного источника система полностью разрешима. Степень поляризации тождественно равна единицы, что естественно для единичного источника, но с возрастанием количества рассматриваемых источников данная величина приобретает функциональный смысл. Коэффициент эллиптичности полностью определяется модулем функции F, а дирекционный угол ее аргументом, поэтому в дальнейшем функцию F мы будем называть ионосферной поляризационной функцией. Фактически функция F характеризует степень анизотропии ионосферы для данного диапазона волн. В ночной ионосфере для функции F характерны сильные осцилляции (альвеновские резонансы) как в модуле, так и в аргументе. Для иллюстрации выше сказанного приведем теоретический расчет модуля и аргумента функции F выполненных, по модели ионосферы IRI2012 для точки приема рис. 1.

Отметим, что в случае единичного источника, согласно формулам (5), наблюдаемые поляризационные характеристики не зависят от трассы распространения и полностью определяются состоянием ионосферы над областью приема. Критерием точности применимости "единичной" модели к наблюдаемому случаю будет близость степени поляризации к единице.



Рисунок 1. Слева изображен модуль ионосферной поляризационной функции, справа половина ее аргумента. Сплошная, пунктирная и точечная линии – день, вечер и ночь соответственно.

Н.В. Иванов

Параметры Стокса системы грозовых источников

Принято считать, что основным фактором, формирующим приземный магнитный шум, является грозовая активность. Наблюдаемые спектры создаются множеством единичных молниевых разрядов, которые группируются по пространственным и временным параметрам в грозовые центры. Реальный спектр магнитного шума можно рассматривать как статистически усредненное влияние системы из нескольких грозовых центров. Для обобщения системы (5) для одного грозового центра достаточно предположить, что его размеры много меньше длины излучаемой волны (справедливо для КНЧ диапазона) и расстояния до точки приема, тогда в системе можно просто формально заменить в коэффициенте *К* спектральную компоненту токового момента единичного источника на спектральную токовую компоненту всего грозового центра. Все остальные параметры входящее в коэффициент будут в силу геометрии задачи неизменны. Далее будем считать, что токовые моменты отдельных грозовых центров статистически независимы, что приводит к статистической независимости возбуждаемых полей. При этом параметры Стокса, связанные с действием нескольких грозовых центров, представляют собой алгебраическую сумму параметров каждого отдельного центра. Рассмотрев систему уравнений для параметров Стокса для *N* грозовых центров, получим формулу, определяющую модуль ионосферной поляризационной функции и поляризационные характеристики:

$$|F| = \sqrt{\frac{I-V}{I+V}}, R = \frac{X}{1+\sqrt{1+X^2}}, X = \frac{1}{2\sqrt{1-4T}} \frac{1-|F|^2}{|F|}$$

$$\psi = \frac{\pi}{2} + \tilde{\alpha} - \frac{\arg(F)}{2}, P = \sqrt{1 - 16\frac{|F|^2}{(1+|F|^2)^2}T}$$
(6)

Здесь введены следующие обозначения:

$$T = \frac{\sum_{i\neq j}^{N} |K_i|^2 |K_j|^2 \sin^2(\alpha_i - \alpha_j)}{\left(\sum_{i}^{N} |K_i|^2\right)^2}$$

$$2\tilde{\alpha} = atan \left(\frac{\sum_{i}^{N} |K_i|^2 \sin 2\alpha_i}{\sum_{i}^{N} |K_i|^2 \cos 2\alpha_i}\right)$$
(7)

Отметим, что приведенное выражение, определяющее модуль ионосферной поляризационной функции, носит универсальный характер, в том смысле, что его формальный вид не зависит от количества, мощности или геометрического положения источников. Функция T описывает взаимное влияние источников и зависит, как от их расположения, так и от мощности. Тоже относится к функции обобщенного угла $\tilde{\alpha}$. Основные поляризационные параметры, теперь зависят от мощностей и взаимного расположения источников, в отличие от случая единичного источника. Таким образом, модуль функции F, определяемый выражением (6) можно определить, не зная (вычисляя), информацию о характеристиках источников. Однако система все еще разрешима в случае, когда значимыми являются два источника.

Рассмотрим систему двух источников. Пусть углы их трасс в области приема α и β соответственно, тогда функции T и $\tilde{\alpha}$ содержат одну неизвестную равную отношению квадратов модулей функций Kдля каждого источника:

$$T = \frac{A \sin^{2}(\alpha - \beta)}{(1 + A)^{2}}$$

$$2\tilde{\alpha} = a tan \left(\frac{\sin 2\alpha + A \sin 2\beta}{\cos 2\alpha + A \cos 2\beta}\right)$$

$$A = \frac{|K_{\beta}|^{2}}{|K_{\alpha}|^{2}}$$
(8)

Подставляя значение модуля функции *F* (6) в выражение для степени поляризации получим значение функции *T* и выражение для отношения *A*:

$$T = \frac{I^2}{I^2 - V^2} \frac{(1 - P^2)}{4}$$

$$A = \frac{\sin^2(\alpha - \beta)}{2T} - 1 - \sqrt{\left(\frac{\sin^2(\alpha - \beta)}{2T} - 1\right)^2 - 1}$$
(9)

Таким образом в случае двух источников ионосферная поляризационная функция полностью восстанавливается из данных экспериментально наблюдаемых спектральных характеристик, если известно расположение источников. Знания мощностей источников или трасс распространения при этом не требуется. Может показаться, что ограничение существенных источников до двух сильно сужает границы применимости метода, однако при определенном выборе точки наблюдения реализация подобной модели будет нередка.

Известно, что основная часть грозовой активности (~80%) приходиться на приэкваториальную область Земли. Будем считать, что источниками во вне экваториальных областях можно пренебречь, тогда задача сводится к совокупной работе нескольких грозовых экваториальных центров. Экваториальные грозовые центры сосредоточены над сушей, соответственно принято выделять три основных: Азиатский, Африканский и Американский центры.

При условии, отсутствия сильных магнитосферных возмущений и близких к точке наблюдения гроз можно считать, что основную часть спектра в рассматриваемое время формируют именно экваториальные источники. В нашем частном случае воспользуемся тем, что точка приема расположена на геодезической линии, соединяющей азиатский и американский грозовые центры (рис. 2). Для любой точки приема расположенной на данной линии мощности азиатского и американского грозовых центров можно формально заменить на некоторую эффективную мощность одного источника и рассматривать задачу, как задачу о двух источниках.

В качестве примера применения метода рассмотрим конкретную реализацию спектра магнитного шума, наблюдавшуюся в обсерватории "Ловозеро" 29 августа 2008 года. В дневной ионосфере (6-12UT) не наблюдается РСС. В ночной ионосфере (17-23UT) наблюдаются настолько сильные резонансные структуры (мы специально выбрали яркий), что альвеновские резонансные линии модулируют первый шумановский резонанс.

Функция *F*, как видно на рис. 2, хорошо описывает резонансные структуры спектра, как в модуле, так и в аргументе. Отметим, что данная функция, в отличии от остальных спектральных параметров, определяется только состоянием ионосферы над точкой приема и не зависит от мощностных и пространственных характеристик источников излучения, что делает ее наиболее удобным инструментом мониторинга ионосферы.



Рисунок 2. Слева изображен модуль ионосферной поляризационной функции, справа половина ее аргумента. Сплошная и пунктирная линии – день (10UT) и ночь (20UT) соответственно. По данным обсерватории "Ловозеро" 29 августа 2008 года.

Заключение

В заключении обсудим границы применимости предложенного подхода. Важно подчеркнуть, что весь формализм предложенного подхода, строился на предположении серьезного преобладания грозовой составляющей в шуме. Для окрестностей шумановских резонансов, данное предположение можно считать выполненным. Существует достаточное количество исследований, показывающих хорошую временную корреляцию дирекционного угла эллипса поляризации с моделью трех глобальных экваториальных источников [4]. Но поведение поляризационных характеристик между максимумами шумановского резонанса может вызывать вопросы. В частности, часто наблюдаемая смена знака у коэффициента эллиптичности (показывает изменение направления вращения поля) между первым и вторым максимумами плохо вяжется с модельными расчетами ионосферы. Для объяснения такого поведения поляризационных характеристик мы предлагаем гипотезу, что значительная доля магнитного шума создается источниками не грозового происхождения (вероятно, ионосферными). Данная примесь может серьезно нарушать ожидаемую картину поляризационных характеристик. В областях же максимумов шумановских резонансов относительная доля грозовых источников резко возрастает, соответственно растет и достоверность предлагаемого нами метода. Таким образом следует выбирать точки спектра с максимальным коэффициентом поляризации, что будет соответствовать максимумам шумановских и альвеновских резонансов. Отклонение коэффициента поляризации от единицы в этих областях будет задавать интервал ошибки. В остальные областях спектра достраивать ионосферную поляризационной функцию интерполяцией.

Список литературы

- 1. Поляков С.В., Раппопорт В.О. // Геомагнетизм и аэрономия. 1981. Т. 21. № 5. С. 610.
- 2. Галюк Ю.П.// Радиофизика и электроника. 2015. Т. 6(20). № 4. С.3.
- 3. Кирилов В.В., Пронин А.Е. // Известия вузов. Радиофизика. 2009. Т. LII. № 5-6. С.438.
- 4. Колосков А.В., Безродный В.Г., Буданов О.В. и др. // Радиофизика и электроника. 2005. Т. 10. № 1. С.11.



Polar Geophysical Institute

DOI: 10.51981/2588-0039.2023.46.030

СРАВНЕНИЕ ВОССТАНОВЛЕННЫХ ПАРАМЕТРОВ НИЖНЕЙ ИОНОСФЕРЫ НА БЛИЗКИХ ТРАССАХ ПО ДАННЫМ ПРИЕМА СДВ ПЕРЕДАТЧИКОВ В ДВУХ ПУНКТАХ

Ю.В. Поклад, Н.С. Ачкасов, Б.Г. Гаврилов, В.М. Ермак, Е.Н. Козакова, 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

Экспериментальные исследования нижней ионосферы и определение ее параметров является актуальной задачей и имеет важное научное и прикладное значение. Солнечные рентгеновские вспышки приводят к значительным изменениям в D-области ионосферы. В работе сравниваются параметры ионосферы на различных трассах распространения СДВ сигналов, принятых в обсерваториях «Михнево» и «Ульяновка» во время солнечной вспышки 03.07.2021. Показано, что разработанная методика восстановления параметров ионосферы применима к близкорасположенным трассам различной длины.

Введение

СДВ радиоволны распространяются в волноводе Земля-ионосфера и обладают очень малым затуханием. В дневных условиях верхней стенкой волновода является D-область ионосферы. Поэтому состояние D-области оказывает непосредственное влияние на характеристики принимаемых СДВ сигналов. Одной из широко распространенных моделей нижней ионосферы, описывающих высотный профиль электронной концентрации, является двухпараметрическая модель Фергюсона-Уайта [*Wait and Spies*, 1964; *Ferguson*, 1995]. В этой модели зависимость электронной концентрации Ne от высоты H описывается следующим уравнением:

$$N_e = N_{e0} e^{(\beta - 0.15)(z - h')} e^{-0.15h'}$$

где $N_{e0} = 1.43 \ 10^{13} \ \text{м}^{-3}$, h' - эффективная высота отражения и β — крутизна профиля или скорость нарастания электронной концентрации.

В ряде работ [*McRae and Thomson*, 2004; *Thomson et al.*, 2005; *Grubor et al.*, 2008] показана возможность восстановления параметров нижней ионосферы во время рентгеновских вспышек в рамках модели Фергюсона-Уайта. При этом, предполагалось, что начальное состояние ионосферы соответствует среднему значению: h' = 72 км и $\beta = 0.3$ км⁻¹. В [*Гаврилов и др.*, 2019] была предложена методика восстановления параметров D-слоя ионосферы в рамках этой модели на двух близкорасположенных трассах. Особенностью этой методики является то, что она не требует задания начального состояния ионосферы и позволяет восстанавливать не только динамику высотного профиля электронной концентрации во время вспышки, но и собственно начальные условия.

Экспериментальные результаты и обработка данных

Геофизическая обсерватория «Михнево» ИДГ РАН расположена примерно в 100 км к югу от Москвы (54.96°N, 37.76°E). Обсерватория располагается на значительном удалении от крупных населенных пунктов и промышленных объектов. С 2014 года в ней ведется непрерывная регистрация электромагнитных сигналов СДВ передатчиков. В 2021 году аналогичная аппаратура была развернута в обсерватории «Ульяновка» Калининградского филиала ИЗМИРАН. В работе использовались сигналы от передатчиков GQD GBZ и DHO. Заметим, что передатчики GQD иGBZ расположены очень близко друг от друга. Расстояние между ними составляет 32 км. Карта расположения передатчиков, приемников и их трасс приведена на рис.1. Координаты передатчиков и приемников приведены в таблице 1.

Ранее нами была разработана методика восстановления параметров ионосферы на двухчастотной трассе [Гаврилов и др., 2019] во время мощных Солнечных рентгеновских вспышек. З июля 2021 года на Солнце произошла рентгеновская вспышка класса X2. Используя эту методику, мы восстановили эффективную высоту отражения h' и скорость нарастания электронной концентрации β на трассах GBZ/GQD – «Ульяновка» и GBZ/GQD – «Михнево». Результаты показаны на рис. 2. Из рисунка видно, что для этих двух трасс, зависимость эффективной высоты отражения от времени практически совпадает. Разность не превышает 1 км. Причем в максимуме вспышки различия в эффективной высоте отражения минимальны. Различия в скорости нарастания электронной концентрации более значительны и достигают 0.05 км⁻¹. Максимальная Сравнение восстановленных параметров нижней ионосферы на близких трассах по данным приема СДВ передатчиков...

разность достигается в момент максимума вспышки. Это хорошо коррелирует с [Гаврилов и др., 2022], где показано, что вне зависимости от начальных условий, эффективная высота отражения в момент максимума вспышки зависит только от ее энергии в диапазоне до 0.2 нм.

Таблица 1.

Наименование	Частота, Гц	Широта, градусы	Долгота, градусы
Передатчика/Приемника			
GBZ	19580	54.912° N	3.278° W
GQD	22100	54.732° N	2.883° W
DHO	23400	53.079° N	7.615° E
MIK	-	54.96° N	37.75° Е
KGD	-	54.60° N	20.21° E



Рисунок 1. Карта расположения передатчиков, приемников и трасс распространения сигнала.



Рисунок 2. Временной ход эффективной высоты отражения h' и скорости нарастания электронной концентрации β на трассах GBZ/GQD–KGD и GBZ/GQD–MIK, вызванных солнечной вспышкой 03.07.2021.

Ю.В. Поклад и др.

Из рис. 1 видно, что трасса DHO–MIK фактически проходит через обсерваторию «Ульяновка». Соотношение длин трасс GQD/GBZ-Михнево и GQD/GBZ-Ульяновка примерно соответствует соотношению длин трасс DHO-Михнево и DHO-Ульяновка. Это позволяет сделать предположение, что параметры высотного профиля электронной концентрации ионосферы h' и β будут одинаковые на трассах DHO – «Михнево» и DHO – «Ульяновка». При таких предположениях мы можем использовать эту методику для восстановления параметров ионосферы на трассе DHO-Михнево.

На рис. 3 приведены восстановленные значения h' и β для этой пар трассы.



Рисунок 3. Временной ход эффективной высоты отражения h' и скорости нарастания электронной концентрации β на трассе DHO-Михнево.

На рис. 4 приведена эффективная высота отражения для всех трех трасс: GBZ/GQD – Ульяновка, GBZ/GQD – Михнево и DHO – Михнево. Из рисунка видно, что состояние ионосферы перед вспышкой на трассе DHO-«Михнево» отличается от двух других трасс. Эффективная высота отражения примерно на 1 км выше. Это может быть связано с тем, что трасса расположена южнее и восточнее. Тем не менее в момент максимума вспышки эффективная высота отражения для всех трех трасс совпадает. Это еще раз подтверждает вывод сделанный в [Гаврилов и др., 2022] о том, что минимум эффективной высоты отражения не зависит от начальных условий, а зависит от энергетики вспышки.



Рисунок 4. Зависимость эффективной высоты отражения от времени для трех трасс.
Регистрация СДВ сигналов в двух пунктах позволило сравнить параметры ионосферы на разных трассах во время солнечной рентгеновской вспышки 03.07.2021. Показано, что результаты восстановления параметров h' и β высотных профилей электронной концентрации для трасс длиной до 2500 км показывают близкие результаты. Это может свидетельствовать о том, что различные параметры на трассах, такие как неравномерность освещенности и различные зенитные углы, не приводят к значимым изменениям электронной концентрации в нижней ионосфере во время солнечной вспышки. Этот факт существенно расширяет возможности восстановления параметры ионосферы по данным распространения СДВ сигналов. Становится возможным восстанавливать параметры ионосферы не только на двухчастотной трассе, но и по данным приема сигналов от одного передатчика в двух пунктах. Вопрос о применимости полученных результатов к более длинным трассам с разной ориентацией по отношению к солнечному терминатору требует дополнительных исследований. Использование сети регистрации сигналов СДВ передатчиков существенно расширяет возможность исследования и прогнозирования эффектов воздействия геофизических возмущений на состояние и динамику D области ионосферы и условия распространения СДВ радиосигналов в спокойных и возмущенных условиях.

Работа выполнена по государственному заданию 122032900175-6.

Литература

- Гаврилов Б.Г., Ермак В.М., Поклад Ю.В., Ряховский И.А. Оценка параметров среднеширотной нижней ионосферы, вызванных солнечной вспышкой 10 сентября 2017 года // Геомагнетизм и аэрономия. 2019, Т. 59, № 5, С. 628-634.
- Гаврилов Б.Г., Поклад Ю.В., Ряховский И.А., Ермак В.М. Зависимость возмущений D-области среднеширотной ионосферы от спектрального состава рентгеновского излучения солнечных вспышек по экспериментальным данным // Геомагнетизм и аэрономия. 2022, Т. 62, № 2, С. 239-244.
- Ferguson J.A. Ionospheric model validation at VLF and LF // Radio Sci. 1995, V. 30, N. 3, P. 775-782.
- Grubor D.P., Sulic D.M., Zigman V. Classification of X-ray solar flares regarding their effects on the lower ionosphere electron density profile // Ann. Geophys. 2008, V. 26, P. 1731–1740, doi:10.5194/angeo-26-1731-2008
- McRae W.M., Thomson N.R. Solar flare induced ionospheric D-region enhancements from VLF phase and amplitude observations // J. Atmos. Sol.-Terr. Phys. 2004, V. 66, P. 77–87.
- Thomson N.R., Rodger C.J., Clilverd M.A. Large solar flares and their ionospheric D-region enhancements // J. Geophys. Res. 2005, V. 110, A06306. https://doi.org/10.1029/2005JA011008
- Wait J.R. and Spies K.P. Characteristics of the Earth-ionosphere waveguide for VLF radio waves, NBS Tech. Note 300, 1964.



Polar Geophysical Institute

DOI: 10.51981/2588-0039.2023.46.031

СОВРЕМЕННЫЕ МЕТОДЫ АНАЛИЗА ДАННЫХ НА ПРИМЕРЕ ОБНАРУЖЕНИЯ И РЕКОНСТРУКЦИИ ТРЕКОВЫХ СОБЫТИЙ УФ ДЕТЕКТОРА «ВЕРХНЕТУЛОМСКИЙ»

Р. Сараев, С. Шаракин

Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына

Аннотация

В работе представлены методы поиска и реконструкции трековых событий, основанные на машинном обучении. Алгоритм поиска представляет собой нейросетевой триггер, настроенный на выделение характерного пространственно-временного паттерна на сложнопеременном фоне. Байесовская реконструкция позволяет наиболее полно учесть информацию, имеющуюся у исследователя относительно изучаемого явления и самого процесса измерения. Апробация методов осуществлена на данных, зарегистрированных многоканальным детектором, работающем вблизи Мурманска в обсерватории «Верхнетуломская» с сентября 2021 г.

1. Введение

Для изучения быстропеременных (транзиентных) процессов в атмосфере Земли в НИИЯФ МГУ в течение длительного времени разрабатываются и создаются изображающие детекторы, сенсорная поверхность которых составлена из многоанодных фотоэлектронных умножителей (МАФЭУ) [1], [2]. К основным преимуществам таких приборов относится их высокая чувствительность и высокое временное разрешение.

С 2021 года вблизи Мурманска в обсерватории «Верхнетуломская» (68.63 N, 31.78 E) был установлен и начал работать первый из детекторов проекта PAIPS (от англ. Pulsating Aurora Imaging Photometers Stereoscopic System), основной научной задачей которого является изучение пульсирующих полярных сияний, рис. 1. Линзовый объектив детектора строит изображение УФ-источника (300-400 нм) на многоканальном фотоприемнике, составленном из четырех МАФЭУ (общее число каналов 256, поле зрение одного канала составляет около 1°). В мониторинговом режиме прибор регистрирует данные с временным разрешением 1 мс (в сезоне 2021-2022 – 40 мс).

Детектор также служит тестовой площадкой для разработки и апробации современных методов анализа данных: поиска событий с характерным пространственно-временным паттерном сигнала и их реконструкции. В настоящей работе приведен пример анализа так называемых трековых событий, т.е. событий, в которых пик сигнала в изображении на фотоприемнике перемещается из канала в канал вдоль определённого направления. В качестве трековых выступают хорошо идентифицируемые события типа движения звёзды по небосклону, пролет через поле зрения прибора спутника или самолета, метеоры, а также релятивистская «экзотика»: космические лучи, пучки энергичных электронов, нуклеариты и др.

Типичный цикл работы с данными изображающего детектора можно разбить на несколько этапов: 1) предпросмотр и пред-обработка полученных данных; 2) поиск и распознавание событий; 3) реконструкция модельных параметров события; 4) интерпретация полученных результатов.

На этапе предобработки требуется сконвертировать измерения в данные с наиболее подходящим для анализа интервалом дискретизации, учесть неоднородность распределения чувствительностей по каналам фотоприемника, при необходимости применить временные фильтры к сигналу в каждом канале и/или пространственные к изображению.

На этапе поиска основные трудности связаны с непростой структурированностью сигнала на сложном быстроменяющемся фоне. Для решения этой задачи было принято решение использовать нейросетевой триггер.

На этапе реконструкции важно иметь возможность постепенного усложнения используемой модели с тем, чтобы она могла включать в себя всё больше особенностей как самого явления, так и процесса измерения. Наиболее подходящим для этого, с нашей точки зрения, является реконструкция в рамках вероятностного (байесова) вывода [3].

Для удобства анализа зарегистрированных данных нами было создано специальное приложение с графическим интерфейсом, включающим инструменты для пред-просмотра событий, конвертации его в разные временные разрешения, выравнивания чувствительностей. Специальные инструменты приложения позволяют осуществлять ручную и полу-автоматическую разметку для формирования обучающей выборки

триггера, конструировать и модифицировать архитектуру используемой нейросети, а также непосредственно осуществлять с их помощью поиск трековых событий.



Рисунок 1. Пример полярного сияния в данных детектора «Верхнетуломский».

2. Поиск трековых событий

Фоновый сигнал, на котором требуется идентифицировать трековое событие, является сильно неоднородным в пространстве и переменным во времени. Кроме того, время от времени значительная часть поля зрения прибора заполняется кратковременными, но яркими вспышками. В связи с этим на этапе предобработки осуществляется трехэтапное преобразование сигнала: 1) выделение активного сигнала из фона с помощью фильтра скользящей медианы; 2) выравнивание флуктуаций путем масштабирования на скользящую медиану абсолютного отклонения (MAD); 3) вычитание мгновенного медианного значения по всем каналам фотоприемника. (Медианные значения применяются для придания робастности процедуре.)

Для поиска трековых событий используется бинарный классификатор (тригтер), представляющий собой нейронную сеть. Ее алгоритм рассматривает не интегральное изображение трека (как, например, в работах [4]), а его полный пространственно-временной паттерн, представленный совокупностью временных развёрток активных сигналов. Для повышения чувствительности тригтер настраивается на определенный диапазон скоростей, с которыми пик сигнала перемещается по каналам фотоприемника. Это подразумевает предварительную конвертацию данных в соответствующее временное разрешение.

Архитектура сети включает в себя два свёрточных слоя, один из которых осуществляет пространственную свёртку, другой – временную. Аппроксимация трехмерного слоя (32х5х5) двумя слоями увеличивает число нелинейностей в 2 раза, что ускоряет обучение сети [5]. Выход свёрточных слоев передается на слой с выбором максимума (max pooling) и три полносвязных слоя. Алгоритм реализован на языке python на библиотеках tensorflow+keras.

Трековые события довольно просто смоделировать, использую низкоразмерные параметрические модели. С другой стороны, сложно-структурированный и многообразный фон слишком сложен для моделирования, помимо обычного шума он может содержать облака, полярные сияния, вспышки и т.п. Поэтому элементы обучающей выборки синтезируются из реального фона и модельных треков. С помощью инструмента ручной разметки были выделены интервалы фонового сигнала из четырёх ночей, содержащих облака, полярные сияния и ясное небо. Модельные треки выбираются из предварительно созданной базы данных или генерятся на лету с разными значениями ключевых параметров (скоростью, направлением, яркостью, формой кривой свечения).

Инструмент формирования синтезированной выборки и обучения нейросети показан на рисунке 2 (настройка компонентов нейросети происходит по кнопке Reset model).

Тестовая выборка объемом 12 000 событий создавалась аналогичным образом из данных, не участвовавших в обучении. В процессе обучения нейросеть выходит на ассигасу (доля правильно определённых явлений) 97%: триггер верно идентифицировал 5446 треков (из 5992) и 5801 сложных фонов (из 6008). Большинство ложноотрицательных событий лежит на границе интервалов по амплитуде сигнала и по скорости в обучающей выборке. В ложноположительных событиях участок полярного сияния имитирует трек.

Р.Е. Сараев и С.А. Шаракин

File Settings Help									
Data viewer Data converter Flat fieldin	ng Track toolbox Mark-up ANN mode	Automation							
Background sources 352539	Foreground sources 0		Dataset parameters						
aggressive_auroras_0.2s_20221226.h5 full_night_1s_20221020.h5 (1)	(1 events_FAST_PSF25.mat (1) events_MID_PSF25.mat (1)	Three stage	Three stage filter						
full_night_1s_20221022.h5 (1) full_night_1s_20221225.h5 (1)	events_SLOW_PSF25.mat (1) tracks_BNDR_FAST_TRI.mat (1)	Robu	Robust						
full_night_1s_20221226.h5 (1)	tracks_BNDR_FAST_VAR10.mat (1) tracks_BNDR_FAST_VAR50.mat (1)	Subt	Subtract Base Levels						
	tracks_BNDR_MID_TRI.mat (1)	MA Win	dow 64	_					
	tracks_BNDR_MID_VAR50.mat (1) tracks_BNDR_MID_VAR50.mat (1)	Scale	by Noise Level						
	tracks_BNDR_SLOW_TRI.mat (1) tracks_BNDR_SLOW_VAR10.mat (1)	MSTD V	/indow 128						
	tracks_BNDR_SLOW_VAR50.mat (1) tracks_BNDR_SLOW_VAR90.mat (1)	Subtr	ract Flash						
	tracks_CNTR_FAST_TRI.mat (1) tracks_CNTR_FAST_VAR10.mat (1)	E For o	ach DMT conarate	shr					
	tracks_CNTR_FAST_VAR50.mat (1) tracks_CNTR_FAST_VAR90.mat (1)		Load set	Load settings		Save settings			
	tracks_CNTR_MID_TRI.mat (1)	Prob	e track	Probe trackless		Test	Plot ROC		
	tracks_CNTR_MID_VAR10.mat (1) tracks_CNTR_MID_VAR50.mat (1)		Generate and save track			Generate and save background			
	tracks_CNTR_MID_VAR90.mat (1) tracks_CNTR_SLOW_TRI.mat (1)		Reset model			Recompile model			
		Save model			Load model				
Select sources	Select sources		Reset :	seed		Star	t fit		

Рисунок 2. Инструмент обучения нейросети. Слева: списки выбора фонового и трекового сигналов. Справа: настройки пред-обработки данных и компонентов нейросети.

3. Реконструкция трековых событий

Учет особенностей как самого реконструируемого явления, так и процесса его измерения осуществляется в рамках вероятностного подхода на основе теоремы Байеса. Для практической реализации такого подхода применяются марковские цепи Монте-Карло, позволяющие создавать выборки из постериорного распределения. Для этих целей используется библиотека РуМС [6].

Модель трекового события представлена гауссовым изображением, движущимся прямолинейно и равномерно по фокальной плоскости. К основным параметрам модели относятся скорость U_0 и направление Φ_0 трекового движения, амплитуда сигнала E_0 и характерный размер изображения σ_{psf} . Функция правдоподобия, моделирующая процесс измерения, выбрана гауссовой с фиксированным значением σ . Алгоритм реконструкции вычисляет постериорные распределения на все эти параметры, оценивает их средние значения, неопределенности и корреляции.

Для проверки метода было использовано трековое событие типа пролет спутника CZ-6A DEB, которое попало в поле зрения двух МАФЭУ, см. рис. 3. Реконструкция на каждом из суб-треков была проведена независимо, результаты представлены в таблице 1. Различия в направлении (3°) можно объяснить достаточной грубостью используемой модели: 1) с приближением спутника к детектору его трековая скорость меняется, 2) яркость спутника также меняется по мере движения, 3) негауссовость изображения приводит к зависимости размера изображения от яркости объекта.

В рамках байесовского подхода можно уточнить модель, заменив профиль кривой свечения с постоянного на меняющийся и введя ускорение трекового движения как двумерной проекции равномерного движения в трехмерном пространстве. Доработанную таким образом модель можно использовать, например, для реконструкции метеоров.



Рисунок 3. Реконструкция трека спутника CZ-6A DEB в приложении.

Параметр	Φ_{0} , $^{\circ}$	<i>U</i> ₀ , пикс/такт	E_0	$\sigma_{ m psf}$, пикс
МАФЭУ А	-96.6	0.075	32.8	0.15
МАФЭУ С	-99.7	0.082	59.1	0.20

Таблица 1. Результаты реконструкции спутникового события CZ-6A DEB

4. Вывод

В работе для поиска и реконструкции трековых событий использованы методы машинного обучения. Алгоритм поиска, основанный на сверточной нейросети, может быть расширен для выделения других явлений, таких как полярные сияния и микровсплески, вызванные высыпанием релятивистских электронов. Байесовский подход, использованный в реконструкции, позволяет обобщить метод для восстановление трёхмерной кинематики метеоров.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда, грант № 22-62-00010 (https://rscf.ru/project/22-62-00010).

Литература

- 1. P.A. Klimov et al. "The TUS detector of extreme energy cosmic rays on board the Lomonosov satellite". Space Sci. Rev., 2017, V. 212, Is. 3-4, P. 1687-1703. https://doi.org/10.1007/s11214-017-0403-3
- 2. S. Bacholle et al. "Mini-EUSO Mission to Study Earth UV Emissions on board the ISS". The Astrophysical Journal Supplement Series, 2021, V. 253, Is. 2, Art. 36. https://doi.org/10.3847/1538-4365/abd93d
- 3. D.S. Sivia and J. Skilling. Data Analysis A Bayesian Tutorial. 2nd. Oxford Science Publications. Oxford University Press, 2006.
- Miles Winter et al. "Particle identification in camera image sensors using computer vision". Astroparticle Physics, 2019, V. 104, P. 42-53. https://doi.org/10.1016/j.astropartphys.2018.08.009
- 5. D. Tran et al. "A Closer Look at Spatiotemporal Convolutions for Action Recognition". IEEE/CVF Conference on Computer Vision and Pattern Recognition (CVPR), 2018, P. 6450-6459. DOI: 10.1109/CVPR.2018.00675
- J. Salvatier, T.V. Wiecki and C. Fonnesbeck. "Probabilistic programming in Python using PyMC3". PeerJ Comput. Sci., 2016, 2, e55. https://doi.org/10.7717/peerj-cs.55



Polar Geophysical Institute

DOI: 10.51981/2588-0039.2023.46.032

ЧАСТОТНЫЙ АНАЛИЗ ВРЕМЕННЫХ СТРУКТУР СВЕЧЕНИЯ АТМОСФЕРЫ 22.02.2022 ПО ДАННЫМ ИЗОБРАЖАЮЩЕГО ФОТОМЕТРА В ОБСЕРВАТОРИИ «ВЕРХНЕТУЛОМСКАЯ»

К.Ф. Сигаева, П.А. Климов, А.А. Белов, С.А. Шаракин

Научно-исследовательский институт ядерной физики им. М.В. Скобельцына, Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, 1(2), Ленинские горы, Москва 119991, Россия

Аннотация

В сентябре 2021 года в обсерватории «Верхнетуломская» Полярного геофизического института был установлен оптический комплекс, включающий высокочувствительный изображающий фотометр. Детектирующая часть выполнена на основе многоанодных фотоэлектронных умножителей, что позволяет регистрировать свечение атмосферы в ближнем УФ-диапазоне (240–400 нм) с высокой чувствительностью и высоким временным разрешением (от 2.5 мкс).

В работе представлены результаты частотного анализа пульсаций УФ-свечения, зарегистрированного 22 февраля 2022 года. Рассмотрены более 4 часов измерений, в течение которых наблюдаются различные пространственно-временные паттерны с квазипериодическими пульсациями. С 17:00 до 18:00 часов происходят вариации интенсивности на частотах около 1–2 Гц по всему полю зрения, с 19:00 до 21:00 часов появляется более высокочастотная компонента: 3.5–4 Гц, сочетающаяся с низкочастотными (0.3 Гц) прямоугольными импульсами.

Введение

Пульсирующие полярные сияния (ППС) являются одним из самых интересных типов свечения верхних слоев атмосферы. Данное явление известно и изучается с 70х годов прошлого века (одно из первых упоминаний [1]), является типом диффузных полярных сияний и характеризуется периодическим изменением интенсивности свечения отдельных пятен. Было отмечено, что модуляция интенсивности свечения ППС представляет собой суперпозицию двух частот. Период основной пульсации колеблется в районе нескольких десятков секунд. Другая – так называемая «внутренняя модуляция», представляющая собой гораздо более быстрые изменения светимости (около 3 Гц), встроена в один импульс основной пульсации, как правилю на фазе «включено». ППС происходят, в основном, в полуночно-утреннем секторе MLT и как правило на фазе восстановления суббури [2]. Были проведены различные измерения высоты возникновения ППС. В частности, в работе [3] было установлено, что пульсации на основной частоте (период 3-6 секунд) происходят на высоте около 95 км, а при включении внутренней частоты (2 Гц) высота высвечивания снижается до 92 км, что может свидетельствовать об увеличении энергии высыпающихся электронов. Обнаружена корреляция пульсирующих полярных сияний, наблюдаемых камерами всего неба и хоровых волн (по данным спутника Arase) [2] и показано однозначное совпадение временных структур ППС и волновых пакетов, включая внутреннюю модуляцию сигнала на частоте около 3 Гц.

Отдельные пульсирующие авроральные структуры могут различаться по форме, размеру, высоте, пространственной стабильности, временной модуляции, продолжительности жизни и скорости перемещения в пространстве [4]. Предполагается, что авроральные пульсации вызваны высыпанием электронов с энергиями 1–10 кэВ, так как характерная высота высвечивания составляет около 100 км. Причиной этих высыпаний считается взаимодействие магнитосферных электронов с электромагнитными ОНЧ-волнами [5]. С другой стороны, было показано, что и пульсирующие сияния, и микровсплески релятивистских электронов могут быть продуктами взаимодействия хоровых волн и частиц [6]. В этом случае излучение должно происходить существенно ниже. Также были получены подтверждения того, что причиной возникновения пульсирующих полярных сияний может быть комбинированное воздействие хоровых волн нижнего диапазона и циклотронных гармонических волн [7]. Данные волны оказывают влияние на электроны различных энергий: десятки кэВ и несколько кэВ соответственно, что приводит к появлению пульсирующих полярных сияний на разных высотах, а следовательно, возникновению сложных структур пульсирующих полярных сияний.

На спутнике «Ломоносов» также были зарегистрированы пульсации аврорального свечения. Так, по данным детектора ТУС, установленного на указанном спутнике, были проанализированы 66 событий пульсирующих полярных сияний с частотами вплоть до 20 Гц, при этом пик распределения приходится на частоты от 3 до 5 Гц [8]. Для детального исследования пространственно-временных структур ППС необходимо использовать высокочувствительные фотометры высокого временного разрешения, наряду с обычными камерами. Такие фотометры разработаны и используются в проекте PAIPS [9, 10].

Инструменты

В данной работе используются данные, полученные при помощи изображающего фотометра, установленного в обсерватории «Верхнетуломская» ПГИ (VTL, 68.63° с.ш., 31.78° в.д.) в сентябре 2021 года. Фотометр представляет собой линзовый телескоп. Оптическая система – прозрачная в ближнем УФ диапазоне (300–400 нм) линза диаметром 5 см и с фокусным расстоянием 15 см). Фотодетектор – матрица из 4 многоанодных фотоэлектронных умножителей (МАФЭУ), состоящих из 64 пикселей каждый, покрытых фильтрами BG3. Преобразование сигнала с каждого МАФЭУ в цифровой вид производится с помощью специализированных микросхем SPACIROC-3.

Электроника детектора обеспечивает два режима работы с разрешением 2.5 мкс и 0.32 мс, а также возможность проводить мониторинговые измерения с разрешением ~41 мс. Указанные выше режимы позволяют регистрировать явления различной длительности и природы. В сентябре 2022 года временное разрешение мониторинговых измерений уменьшили до 1 мс.

Детектор установлен непосредственно рядом с камерой всего неба ПГИ и наблюдает центральную часть $(20^{\circ} \times 20^{\circ})$ ее поля зрения, что позволяет проводить совместные измерения в УФ и оптическом диапазоне. Каждый пиксель имеет поле зрения 1.2° , что соответствует пространственному разрешению около 2 км на высоте порядка 100 км.

Результаты и обсуждение

В данной работе проведен подробный анализ временной структуры интенсивности свечения в поле зрения фотометра 22 февраля 2022 г.

Измерения проводились в отсутствие сильных геомагнитных возмущений. Так, на левой панели рис. 1 приведен профиль АЕ-индекса для рассматриваемого в данной работе дня. Хорошо видно, что в моменты регистрации пульсаций максимальное значение АЕ-индекса не превышали 350 нТл. На правой панели рис. 1 приведен профиль Dst-индекса. Наблюдается небольшая суббуря (приблизительно -40 нТл).



Рисунок 1. Слева: профиль AE-индекса 22.02.2022 (https://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/), справа: профиль Dst-индекса за февраль 2022 (https://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/). Желтым отмечены моменты регистрации события.



Рисунок 2. Событие 22.02.2022 (сверху вниз): 1 – осциллограмма суммарного сигнала матрицы детектора, 2 – спектрограмма данного сигнала.

К.Ф. Сигаева и др.

На рис. 2 показаны суммарная кривая свечения по всему фотоприемнику (сверху) и спектрограмма (снизу) сигнала с 17 до 22 UTC. На спектрограмме сигнала хорошо различимы несколько частот, появляющиеся в разные промежутки времени:

- 2.4 Гц частота техногенной помехи пока невыявленного источника. Присутствует во всех событиях сезона 2021–2022, зарегистрированных детектором и наблюдается во всем поле зрения детектора, для удобства анализа данная частота удаляется из данных и далее не рассматривается;
- 2. Вариации частоты около 1-2 Гц приблизительно с 17:00 до 18:00, а также ее гармоники;
- 3. Вариации частоты около 3.5-4 Гц приблизительно с 19:00 до 21:00.

На рис. 3 приведены кеограммы оптической камеры для того же периода. На данных кеограммах видно наличие варьирующегося во времени неяркого излучения. К сожалению, условия наблюдения весьма облачные, однако через полупрозрачный двигающийся облачный покров видны звезды, слабые сияния.



Рисунок 3. Кеограммы оптической камеры всего неба ПГИ с 17:00 до 21:00 часа 22.02.2022. Данные получены с сайта http://aurora.pgia.ru/.

Отдельно рассмотрен небольшой фрагмент события: с 17:25:00 до 17:28:30. Из фрагмента удален фоновый сигнал и проведено вейвлет-преобразование (рис. 4). Методика построения указанного изображения следующая:

- При помощи фильтров, построенных на вейвлет-преобразовании из кривой свечения удаляется паразитная частота 2.4 Гц, а также частоты ниже 0.3 Гц, благодаря чему удаляется фоновый сигнал, то есть общий тренд сигнала. Таким образом получаем верхнее изображение рис. 4, где приведена кривая свечения, суммарная со всей матрице детектора, но с удаленным фоном и паразитной частотой.
- 2. Для полученного в п.1 сигнала проводится вейвлет-преобразование. Таким образом, получаем скалограмму, на которой отсутствуют 2.4 Гц и низкие частоты. Полученная скалограмма более наглядна и удобна для проведения анализа.

Так, на полученной описанным выше методом скалограмме (см. нижнюю панель рис. 4), наблюдаются частоты около 1–2 Гц, причем хорошо видно, что частота данных пульсаций изменяется в пределах от 1 Гц до приблизительно 1.7 Гц, монотонно увеличиваясь в течение двух минут, а затем спадая.



Рисунок 4. Фрагмент события 22.02.2022 с 17:25:00 до 17:28:30, сверху: осциллограмма суммарного сигнала матрицы детектора с удаленной помехой на частоте 2.4 Гц и фоном, снизу: скалограмма данного фрагмента сигнала.

Далее был рассмотрен фрагмент события с 19:23:30 до 19:29:00, где наблюдаются частоты около 3.5–4 Гц. На рисунке 5 приведена кривая свечения с вычтенным фоном (сверху) и скалограмма (снизу). На данном фрагменте хорошо различимы две основные особенности: 1) наличие «ступенек» – модуляции сигнала прямоугольной формы с минимальной длительностью фазы «включено»/«выключено» 3 с; 2) периодическое включение высокой частоты 3.5–4 Гц. На рисунке 5 зеленые участки кривой свечения, указывают на фазы включения «ступенек», а красные – фазы выключения. При помощи желтых областей отмечены моменты включения высокой частоты, которые определяются по скалограмме. Интересно, что для второй группы прямоугольных импульсов (с 19:27 по 19:28) наблюдается корреляция между фазами выключения импульсов с фазами включения пульсаций 3.5–4 Гц. Однако к концу этой последовательности синхронность двух эффектов нарушается при сохранении общей тенденции. Для первой группы прямоугольных импульсов данная корреляция не наблюдается.



Рисунок 5. Фрагмент события 22.02.2022 с удаленной помехой на частоте 2.4 Гц и фоном, сверху: осциллограмма суммарного сигнала матрицы детектора для небольшого временного промежутка (с 19:24 до 19:29), снизу: скалограмма данного фрагмента сигнала. Желтые области отмечают фазы включения частот около 3.5-4 Гц. Зеленые участки указывают на фазы включения «ступенек», красные - на фазы выключения «ступенек».

Ширина фаз включения и выключения «ступенек» в обеих группах кратна одной и той же величине (~3 с) и напоминает последовательность цифровых импульсов. Возможные приборные эффекты были рассмотрены и исключены. Вероятным объяснением наблюдаемого эффекта может быть работа мощных радиопередающих устройств, вызывающих модуляцию свечения ионосферы. Однако эта гипотеза подлежит детальной проверке. Также не определена взаимосвязь прямоугольных импульсов и пульсаций свечения на частоте 3.5–4 Гц, которые иногда совпадают по времени, а иногда – нет.

Заключение

В работе рассмотрен частный случай регистрации очень слабого свечения аврорального неба в условиях низкой геомагнитной активности, слабой суббури. Этот случай обратил на себя внимание относительно длительным существованием квазипостоянной частоты в пульсациях излучения, причем в двух диапазонах: около 1 Гц и более 3 Гц. Это стало возможным благодаря использованию нового высокочувствительного оптического комплекса, установленного в обсерватории ПГИ «Верхнетуломская». На камерах всего неба эти сигналы отсутствуют в виду их малой чувствительности и недостаточного временного разрешения.

В обоих случаях наблюдается плавное монотонное изменение частоты пульсаций в сторону увеличения, а затем спада. Этот эффект ярче выражен для фрагмента с 17:25:00 до 17:28:30, когда наблюдались частоты около 1 Гц. Пульсации на частоте 3.5–4 Гц совпали с появлением более медленной компоненты модуляции излучения, причем наблюдающейся в виде последовательности «ступенек» на частоте 0.3 Гц, по форме импульса, напоминающих эпюры цифрового сигнала, свидетельствующие о резком включении и выключении источника излучения. На части осциллограммы видна синхронизация этих эффектов, что говорит об их возможной взаимосвязи.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда, грант № 22-62-00010 (https://rscf.ru/project/22-62-00010).

Список литературы

- [1]. Royrvik O., Davis T.N. (1977). Pulsating aurora: local and global morphology. J. Geophys. Res. 82, 29, 4720– 4740. https://doi.org/10.1029/JA082i029p04720
- [2]. Hosokawa K., Miyoshi Y., Ozaki M., et al. (2020). Multiple time-scale beats in aurora: precise orchestration via magnetospheric chorus waves. Sci. Rep. 10, 3380. https://doi.org/10.1038/s41598-020-59642-8
- [3]. Safargaleev V., Sergienko T., Hosokawa K. et al. (2022). Altitude of pulsating arcs as inferred from tomographic measurements. Earth Planets Space 74, 31. https://doi.org/10.1186/s40623-022-01592-8
- [4]. Eric Grono and Eric Donovan (2018). Differentiating diffuse auroras based on phenomenology. Ann. Geophys. 36, 891–898. https://doi.org/10.5194/angeo-36-891-2018
- [5]. Demekhov A.G., and Trakhtengerts V.Y. (1994). A mechanism of formation of pulsating aurorae, J. Geophys. Res. 99(A4), 5831–5841. https://doi.org/10.1029/93JA01804
- [6]. Miyoshi Y., et al. (2015). Relation between fine structure of energy spectra for pulsating aurora electrons and frequency spectra of whistler mode chorus waves, J. Geophys. Res. Space Physics 120, 7728–7736. https://doi.org/10.1002/2015JA021562
- [7]. Fukizawa M., Sakanoi T., Miyoshi Y., Hosokawa K., Shiokawa K., Katoh Y., et al. (2018). Electrostatic electron cyclotron harmonic waves as a candidate to cause pulsating auroras. Geophysical Research Letters 45, 12,661–12,668. https://doi.org/10.1029/2018GL080145
- [8]. Klimov P.A., Sigaeva K.F. (2021). Fast near-UV radiation pulsations measured by the space telescope TUS in the auroral region. Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics 220, 105672. https://doi.org/10.1016/j.jastp.2021.105672
- [9]. Klimov P., Sharakin S., Belov A., Kozelov B., Murashov A., Saraev R., Trofimov D., Roldugin A., Lubchich V. (2022). System of Imaging Photometers for Upper Atmospheric Phenomena Study in the Arctic Region. Atmosphere 13, 1572. https://doi.org/10.3390/atmos13101572
- [10]. Belov A.A., Klimov P.A., Kozelov B.V., Barrillon P., Blin-Bondil S., Marszał W., Murashov A.S., Parizot E., Prévôt G., Roldugin A.V., Sharakin S.A., Szabelski J., Takizawa Y., and Trofimov D.A. (2022). Optical complex for the study of pulsating aurora with sub-millisecond time resolution on the basis of the Verkhnetulomsky observatory. Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics 235, 105905. https://doi.org/10.1016/j.jastp.2022.105905



Polar Geophysical Institute

DOI: 10.51981/2588-0039.2023.46.033

СПОСОБЫ ЗОНДИРОВАНИЯ АВРОРАЛЬНОГО ОВАЛА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ КА

А.В. Тертышников

Институт прикладной геофизики имени академика Е.К. Федорова, Москва, Россия

Аннотация

Рассмотрены способы зондирования аврорального овала с использованием КА. Приведены примеры результатов радиопросвечивания авроральных овалов сигналами КА ГНСС ГЛОНАСС/GPS в Арктике и Антарктике. Следы аврорального овала проявляются в широтном распределении ионосферных задержек сигналов КА ГНСС. При оценке полученных результатов использованы результаты моделирования аврорального овала по модели SIMP2 и Г.В. Старкова. Показана необходимость создания модели аврорального овала по полному электронному содержанию ионосферы (ПЭС). Приведены примеры реализации технического решения по диагностике положения аврорального овала по потокам низкоэнергичных частиц, регистрируемых спектрометрами КА. Предложены критерии для диагностики положения авроральных овалов.

Ключевые слова: авроральный овал, ГЛОНАСС, GPS, позиционирование, ионосферная задержка, приемник, технология, модель, потоки, спектрометр, мониторинг.

Введение

Авроральный овал – это область ионосферы, где наиболее часто наблюдаются полярные сияния [1], и фактическая граница полярной шапки – высокоширотной ионосферы. Во время магнитных бурь авроральный овал смещается в средние широты, синхронно с движением границы плазмосферы, максимума внешнего радиационного пояса [2].

Авроральный овал «висит» над Северным морским путем. Зона аврорального овала с ионосферной токовой струёй оказывают существенное влияние на качество радиосвязи и позиционирования по сигналам КА глобальных навигационных спутниковых систем (ГНСС), безопасность энергетических, коммуникационных и транспортных систем [1, 3].

Для мониторинга высокоширотной ионосферы используются расположенные на суше и островах станции ионосферного зондирования, сеть магнитных обсерваторий и риометров, наблюдения за проявлением полярных сияний, системы РЛС, КА дистанционного зондирования Земли, радары, сигналы глобальных навигационных спутниковых систем [3]. Есть перспектива наблюдений ионосферы с судов – в составе навигационного оборудования есть приемники сигналов КА ГНСС.

В зоне аврорального овала со сложной морфологией и ионосферной токовой струёй (http://superdarn.thayer.dartmouth.edu/) наблюдается повышенная повторяемость сбоев сигналов Глобальных навигационных спутниковых систем (ГНСС) и ошибок в расчетах позиционирования приемовычислителями навигационных приемников. Специальная подготовка приемников (увеличение отрезка времени для сумматоров и др.) позволяет повысить устойчивость навигационного оборудования в высоких широтах. Но полностью избавиться от влияния сложноструктурированной ионосферной плазмы в зоне аврорального овала невозможно. Для ГНСС, которые проектировались не для высоких широт [4], необходимы специализированные модели аврорального овала.

Исследования аврорального овала связаны с ФГБУН ПГИ (Мурманск, Г.В. Старков, В.Г. Воробьев, О.И. Ягодкина и др.), Росгидрометом (ФГБУ ИПГ, патенты по мониторингу аврорального овала [1, 3]), разработками Уфимского университета (А.В. Воробьев и др.), ФГБУН ИКИ (проекты авровизора). Обзор современных представлений об овале полярных сияний в высокоширотной ионосфере представлен в [5].

Основными характеристиками аврорального овала являются интенсивность и положение границ: центральной (экваториальной) части, приполюсной границы, а к средним широтам – границы диффузных сияний. Плотность и морфология овала обычно фиксируется по интенсивности свечений. Границы овала связаны с различными энергиями высыпающихся частиц радиационных поясов Земли. Преимущественно с низкоэнергичными частицами, согласно [5].

Для оперативной практики мониторинга аврорального овала активно используется модель Г.В. Старкова [6], а для сверхкраткосрочного прогноза модель А.В. Воробьева [7], в которой могут ассимилироваться данные наблюдений с КА. Прогностические выводы сверхкраткосрочных моделей, в том числе по появлению

полярных сияний, имеют вероятностный характер. Их можно использовать для инерционного прогноза при стабильных гелиогеофизических условиях. Но как связать эти модели с плотностью ионосферы и ионосферной задержкой сигналов ГНСС?

Весьма успешным проектом по расчету плотности основных слоев ионосферы в полярной шапке является отечественная модель SIMP2 [8, 9]. В ней авроральный овал проявляется только в плотности Е-слоя ионосферы. Это обусловлено особенностями вертикального распределения плотности высокоширотной ионосферы. В интегральной плотности ионосферы по всем высотам авроральный овал почти не видно.

SIMP2 – аналитическая модель. Во входных параметрах используются климатические данные, которые корректируются по данным зондирования ионосферы и магнитной активности, и аналитические решения. Если использовать эту модель как основу для модели аврорального овала по ПЭС, то необходимы результаты верификации и валидации. Для этого нужны оценки соответствия модельных и фактических результатов зондирования аврорального овала.

Способ радиопросвечивания плазмы аврорального овала

Для диагностики плазмы аврорального овала кроме наземных оптических наблюдений может использоваться технология радиопросвечивания овала сигналами ГНСС [1, 10, 11]. Схема зондирования предусматривает прием в полярной шапке сигналов ГНСС от КА, проекции траекторий которых на поверхность Земли проходят вблизи меридиана расположения приемника. В ходе обработки данных морских экспериментов по зондированию полярной шапки Арктики по этой технологии было установлено, что селекция орбит КА ГНСС вблизи магнитного меридиана, на котором находился навигационный приемник, позволяет повысить четкость проявления признаков аврорального овала. Если трек подионосферных точек КА ГНСС скользил вдоль или под небольшим углом к авроральному овалу, то получаемые данные зондирования оказывались сильно зашумленными. К тому же приходилось учитывать ограничения по времени наблюдения движущихся КА, появляющихся и уходящих из зоны обзора приемника. Повторение траекторий через каждые 12 часов с задержкой на пару минут упрощает селекцию конфигурации траекторий отдельных КА ГНСС, для которых линия «приемник-КА» может пересечь зону аврорального овала на восходящем или нисходящем участке траектории до ухода из зоны видимости.

В морских арктических экспериментах 2011-2015 г.г. [4] для радиопросвечивания аврорального овала использовался геодезический навигационный приемник сигналов ГНСС «Trimble 5700». Для радиопросвечивания овала Южной полярной шапки использовался навигационный приемник («JAVAD») и программы из [12]. Он входил в состав научного оборудования санно-гусеничного перехода по Антарктиде к материковой станции «Восток» 8-19.01.2015 г. [13]. При этом были получены подобные арктическим следы зоны аврорального овала в ПЭС над Антарктидой.

До экспериментов в полярных шапках Земли технология радиопросвечивания ионосферы отрабатывалась на нагревном стенде "Сура", в Приэльбрусье, на Байконуре при запуске тяжелых ракет [11], в расчетах координат взрыва Чебаркульского метеороида [14]. В технологию вошли наработки технологий наклонного зондирования ионосферы, наземного и спутникового радиозондирования ионосферы, зондирования на основе сигналов навигационных спутниковых систем, томографии ионосферы, многочастотного зондирования с геостационарных космических аппаратов (ГКА) [15].

При радиопросвечивании рассчитывалось ПЭС в подионосферных точках, видимых КА ГНСС. Для обработки RINEX-файлов использовался программно-аппаратный комплекс [12]. Его верификация и валидация проводились при сравнении с данными модели ионосферы IRI-2011 в ходе экспериментов в ФГБУ «ИПГ» (Москва). При этом, для каждого КА ГНСС была получена оценка аппаратной ошибки в расчете ПЭС. В дальнейшем ошибки регулярно уточнялись для каждого КА ГНСС.

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

Примеры результатов радиопросвечивания аврорального овала В Арктике

Возможность радиопросвечивания аврорального овала сигналами ГНСС определяется условиями размещения приемника в зоне полярной шапки, наличием адекватных моделей границ аврорального овала, прогнозом состояния магнитного поля Земли и солнечного ветра (WSA-ENLIL Solar Wind Prediction и др.).

Положение аврорального овала проявляется в широтном градиенте ионосферной задержки сигналов КА ГНСС ГЛОНАСС/GPS, проходящих вблизи от маршрута судна. Проекции треков наблюдаемых с судна НКА (фактически вдоль подионосферных точек НКА) рассчитывалось помощью [12]. Из них отбирались треки, которые проходили вблизи меридиана НИС. Вдоль отобранных треков анализировались широтные градиенты изменения ионосферной задержки сигналов НКА GPS.

Пример изменения полного содержания электронов (ПЭС) по широте под нисходящим треком НКА G10 показан на рис. 1.





(а, левый фрагмент) на нисходящем треке НКА G10 (а, правый фрагмент) в период 0 ч 0 мин 06 с – 1 ч 58 мин 13 с 03.08.2014 г.; (б, левый фрагмент с временными метками) на нисходящем треке НКА G10 (б, правый фрагмент) 03.08.2014 г.

На фрагменте рис. 16 представлен профиль распределения ионосферной задержки по широте для вечернего нисходящего трека НКА G10 с 19-00 до 22-21 с осреднением оценок ПЭС по предыдущим 5 минутам. Над средними широтами проявляется ночное обеднение плотности ионосферы.

Аномальное увеличение ионосферной задержки на широтах 69-67 градусов может быть обусловлено плазмой аврорального овала, возможностью существования ионосферной токовой струи [1], максимальной широтой надира КА GPS. Разница в положении градиентов ионосферной задержки могла быть обусловлена полуночным (на запад, рис. 1 а) и предутренним (над НИС, рис. 1 б) треками НКА. Можно предположить, что это увеличение и есть проявление аврорального овала.

Сложная морфология распределения ионосферной задержки была отмечена к магнитному полюсу Земли. ПЭС над магнитным полюсом во время экспериментов было пониженным.

В зоне аврорального овала существенно возрастал поток сбоев выдачи данных на выходе навигационного приемника.

Геомагнитная обстановка во время экспериментов была спокойной. Кр-индекс по данным [16] для 03.08.2014 г. оценивался как 1+. Солнечная активность была низкая. Рассчитанные путем подбора значения AL-индекса для разного положения границ овала по модели Г.В. Старкова соответствовали данным [17]. В расчетах использовались данные о положении магнитных полюсов Земли по Международной геомагнитной опорной модели IGRF (International Geomagnetic Reference Field).



Рисунок 2. Изменение ПЭС вдоль геомагнитной широты подионосферных точек КА GPS: a) G04 07:00 - 10:00 UTC 28.08.2013 г. б) G08 12:00 - 16:00 UTC 28.08.2013 г.

А.В. Тертышников

В результате обработки данных экспериментов было отмечено, что движение КА из дневной области ионосферы маскирует проявление в ПЭС экваториальной границы аврорального овала и границы его диффузного свечения. Подтвердилась также необходимость совершенствования климатической модели аврорального овала Г.В. Старкова для расчета ПЭС.

На рис. 2 представлены графики изменения ПЭС вдоль проекции подионосферных точек без осреднения по времени вдоль геомагнитной широты (левая часть рисунка), а также области пересечения подионосферными точками границ аврорального овала, рассчитанных по модели Г.В. Старкова [6] с фактическими значениями AL-индекса. Данные были получены 28.08.2013 г. с НИС «Академик Федоров».

Прямоугольниками обозначены пересечения подионосферными точками выбранных КА границ аврорального овала по модели Г.В. Старкова: синий – приполюсная граница, красный – экваториальная граница, зеленый – граница диффузного свечения.

На правом верхнем фрагменте представлено положение подионосферных точек (черная линия) относительно границ аврорального овала по модели Г.В. Старкова. На правом нижнем фрагменте показано положение подионосферных точек (синяя линия) относительно положения солнца (оранжевый сектор), а также направление движения подионосферных точек (черная стрелка).

Границы аврорального овала на рис. 2 б) оказались севернее границ, рассчитанных по модели Г.В. Старкова, что может быть обусловлено установленной в расчетах высотой тонкого слоя сферически-симметричной ионосферы для расчета подионосферных точек. Приполюсная и экваториальная границы овала характеризуются резким градиентом изменения ПЭС от широты – на 2 – 3 ТЕСИ на 0,5° широты (синяя и красная стрелки на графике). Граница области диффузного свечения характеризуется постепенным увеличением ПЭС с увеличением геомагнитной широты.

Эксперименты показали, что технология зондирования высокоширотной ионосферы и аврорального овала реализуема с труднодоступных высокоширотных станций.

В Антарктиде

В южной полярной шапке эксперимент по радиопросвечиванию аврорального овала был реализован при транспортировке навигационного приемника на санно-гусеничном поезде к Российской антарктической станции «Восток».

Для расчета траектории движения санно-гусеничного перехода использовались все наблюдаемые КА ГНСС. Полученные с дискретностью 10 секунд оценки псевдопозиционирования осреднялись по каждым суткам перехода. Рассчитанный маршрут представлен на рис. 3.

Рассчитанный по сигналам ГНСС маршрут на рис. 3 соответствует представленному в [13] маршруту санногусеничного перехода и особенностям рельефа Антарктиды.

Положение наблюдаемых треков КА ГНСС рассчитывалось с помощью программы [12]. Для примера ее возможностей и реально наблюдаемых КА на рис. 4 представлено положение рассчитанных треков подионосферных точек видимых в течение 17.01.2015 г. КА ГНСС вблизи южного географического полюса.



Рисунок 3. Среднесуточное положение санно-гусеничного перехода к станции «Восток» 8-19.01.2015 г.

По расположению треков можно сделать вывод, что существенных экранировок приемной антенны навигационного приемника, установленного на санно-гусеничном поезде, не было. Треки подионосферных точек на рис. 4 расположены достаточно равномерно, но, при зондировании все же основное внимание следует уделить сектору вдоль относительно центрального меридиана, на котором находился приемник сигналов КА ГНСС.



Рисунок 4. Положение треков подионосферных точек видимых 17.01.2015 г. КА GPS.

Один из примеров полученных результатов зондирования зоны аврорального овала представлен на рис. 5 в виде двух фрагментов. Слева показана проекция подионосферных точек навигационного КА GPS G14 17.01.2015 г. Справа – изменение ПЭС по широте вдоль этой траектории.



Рисунок 5. Результаты зондирования зоны аврорального овала по сигналам КА G14 (00:55 – 05:42 UT 17.01.2015 г.): слева – траектория подионосферных точек, справа – рассчитанное изменение ПЭС по широте.

В полученных результатах достаточно очевидно, что при пересечении КА GPS G14 диапазона широт 72-73 град. Ю. ш. наблюдается резкое изменение модуля ПЭС, как при зондировании зоны арктического аврорального овала [4].



Рисунок 6. Результаты моделирования критической частоты Е-слоя ионосферы 17.01.2015 г. для 00:00 UT и 12:00 UT по модели SIMP2 [8].

Для проверки полученных результатов зондирования повышенных значений ПЭС в зоне аврорального овал были использованы результаты моделирования ионосферы по модели SIMP2, доступные на сайте ФГБУ ИПГ. Пример расчета положения аврорального овала по критической частоте Е-слоя ионосферы на основе модели SIMP2 [8] представлен на рис. 6.

Смещение зоны повышенной концентрации Е-слоя в овале связано с положением Солнца и учтено в алгоритмах модели SIMP2. Критическая частота ионосферы коррелирует с оценками ПЭС.

Согласие положения зоны локального экстремума значений ПЭС по G14 на рис. 5 с результатами моделирования Е-слоя ионосферы по модели SIMP2 (65-68 град. Ю. ш. на ~ 80 град. В.д.) на рис. 6 можно считать удовлетворительным. Геомагнитная обстановка 17.01.2015 г., как и в течение всего перехода, была спокойной [16].

Для другого временного отрезка и восточнее, а также во второй половине суток, результаты проявления аврорального овала в широтном распределении ионосферных задержек сигналов навигационных КА GPS G03 и G20 представлены на рис. 7.



Рисунок 7. Результаты зондирования зоны аврорального овала: слева – рассчитанное изменение ПЭС по широте, справа – траектория подионосферных точек для КА: а) G04 (18:00 – 19:00 UT) и б) G20 (18:00 – 20:12 UT) 17.01.2015 г.

Подобранные в примерах треки отличаются по времени прохождения КА и направлением (нисходящий и восходящий). Здесь также есть различие в широте положения локального экстремума значений ПЭС по широте порядка 5 градусов относительно результатов моделирования медианы Е-слоя ионосферы по модели SIMP2 на рис. 6. Для КА G20 в изменении ПЭС по широте следует отметить второй пик около 69 градусов южной широты. Скорее всего, это проявление сложной структуры ночного аврорального овала. Многомодовое распределение ПЭС по широте в зоне аврорального овала фиксировалось и в арктических морских экспериментах [4].

Учитывая отсутствие адекватных оперативных моделей ПЭС для зоны аврорального овала, а также результаты сравнения известных климатических моделей для полярной ионосферы в [18], где фактически игнорируется зона аврорального овала), его положение 17.01.2015 г. над Антарктидой в секторе меридианов 60-110 градусов восточной долготы ассоциируется с выявленным в ходе расчетов повышенным ПЭС на 69-73 градусах южной широты.

Способ диагностики характеристик аврорального овала по потокам низкоэнергичных частиц

Основой способа диагностики характеристик аврорального овала по высыпаниям низкоэнергичных частиц, фиксируемых с КА, являются полученные В.Г. Воробьевым и О.И. Ягодкиной статистические климатические данные с американских КА DMSP (http://sd-www.jhuapl.edu). Развитие этих исследований предполагает использование аналогичных данных с КА «Метеор» и учет смещения положения магнитного полюса Земли, с которым в модели Г.В. Старкова связан расчет положения границ аврорального овала. Нужны также прогнозы состояния магнитного поля Земли и солнечного ветра.

Морфоструктурные границы аврорального овала связаны с различной энергией высыпаний частиц из внешнего и внутреннего радиационных поясов Земли (хвоста магнитосферы). Центральная зона аврорального овала проявляется в повышенной плотности ионосферы. Дневная часть овала обычно совпадает с областью высыпаний электронов (с энергией обычно в 100-300 эВ) граничного плазменного слоя (boundary plasma sheet, BPS), проекция которого на ионосферу находится на большей широте, чем для связываемых с активными формами полярных сияний электронов (с энергией до 10 КэВ) центрального плазменного слоя (CPS) [5]. Экваториальная граница ночного аврорального овала обычно связана с экваториальной дугой полярных сияний, в районе которой происходят вспышки брейкапа. Высыпания электронов и вторжение потоков плазмы приводят к неоднородностям ионосферной плазмы.

Интенсивность аврорального овала характеризует относительная, по сравнению с климатическими значениями, амплитуда зафиксированных экстремумов интенсивности потоков электронов.

Для понимания способа диагностики характеристик аврорального овала на рис. 8 приведены результаты регистрации потока электронов с энергией более 100 кэВ по двум каналам гейгеровского датчика КА «Метеор 3М № 1» при пересечении арктического аврорального овала на одном из витков 21.02.2002 г.



Рисунок 8. Скорость счета электронов с энергией более 100 кэВ по двум каналам гейгеровского датчика КА «Метеор 3М № 1» при пересечении арктического аврорального овала на одном из витков 21.02.2002 г. Кружком отмечен эффект высыпания электронов.

Линия 1 – минимум высыпаний на границе диффузных сияний,

Линия 2 – максимум высыпаний на экваториальной границе овала,

Линия 3 – минимум высыпаний на приполюсной границе аврорального овала.

В этом примере использована одна из типовых записей измерений из [19], где пересечение аврорального овала КА «Метеор ЗМ № 1» проявляется в двух экстремумах интенсивности регистрируемого потока электронов. По оси абцисс отмечены пересекаемые L-оболочки и местное время. КА «Метеор» имеет солнечно-синхронную орбиту (средняя высота орбиты на экваторе – 835 км, наклонение – 98,85 град, период обращения – 101,3 мин, расчетное время существования 3-7 лет).

Два горба на рис. 8 – это пересечение аврорального овала, ограничивающего полярную шапку. Экстремумы интенсивности счета электронов связаны с внешним радиационным поясом и приполюсной границей полярных сияний. Вертикальными стрелками и линиями отмечены потенциальные границы овала. Спектрометр бортового гелиогеофизического комплекса фиксирует корпускулярные излучения в диапазонах энергий 0,05...20,0 кэВ, 0,03...1,5 МэВ и 0,5...30,0 МэВ [3].

Пример вспышки высыпаний зафиксирован в изломе склона кривой, отмеченном в круге у верхнего основания линии 3. Это событие произошло на долготе 56,2 градусов в течение 12 секунд.

Два пространственно разнесенных экстремума интенсивности счета потоков энергичных электронов при пересечении КА аврорального овала – достаточной условие для технического решения способа оперативного зондирования аврорального овала по данным о потоках электронов в нескольких диапазонах энергий от 100-300 эВ до 10 кэВ с помощью бортовых (на КА) датчиков (далее спектрометров). Спектрометры регулярно пересекают авроральный овал по полярной или близкой к ней орбите в ОКП. Географическое положение экстремумов в регистрируемых потоках электронов в диапазонах больших энергий до 10 кэВ и малых энергий до 300 эВ будет характеризовать границы зоны экваториальной границы аврорального овала (линия 2 и 2* на рис. 8). Интенсивность аврорального овала характеризует относительная, по сравнению с климатическими значениями, амплитуда экстремумов.

Положение подошвы склона всплеска интенсивности высыпаний низкоэнергичных электронов в диапазоне малых энергий до их фоновых значений будет соответствовать границе диффузных сияний (в сторону низких

широт, линии 1 и 1* на рис. 8) и приполюсной границе аврорального овала (в сторону полюса, линии 3 и 3* на рис. 8). При этом, возможно зондирование состояния магнитного поля Земли по полученным координатам экваториальной границы овала путем подбора её наилучшего совпадения с климатическим положением по модели овала и задаваемыми оценками магнитной активности. По длительным рядам наблюдений возможен даже подбор положения магнитного полюса Земли. Для уточнения полученных результатов могут использоваться данные доступных наблюдений в приавроральной зоне.

Данные зондирования с бортового спектрометра могут обрабатываться как на борту КА, так и в пунктах приема и обработки информации с КА. При этом, спектрометр низкоэнергичных электронов должен обеспечить измерение дифференциальных энергетических спектров низкоэнергичных электронов в указанном интервале 0,05...100,0 кэВ и плотности потока электронов с отстройкой от фона протонов в нескольких энергетических интервалах (например, 0,05-0,3-1,5-7,0-50,0-200 кэВ). Регистрация потоков низкоэнергичных электронов целесообразно осуществлять из одного направления, например, по оси Z космического аппарата (зенит) с помощью спектрометра. Технологические особенности исполнения детекторов определяются имеющимися ресурсами и факторами ОКП. В качестве детекторов могут, например, габариты системы селекции частиц низких энергий. Частота опроса и передачи информации в бортовые приемовычислители должна быть не менее 1,0 Гц, учитывая космического решения для компактного бортового спектрометра представлен в полезной модели в [20].

Управление спектрометром (команды, питание, бортовое время) должно осуществляться непосредственно служебными системами КА. Информационный обмен спектрометра с КА – через контроллеры, которые обеспечивают сбор информации, запоминание и формирование кадра информации, подаваемого на соответствующую служебную систему КА.

Предложенный способ зондирования характеристик аврорального овала реализуем с использованием космических технологий, в том числе малых и микро КА в качестве носителей спектрометров или детекторов энергичных частиц, характеризуется простотой, возможностью оперативной оценкой положения аврорального овала и состояния магнитного поля Земли.

Выводы

Рассмотрены способы зондирования аврорального овала с помощью радиопросвечивания высокоширотной ионосферы сигналами КА ГНСС ГЛОНАСС/GPS и по потокам низкоэнергичных частиц с КА.

Приведены примеры реализации способа радиопросвечивания авроральных овалов полярных шапок Земли в Арктике и Антарктике. Выявлены следы аврорального овала в широтном распределении ионосферных задержек сигналов КА ГНСС. При оценке полученных результатов использованы результаты моделирования аврорального овала по модели SIMP2 и Г.В. Старкова.

Показана необходимость создания модели аврорального овала по полному электронному содержанию ионосферы (ПЭС).

Предложены критерии для диагностики положения авроральных овалов.

Литература

- 1. Тертышников А.В. Способ определения положения аврорального овала и состояния магнитного поля Земли. Патент на изобретение. Решение РОСПАТЕНТа от 19.07.2016 г. по заявке № 2015126532/28(041268) от 02.07.2015 г.
- 2. Тертышников А.В., Сыроешкин А.В. и др. Магнитные индексы. Учебное пособие. Москва-Обнинск, 2013. 178 с.
- 3. Тертышников А.В. Способ определения характеристик аврорального овала и состояния магнитного поля Земли. Патент на изобретение № 2683113. Заявка: 2018110604, 26.03.2018.
- 4. Тертышников А.В., Чукин В.В., Глухов Я.В., Ковалев Д.С. Эксперименты по исследованию ионосферы с Арктического плавучего университета. Ученые записки РГГМУ. 2016. № 41. С. 156–164.
- 5. Лазутин Л.Л. Овал полярных сияний прекрасная, но устаревшая парадигма. Солнечно-земная физика. 2014. Т. 1, № 1. С. 23–35. DOI: 10.12737/5673
- 6. Старков Г.В. Математическое описание границ аврорального свечения. Геомагнетизм и аэрономия. 1994. Т. 34, № 3. С. 80–86.
- 7. Воробьев А.В., Воробьева Г.Р., Соловьев А.А., Пилипенко В.А. Интерактивная компьютерная модель для прогноза и анализа полярных сияний. Солнечно-земная физика. 2022. Т. 8, № 2. С. 93–100. DOI: 10.12737/szf-82202213
- 8. Бадин В.И., Деминов М.Г., Деминов Р.Г., Шубин В.Н. Модель медианы критической частоты Е-слоя для авроральной области. Солнечно-земная физика. 2013. Вып. 22. С. 24–26.
- 9. Модель СИМП // http://space-weather.ru/index.php?page=raschet-sostoyaniya-ionosfery-po-modeli-simp
- 10. Тертышников А.В. Технология зондирования положения ионосферного овала и морфологии 161

высокоширотной ионосферы по сигналам глобальных навигационных спутниковых систем. Гелиогеофизические исследования. 2015. http://vestnik.geospace.ru/index.php?id=304

- 11. Тертышников А.В. Результаты эксперимента по диагностике состояния ионосферы над Байконуром по сигналам глобальных навигационных спутниковых систем ГЛОНАСС/GPS. http://vestnik.geospace.ru/index.php?id=48)/
- 12. Глухов Я.В. Программа расчета относительных значений полного электронного содержания по характеристикам ГНСС ГЛОНАСС/GPS/Galileo. Свидетельство государственной регистрации программы для ЭВМ № 2013619293, ФИПС, 01.10.2013.
- 13. 60-я Российская антарктическая экспедиция 2014-2015 гг. / https://www.glonassiac.ru/aboutIAC/the_south_sea_route_in_2014_real_time.php
- Тертышников А.В. и др. Способ определения положения эпицентральной зоны источника и скорости распространения перемещающихся ионосферных возмущений. Патент на изобретение № 2560525. ФГБУ «ФИПС», Рег. № 2014125712/07(041820) от 25.06.2014. Срок действия до 25.06.2034 г.
- Тертышников А.В., Большаков В.О. Технология мониторинга ионосферы с помощью приемника сигналов навигационных КА GPS/ГЛОНАСС (GALILEO). Информация и космос. 2010. Т. 1. С. 100–105.
 http://www.selecturk.com/Supers/Deta/
- 16. http://www.celestrak.com/SpaceData/
- 17. http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/poles/polesexp.html
- Jiang H., Liu J., Wang Z., An J., Ou J., Liu S., Wang N. Assessment of spatial and temporal TEC variations derived from ionospheric models over the polar regions. Journal of Geodesy. 2018. P. 1–17. https://link.springer.com/article/10.1007/s00190-018-1175-6
- Барсуков Ю.С. Зависимость числа событий высыпаний энергичных электронов на спутнике «Метеор 3М №1» от напряжённости магнитного поля и параметра Мак-Илвайна в 2002-2005 гг. http://vestnik.geospace.ru/index.php?id=119
- 20. Брильков И.А., Оседло В.И., Панасюк М.И., Рубинштейн И.А., Тулупов В.И., Щербовский Б.Я. Спектрометр энергичной космической радиации (СПЭР). Заявка: 2015149253/28, 17.11.2015. Опубликовано: 27.09.2016. Бюл. № 27.



DOI: 10.51981/2588-0039.2023.46.034

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА НА СТЕНДЕ EISCAT В 2018 Г.

А.В. Тертышников¹, Р.Ю. Юрик

¹Институт прикладной геофизики, Москва, Россия



Памяти Романа Юрьевича Юрика (1967 - 2021)

Аннотация. Представлены результаты эксперимента в 2018 г. на нагревном комплексе EISCAT/Heating (Тромсё, Норвегия) по радиопросвечиванию границ трубки нагрева ионосферы. По результатам измерений подтвердились достаточно резкие градиенты ионосферной задержки сигналов КА ГНСС в высокоширотной ионосфере на границах трубки нагрева ионосфере нагревным стендом Сура (Васильсурск, Россия).

Ключевые слова: нагрев, ионосфера, стенд, EISCAT, Сура, ионосферные задержки, ГНСС.

Введение

Нагревные стенды активно используются для исследования ионосферы. Для диагностики эффектов нагрева ионосферы активно используется метод радиопросвечивания сигналами Глобальных навигационных спутниковых систем (ГНСС) [1-6].

В марте 2009 г. с помощью радиопросвечивания над работающим стендом "Сура" удалось обнаружить значительные вариации фазы сигналов навигационных КА (HKA) GPS/ГЛОНАСС на границах и под областью искусственно возмущенной ионосферы [7-9].

В высокоширотной ионосфере эксперимент удалось повторить в 2018 г. на нагревном комплексе EISCAT/Heating (Тромсё, Норвегия).

Эффект границ трубки нагрева над стендом «Сура»

В эксперименте 2009 г. в основном режиме работы стенда «Сура» использовались мощные импульсы излучения волны О-поляризации на частоте 4.3 МГц под углом 12° от вертикали на юг в плоскости геомагнитного меридиана [7, 8].

Диаграмма направленности ЭМИ стенда «Сура» формировалась тремя модулями стенда и имела «карандашную» форму с углом раскрыва ~ 12° по уровню половинной мощности и ~ 20° по уровню 0.1 Р₀, который соответствует эффективной мощности излучения, достаточно превышающей порог генерации тепловой (резонансной) параметрической неустойчивости Р_{пор}≈1 МВт [9]. Отвечающая ей область засветки на высоте 250 км оценивалась размерами в 50 и 90 км по уровню мощности 0.5 и 0.1, соответственно. Расстояние от точки измерения до проекции на земную поверхность области воздействия составляло около 100 км. В зависимости от когерентности модулей стенда можно было ожидать сложную структуру потенциальных границ трубки нагрева. Вынос нагретой плазмы в трубке нагрева должен был обеспечить обеднение плотности плазмы и формирование условий для восстановления плотности, в том числе за счет притока извне.

При обработке сигналов ГНСС выяснилось, что работа стенда не влияет на стабильность работы приемника, который был развернут рядом с нагревным стендом. Измерения выполнялись при низком уровне геомагнитной активности, погода за весь период экспериментов была ясная, характерная для периода весеннего равноденствия. На основе полученной информации рассчитывалось полное электронное содержание (ПЭС или TEC – total electron contents).

Для диагностики потенциальных границ трубки нагрева ионосферы над стендом был выбран 20-й НКА GPS (G20), трасса которого проходила над зоной нагрева. В результатах радиопросвечивания возмущений ионосферы сигналами НКА в условиях нагрева ионосферы регулярными 3 минутными импульсами с мощностью 80 МВт были выявлены вариации ТЕС при пересечении НКА G20 трубки нагрева.

По критерию уменьшения плотности плазмы на величину 0.2 – 0.4 ТЕС примерная ширина области

обеднения, опирающейся на зону нагрева, вдоль H_0 составила ~ 50 км. Результаты расчетов показывают, что в этом случае относительное изменение плотности плазмы составляет 15–20%, что согласуется с данными томографических измерений [9].

Из-за небольших амплитуд вариаций TEC над зоной нагрева в анализе использовалось быстрое преобразование Фурье. В «скользящем окне» шириной в 16 отсчетов рассчитывались массивы периодограмм мощности вариаций анализируемых временных рядов. В рассчитанных периодограммах мощности анализируемых вариаций подтвердились достаточно четкие границы трубки нагрева на всех анализируемых периодах и сложная структура просвечиваемых стенок трубки нагрева, похожая на «гофру».

Метод спектрального анализа [10] был впервые применен при обработке данных сигналов ГНСС на стенде «Сура». При этом, над зоной возмущенной области ионосферы хорошо проявился эффект аномального изменения спектра с небольшим увеличением мощности на периоде 3 минуты в центре зоны. Общее снижение мощности вариаций сигналов в трубке нагрева обусловлено обеднением ионосферной плазмы. За 20 минут вектор «приемник – НКА» пересек на высоте 300 км зону шириной до 60 км.

Эффект изменения спектра мощности вариаций сигналов НКА GPS над границами области ионосферы над работающим нагревным стендом подверждает и возможность диагностики дактов плотности в трубке магнитного поля над стендом в верхней ионосфере. Результаты эксперимента 2009 г. на «Суре» по большим градиентам плотности ионосферной плазмы на границах трубки нагрева были подтверждены в [11] измерениями при нагреве ионосферы на стенде EISCAT/Heating вблизи г. Тромсё (Норвегия).

Результаты эксперимента над стендом EISCAT/Heating в 2018 г.

Очередной эксперимент над стендом EISCAT/Heating, подтверждающий проявление границ трубки нагрева, удалось провести Р.Ю. Юриком 8-18 октября 2018 г.

Стенд EISCAT/Heating состоит из 12 передатчиков по 120 кВт каждый. В качестве антенны для каждого из передатчиков используется ряд из 12 широкополосных диполей (всего 144, как и на «Суре»). Весь диапазон перекрывается двумя антенными решетками 2.8–5.7 МГц и 5.3–8.2 МГц [5].

На рис. 1 показана проекция траектории пролета спутника ГЛОНАСС R21 в районе установки EISCAT/Heating 12.09.2018 г.



Рисунок 1. Проекция траектрии пролета КА R21 вблизи нагревного стенда EISCAT 12.09.2018 г.

Во время эксперимента 12.09.2018 г. в период с 10:12 UT до 11:34 UT стенд работал в режиме сканирования по частоте и по углу наклона диаграммы направленности излучающей антенны. Нагрев велся в режиме 2 минуты излучение и 2 минуты пауза. В течение 2 минут излучения частота накачки менялась каждые 5 секунд на 5 кГц в интервале частот от 4.01 МГц до 4.12 МГц. Изменение направления диаграммы излучающей антенны менялось на 3° через каждые 4 минуты от направления в магнитный зенит (12° к югу) до географического зенита (0°) после чего направление диаграммы направленности отклонялось на 15° к югу.

Штриховыми окружностями показаны области нагрева по уровню мощности -3 дБ при разных углах наклона диаграммы направленности излучающей антенны нагревного стенда во время эксперимента (от направления в географический зенит 0°, до 15° к югу).

Особенностью регистрируемых ионосферных задержек по траектории движения R21 на границах зоны нагрева являются повышенные градиенты ПЭС, которые были получены по фазовым измерениям 12.10.2018 с 09:20 до 12:27. Для выделения быстрых вариаций полного электронного содержания медленная составляющая, связанная с геометрическим фактором и фоновым полным содержанием вычиталась путем удаления тренда, аппроксимированного полиномом 5-го порядка.

На верхнем графике рис. 2 черными вертикальными стрелками отмечены границы области нагрева по широте, а на втором графике эти области указаны по долготе. Возвышение спутников ГЛОНАСС над горизонтом достигает 70 градусов. Это означает, что на широте Тромсё трасса «спутник-Тромсё» пересекает область нагрева близко к локальной вертикали почти вдоль локальной геомагнитной силовой линии «Тромсё». Это позволило по данным ионосферных задержек определить примерные границы (по широте и долготе) области нагрева, соответствующие экспериментам на нагревном стенде Сура.

А.В. Тертышников и Р.Ю. Юрик



Рисунок 2. Вариации ПЭС по данным ионосферных задержек сигналов КА R21 в метрах.

Заключение

В высокоширотной ионосфере подтвердилось увеличение градиентов ионосферных задержек на границах области нагрева, что свидетельствует о достаточно резких границах области (трубки) нагрева. Эффекты границ в среднеширотной и высокоширотной ионосфере оказались схожими.

Литература

- 1. Тертышников А.В., Большаков В.О. Технология мониторинга ионосферы с помощью приемника сигналов навигационных КА GPS/ГЛОНАСС (GALILEO) // Информация и космос. 2010. Т. 1. С. 100-105.
- Тертышников А.В., Пулинец С.А. «Способ зондирования ионосферы, тропосферы, геодвижений и комплекс для его реализации» / Заявка № 2011128236 от 07.07.2011 на получение патента РФ на изобретение. Бюллетень Изобретения. 2013 № 4. Решение о выдаче патента РФ на изобретение от 01.02.2013. Прекратил действия по неуплате пошлины.
- 3. Тертышников А.В. и др. Патент на изобретение № 2693842 «Способ зондирования ионосферы и тропосферы» / Заявка № 2018127892 от 30.06.2018. Опубл. 05.07.2019. Патентообладатель ФГБУ ИПГ.
- 4. Тертышников А.В. Патент на изобретение «Способ определения положения аврорального овала и состояния магнитного поля Земли». Заявка № 2015126532/28(041268) от 02.07.2015 г.
- 5. Тертышников А.В., Фролов В.Л. и др. Патент № 2560525 «Способ определения положения эпицентральной зоны источника и скорости распространения перемещающихся ионосферных возмущений» / Заявка № 2014125712. 22.07.2015 г. Срок действия до 25 июня 2034 г. Патентообладатель ФГБУ ИПГ.
- Тертышников А.В. и др. Патент на изобретение № 2017111411 «Способ зондирования плазменного слоя геомагнитного хвоста и ионосферы Земли» / 04.04.2017. Дата регистрации: 06.06.2018. Опубликовано: 06.06.2018, Бюл. № 16. Патентообладатель ФГБУН ИРЭ РАН Фрязинский филиал.
- 7. Тертышников А.В., Скрипачев В.О., Большаков В.О. Эксперименты по диагностике плазменных возмущений в трубке магнитного силового поля Земли по сигналам навигационных космических аппаратов // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. 2010. Т. 7. №3. С. 110-114.
- Тертышников А.В., Суровцева И.В., Фролов В.Л., Смирнов В.М. Оценивание восстановленных по сигналам НКА ГЛОНАСС/GPS профилей электронной концентрации в ионосфере / Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. - Москва: ИКИ РАН, 2010. Т. 3. С. 115-119.
- 9. Фролов В.Л. Искусственная турбулентность среднеширотной ионосферы. Нижний Новгород: Изд-во Нижегородского госуниверситета, 2017. 468 с.
- 10. Тертышников А.В. Основы мониторинга чрезвычайных ситуаций. Учебное пособие. Москва-Обнинск, 2013. 278 с.
- 11. Терещенко Е.Д., Миличенко А.Н., Ритвельд М.Т., Черняков С.М., Швец М.В. Изменение высокоширотной ионосферы при нагреве мощной коротковолновой радиоволной установки EISCAT/Heating по данным сигналов спутника ГЛОНАСС и радара некогерентного рассеяния // Вестник МГТУ. 2018. Т. 21, № 1. С. 170-181. DOI: 10.21443/1560-9278-2018-21-170-181



DOI: 10.51981/2588-0039.2023.46.035

ЭФФЕКТ ПОЛУДЕННОГО ВОССТАНОВЛЕНИЯ (ПВ) ВО ВРЕМЯ ППШ В ПЕРИОД ГЛАВНОЙ ФАЗЫ ГЕОМАГНИТНОЙ БУРИ

В.А. Ульев, С.Н. Шаповалов, Д.Д. Рогов

ААНИИ, Отдел Геофизики, СПБ; e-mail: vauliev@yandex.ru

Аннотация. По риометрическим наблюдениям во время ППШ на высокоширотной авроральной станции Амдерма (расположенной в Северном полушарии в середине авроральной зоны) рассмотрены случаи проявления эффекта полуденного восстановления (ПВ) при низком и высоком уровнях геомагнитной активности (ГА) в период главной фазы геомагнитной бури (ГБгф).

Отмечено существенное различие характеристик ПВ при низком и высоком уровнях ГА (соответственно ПВн и ПВв). Особенности вариации ПВв при высоком уровне геомагнитной активности (Dst ∞ -60nT) (в период главной фазы геомагнитной бури – ГБгф) по сравнению с вариацией поглощения ПВн во время низкого уровня ГА (Dst ∞ -20nT) следующие: (1) вариация поглощения во время ПВв – пикообразный спад, с резкими градиентами уменьшения и возрастания поглощения / во время ПВн – плавная, синусоидальная вариация; (2) общая длительность ПВв – около 6 часов /ПВн – около 10 часов); (3) продолжительность фазы спада и возрастания поставляет около 3-х часов /ПВн – разная и составляет около 4 и 6 часов (соответственно фаза спада и возрастания); (4) продолжительность фазы минимума ПВв – около 1 часа / ПВн – около 4 часов); (4) амплитуда ПВв – М ∞ 0.7 /ПВн – М ∞ 0.5).

Рассмотрены расчётные данные изменения топологии интенсивности кольцевого тока (КТ) при низком и высоком уровне ГА (в период ГБгф) [3].

Предполагается, что значительное различие характеристик ПВв в период ГБгф по сравнению с характеристиками ПВн в период низкого уровня ГА, обусловлено развитием асимметричного плазменного кольцевого тока (КТ) в период ГБгф.

Введение

Во время некоторых явлений ППШ на станциях авроральной зоны регистрируется понижение поглощения в местные полуденные часы, которое названо эффектом полуденного восстановления (ПВ или MDR – midday recovery) [1]. Общепринятой является точка зрения, что ПВ обусловлено суточной вариацией жёсткости геомагнитного обрезания (СВЖГО). Кроме того, было высказано предположение, что на проявление ПВ может влиять развитие анизотропии питч-углового распределения потоков протонов в конусе потерь [1, 2].

В данной работе сопоставлены характеристики проявления ПВ при низкой ГА и высокой ГА (в период главной фазы геомагнитной бури – ГБгф). Предлагается физическое обоснование существенного различия этих характеристик.

Экспериментальные данные

На рис.1 представлена вариация ППШ по данным наблюдений на ст. Амдерма за период 19 – 21 марта 1990г. и вариация уровня ГА по индексу Dst за тот же период. Видно, что 20 марта в часы близкие к местному полудню наблюдается плавное уменьшение поглощения – эффект полуденного восстановления (ПВ). В этот день уровень геомагнитной активности невысокий (Dst ∞ – 20nT). Основные характеристики эффекта ПВ при низком уровне ГА (ПВн) следующие: (1) плавный синусоидальный характер вариации уменьшения поглощения; (2) большая обшая длительность – около 10ч; (3) длительность фазы минимума (Дмин) – около 4ч; (4) амплитуда уменьшения поглощения (М) – около 50%.

На рис. 2 представлена вариация ППШ по данным наблюдений на ст. Амдерма за период 19 – 21 сентября 1977г. и вариация уровня ГА по индексу Dst за тот же период. Видно, что 20 сентября в часы близкие к полудню наблюдается спад поглощения т.е. эффект полуденного восстановления (ПВ). В этот день уровень геомагнитной активности достачно высокий (Dst ∞ –60nT) и наблюдается главная фаза геомагнитной бури (ГБгф) с максимумом Dst = –90 nT. T о. данный эффект ПВ проявляется при высоком уровне ГА на главной фазе ГБ (ГБгф). Основные характеристики эффекта ПВ при высоком уровне ГА (ПВв) следующие: (1) резкие градиенты снижения и восстановления поглощения; (2) сравнительно короткая обшая длительность – около 6ч; (3) длительность фазы минимума (Дмин) – около 1ч; (4) амплитуда уменьшения поглощения (М) – около 70%.

Для обоснования существенного различия характеристик ПВн и ПВв рассмотрены реультаты модельного расчёта давления плазмы кольцевого тока (КТ) во время ГБ 11апреля 1997г с максимумом КТ по индексу Dst = -90 nT, полученные в работе [3].

В.А. Ульев и др.



На рис. За представлена обобщённая вариация ГА (по индексу Dst) в период геомагнитной бури (ГБ) 10 - 15 апреля 1997. На этом рисунке отмечены 4 момента времени на разных фазах ГБ (А, В, С, D). Для этих моментов времени представлены (в полярной проекции) расчётные значения давления плазмы кольцевого тока (КТ) на разных фазах ГБ (рис.36) [3]. В момент А (до начала ГБ) давление плазмы КТ имеет примерно одинаковые невысокие значения, т.е. в этот момент КТ азимутально симметричен. В моменты начала и максимума ГБ (В, С) интенсивность давления плазмы почти по всем азимутам – повышенная. Однако на определённых азимутах (08 – 12 МLТ и 09 – 11 МLТ соответственно в начале и в максимуме ГБгф – моменты В и С) давление плазмы КТ пониженное, т.е. КТ является асимметричным. В момент D на фазе восстановления ГБ (ГБвф) – значения КТ повышенные и одинаковые по всем азимутам, т.е. КТ симметричен.



Рис.3б

Рисунок 3.

Физическое обоснование различия характеристик ПВв и ПВн

После мощных солнечных вспышек в межпланетное пространство выбрасываются потоки ускоренных протонов (ПП). ПП, вызывающие поглощение на риометрах, расположенных на авроральных широтах, проникают в хвост магнитосферы (ХМ) в нейтральный слой на расстоянии около 150 Re. Эти ПП радиально дрейфуют в сторону Земли, достигают замкнутых силовых линий на ночной стороне внутренней магнитосферы и начинают азимутально дрейфовать во внутренней магнитосфере Земли в восточном направлении примерно на расстоянии около 3 – 6 Re, постепенно высыпаясь в нижнюю ионосферу и вызывая поглощение фонового галактического коротковолнового радиоизлучения, которое регистрируется наземными приборами – риометрами. Эффект ПВ возникает в том случае, если в ионосферу над пунктом наблюдения в местные предполуденные часы высыпается поток протонов (ПП) малой интенсивности по сравнению с ПП, высыпающимся в другие часы местного времени.

При низком уровне ГА эффект ПВ (ПВн) возникает вследствие наличия процесса суточной вариации жёсткости геомагнитного обрезания (СВЖГО). Наличие СВЖГО обусловлено поджатием силовых линий магнитного поля в лобовой части магнитосферы. Поджатие вызывает смещение дрейфующих ПП низких энергий на более внешние оболочки в дневном секторе и исключение этих низкоэнергичных ПП из формирования поглощения в пункте наблюдения в полуденные часы, тогда как в другие часы низкоэнергичные ПП вносят вклад в поглощение. В результате поглощение в полуденные часы имеет пониженное значение по сравнению с поглощением в другие часы, что и проявляется как эффект ПВ. Т.о. 20 марта 1990г. эффект ПВн обусловлен процессом СВЖГО.

При высоком уровне ГА (в период главной фазы геомагнитной бури – ГБгф) поджатие силовых линий усиливается, и амплитуда СВЖГО увеличивается. С другой стороны, возникает новый аспект, влияющий на динамику ПП. В экваториальной плоскости на расстоянии 3 – 6 Re возникает интенсивный плазменный кольцевой ток (КТ) асимметричного характера: на азимуте 0 – 90° к западу от меридиана полдень-полночь (или в часах 09 – 12 MLT) интенсивность КТ пониженная, а на других азимутах повышенная (см. рис. 36В и 36С).

В плазме КТ существуют турбулентные волны. Эти волны взаимодействуют с дрейфующими потоками протонов (ПП) (гирорезонансное взаимодействие волна-частица). При этом происходит изменение питчуглов частиц (ПП) вследствие питч-углового рассеяния (ПУР) ПП, высыпающихся в конус потерь.

Если плазма КТ имеет малую плотность, то интенсивность турбулентных волн слабая и происходит слабое изменение питч-углов ПП. В этом случае ПП с питч-углами около 90° не проникают глубоко в ионосферу, т.е. конус потерь становится анизотропным. При таком анизотропном питч-угловом распределении ПП в конусе потерь, в нижнюю ионосферу проникает ПП малой интенсивности (вследствие отсутствия ПП с питч-углами около 90°) и поглощение имеет малую величину. Если плазма КТ имеет большую плотность, то происходит сильное питч-угловое рассеяние ПП с любыми питч-углами. В результате конус потерь становится изотропным, в нижнюю ионосферу проникает большой ПП и поглощение имеет большую величину. Т.о. азимутальное изменение интенсивности КТ, может вызвать суточную вариацию ПУР ПП в конусе потерь и суточную вариацию поглощения, т.е. эффект ПВ.

Данные на рис. 2 показывают, что эффект ПВв проявился во время ГБ (19 – 20 сентября 1977г.) примерно в середине главной фазы (ГБгф) при Dst ∞ –60nT. Согласно расчётным данным (проведённым для ГБ – 11.04.1997 г. [3]) (рис. 3) величина Dst ∞ –60nT соответствует состоянию плазмы КТ (при ГБ 1997г.) между тем, что представлено на рис. 36В и на рис. 36С, а именно пониженным значениям давления плазмы КТ. Следовательно возможный реальный КТ (20 сентября 1977г.) асимметричен и имеет пониженную интенсивность на азимуте около 45° к западу от оси полдень-полночь (или в часах около 10 – 11 МLТ). Поэтому можно предположить, что момент минимума эффекта ПВв (около 11 МLТ 20 сентября см. рис. 2) обусловлен анизотропным ПП. Тогда как за временными границами эффекта ПВ интенсивность плазмы КТ имеет повышенные значения (вне азимута 0 – 90°) и поглощение обусловлено ПП с изотропным питч-угловым распределением. Поэтому 20 сентября 1977г. эффект ПВв зависит не только СВЖГО, но и суточной вариации питч-углового рассеяния (СВПУР).

Т.о. анализ показывает, что эффект ПВн обусловлен процессом СВЖГО, а эффект ПВв – как процессом СВЖГО, так и СВПУР, при этом, учитывая существенное различие характеристик ПВв и ПВн, основную роль в появлении ПВв играет процесс СВПУР.

Заключение

(1) Рассмотрены примеры регистрации ПВ при низком и высоком уровне ГА (в период ГБгф) (соответственно ПВн и ПВв) и описаны особенности проявления ПВв (во время ГБгф) по сравнению с проявлением ПВн (при низком уровне ГА).

(2) Проявление ПВн обусловлено процессом суточной вариации жёсткости геомагнитного обрезания (СВЖГО).

(3) Особенности проявления ПВв объяснены как результат развития асимметричного КТ во время ГБгф, который приводит к развитию суточной вариации питч-углового рассеяния (СВПУР) потоков протонов в конусе потерь.

(4) В целом эффект ПВв обусловлен как процессом суточной вариации жёсткости геомагнитного обрезания (СВЖГО), так и процессом суточной вариации питч-углового рассеяния (СВПУР), возникающим вследствие развития асимметричного КТв период ГБгф, при этом основную роль играет процесс СВПУР.

Литература

1. Leinbach H., Midday recoveries of polar cap absorption. J. Geophys. Res., v. 72, p. 5473, 1967.

2. Williams D.J., Heuring F.T. Strong Pitch Angle Diffusion and Magnetospheric Solar Protons. J. Geophys. Res., v. 78, n. 1, 1973.

3. Ebihara Y., Ejiri M. Numerical Simulation of the Ring current Space Science Reviews. v. 105, p. 377, 2003.



DOI: 10.51981/2588-0039.2023.46.036

ИССЛЕДОВАНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ СВЕЧЕНИЯ АТМОСФЕРЫ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ДАННЫХ ИРКУТСКОГО РАДАРА НЕКОГЕРЕНТНОГО РАССЕЯНИЯ И ИНТЕРФЕРОМЕТРОВ ФАБРИ-ПЕРО

А.Д. Шелков, Р.В. Васильев, М.Ф. Артамонов

Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия E-mails: alshel@iszf.irk.ru; roman vasilyev@iszf.irk.ru; artamonov.maksim@mail.iszf.irk.ru

Аннотация

На сегодняшний день в Восточной Сибири методы изучения заряженной компоненты верхней атмосферы достаточно развиты. Однако, все еще немного инструментов для изучения нейтральной компоненты. С 2016 года, в геофизической обсерватории «Торы» ведется наблюдение нейтральной компоненты с помощью интерферометров Фабри-Перо КЕО Arinae. Они могут измерять температуру и скорость воздуха на высоте 250 км путем анализа спектральных параметров свечения с длиной волны 6300 Å. Получаемые таким образом данные могут говорить и о количестве излучения, но для этого необходимо провести фотометрическую калибровку интерферометров. Возбужденные атомы кислорода $O({}^{1}D)$ спонтанно излучают фотоны с длиной волны 6300 Å. Так как известна цепочка реакций, приводящая к рождению атомов $O({}^{1}D)$, можно вывести соотношение между концентрациями атомов кислорода и электронов с использованием данных Иркутского радара некогерентного рассеяния. Полученную модель интенсивности свечения красной линии кислорода можно сравнить с откликом ИФП.

Получены модельные распределения яркости по времени с использованием данных ИФП и ИРНР, а также моделей IRI и MSIS. Получены соотношения модельных яркостей и отклика интерферометра, коэффициент корреляции составил от 0,731 до 0,769 для случая плоского излучающего слоя и слоя толщиной 50 км. Полученная корреляция показывает, что использование модельных яркостей для фотометрической калибровки интерферометров Фабри-Перо оправдано.

В рамках работы было проведено численное моделирование свечения атмосферы на длине волны 6300 Ангстрем с использованием моделей IRI и MSIS, а также данных Иркутского радара некогерентного рассеяния. Моделирование является одним из этапов фотометрической калибровки интерферометров Фабри-Перо (ИФП) КЕО Arinae, расположенных в ГФО Торы (51,07° с. ш., 103,07° в. д.). ИФП позволяют определить температуру и циркуляцию нейтральной компоненты верхней атмосферы, что, в комбинации с радиотехническими методами, дает комплексную картину атмосферы в динамике и статике. С помощью оптических приборов возможно также определять и концентрацию нейтральной компоненты, но для этого нужна калибровка.

Отправной точкой для создания модели свечения атмосферы стала высокая корреляция между измеряемой Иркутским радаром некогерентного рассеяния (ИРНР) электронной концентрацией на высоте 250 км и наблюдаемой интенсивностью свечения на длине волны 6300 Å (рис. 1).

Свечение красной линии атомарного кислорода на этой длине волны происходит в слое высотой 200-300 км с максимумом на высоте 250 км. Возбужденные атомы кислорода $O({}^{1}D)$ излучают фотоны с длиной волны 6300 Å при переходе в невозбужденное состояние $O({}^{3}P)$. Увеличение количества возбужденных атомов происходит в основном тремя способами:

- диссоциативная рекомбинация ионизированных молекул кислорода $e + O_2^+ \rightarrow O({}^3P) + O({}^1D);$
- столкновение с тепловыми электронами $e_t + O({}^{3}P) \rightarrow e_t + O({}^{1}D);$
- столкновение с фотоэлектронами $e_{ph} + O({}^{3}P) \rightarrow e_{ph} + O({}^{1}D)$.

Как видно, во всех них участвуют электроны.



Рисунок 1. Корреляция между электронной концентрацией на высоте 250 ± 25 км (синяя линия) и интенсивностью свечения 6300 Å (красные точки).

Объемная светимость атмосферы на длине волны 6300 Å может быть описана как:

$$V_{6300} = \frac{0.76\beta_1 k_1[0^+][0_2]}{1 + (k_3[N_2] + k_4[0_2] + k_5[e])/A_{1D}},$$

где k_1, k_3, k_4, k_5 – коэффициенты частоты реакций в $\frac{cM^3}{c}$, A_{1D} – коэффициент переноса, β_1 – выход $O({}^1D)$ из реакции диссоциативной рекомбинации [1]. Значения констант были взяты из [1-5]. Концентрации компонентов реакций были взяты из данных ИРНР и ИФП, а также из моделей IRI и MSIS с некоторыми допущениями. Температуры ионов кислорода O^+ , молекул азота N_2 и кислорода O_2 брались равными. Ионы кислорода на высотах порядка 250 км составляют от 80 до 95% всех ионов (рис. 2), поэтому, можно использовать электронную концентрацию для определения концентрации иона O^+ . Полученные соотношения между смоделированными яркостями атмосферы на длине волны 6300 Å и измеренными ИФП представлены на рисунке 3. Малые поверхностные яркости объясняются тем, что использовался тонкий излучающий слой. Из-за различия модельных электронных температур и измеренных ИРНР наблюдается разный наклон линий тренда с использованием радарных данных и без.



Рисунок 2. Доля ионов атомарного кислорода O^+ (сверху), молекулярного кислорода O_2^+ (по центру) и оксида азота NO^+ согласно модели IRI-2016.





Рисунок 3. Отношение смоделированных яркостей 6300 Å к измеренным интерферометрами Фабри-Перо. Разными цветами помечены модели с использованием исходных параметров из разных источников.



Рисунок 4. Модельное распределение количества электронов с высотой (красным) и измеренное ИРНР (синим).



Рисунок 5. Отношение модельной поверхностной яркости 6300 Å и измеренной интенсивности 6300 Å ИФП.

Излучающий слой $O({}^{1}D)$ нельзя назвать тонким (толщина порядка десятков километров). Для учета этого брался интеграл по высоте от распределения количества электронов по высоте. Распределение электронов было взято гауссовым с максимумом на высоте 250 км и шириной 50 км (рис. 4). Полученное соотношение измеренной интенсивности свечения красной линии кислорода и смоделированной объемной плотности излучения показано на рисунке 5. Коэффициент Пирсона составил 0,731, что говорит о высокой корреляции модельных и наблюдаемых данных Выявлена высокая корреляция между модельной поверхностной яркостью и измеренной интерферометрами Фабри-Перо интенсивностью свечения (коэффициент Пирсона 0,731).

Полученные результаты говорят, что моделирование яркости свечения атмосферы на длине волны 6300 Å с использованием данных Иркутского радара некогерентного рассеяния может быть использовано для фотометрической калибровки интерферометров Фабри-Перо.

Список использованных источников:

- 1. Link, R., and L. Cogger, A Reexamination of the *OI* 6300-Angstrom Nightglow, J. Geophys. Res., 93(A9), 9883-9892, 1988.
- 2. Chen A., R. Johnsen, and M.A. Biondi, Measurements of the $0^+ + N_2$ and $0^+ + O_2$ reaction rates from 300 to 900 K, J. Chem. Phys., 69(6), 2688-2691), 1978.
- 3. Streit, G.E., C.J. Howard, A.L. Schmeltekopf, J.A. Davidson, and H.I. Schiff, Temperature dependence of $O({}^{1}D)$ rate constants for reactions with O_2 , N_2 , CO_2 , O_3 and H_2O , J. Chem. Phys., 65, 4761, 1976.
- 4. Berrington, K.A., and P.G. Burke, Effective collision strengths for forbidden transitions in e N and e O scattering, Planet. Space Sci., 29, 377, 1981.
- 5. Kernahan, J.H., and P.H.-L. Pang, Experimental determination of absolute A coefficients for 'forbidden' atomic oxygen lines, Can. J. Phys., 53, 455, 1975.



Polar Geophysical Institute

DOI: 10.51981/2588-0039.2023.46.037

THE STUDY OF KINETICS OF MOLECULAR NITROGEN IN THE STRATOSPHERE OF TITAN DURING PRECIPITATION OF GALACTIC COSMIC RAYS

A.S. Kirillov¹, R. Werner², V. Guineva²

¹Polar Geophysical Institute, Apatity, Murmansk region, Russia ²Space Research and Technology Institute of Bulgarian Academy of Sciences, Stara Zagora, Bulgaria

Abstract. We study the electronic kinetics of molecular nitrogen in the stratosphere of Titan during precipitation of galactic cosmic rays. The composition of Titan's atmosphere at the altitudes is considered as the mixture of N₂-CH₄-H₂-CO gases with admixtures of hydrocarbons. Special attention is paid to the investigation of the role of inelastic molecular collisions in the redistribution of the excitation energy between different molecular degrees of freedom. The inelastic intramolecular and intermolecular electron energy transfers during molecular collisions are taken into account in the calculation of vibrational populations of electronically excited states of N₂ at the altitudes of the stratosphere. The important role of electronically excited molecular nitrogen in the production of CH₃ radicals and H atoms is discussed.

1. Introduction

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. The radiation is the main mechanism of ionization and dissociation processes in the middle and lower atmosphere of Titan (*Molina-Cuberos et al.*, 1999). Galactic cosmic rays are the source of ionization of the atmosphere at lower altitudes and produce fluxes of secondary electrons in the ionization processes. *Kirillov et al.* (2023) have considered the excitation of triplet electronically excited states of molecular nitrogen by produced secondary electrons at the altitudes of the Titan's middle atmosphere and the influence of electronically excited N₂ on the production of C₂H and C₂H₃ radicals during inelastic collisions with C₂H₂ and C₂H₄ molecules.

Kirillov et al. (2017) and *Kirillov* (2020) have considered the processes of energy transfer from metastable molecular nitrogen $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ to carbon monoxide in the atmospheres of Titan, Triton, and Pluto (as a mixture of N_2 –CH₄–CO gases). It was shown numerically for the first time that the contribution of $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ to the formation of electronically excited carbon monoxide CO($a^3\Pi$) increases significantly with increasing density in the atmospheres of Titan, Triton, and Pluto, and becomes predominant for the lower vibrational levels of CO($a^3\Pi$). Therefore there is very important role of electronically excited N_2 on the electronic kinetics of minor component CO and on chemical kinetics in the upper and middle atmosphere of Titan.

Main aim of the paper is the study of electronic kinetics of N_2 triplet and singlet states in the Titan's middle atmosphere (the mixture N_2 -CH₄-H₂-CO) during the precipitation of cosmic rays taking into account molecular collision processes at these altitudes. Also we will show the influence of the inelastic collisions of electronically excited N_2 molecules with methane molecules on the production of H atoms and CH₃ radicals.

2. The production and quenching mechanisms of N₂ triplet and singlet states

We consider here the excitation of five triplet electronic states

$$e + N_2(X^1\Sigma_g^+, v=0) \rightarrow N_2(A^3\Sigma_u^+, v'=0-29) + e$$
 (1a)

$$\rightarrow N_2(B^3\Pi_g, \nu'=0-12) + e$$
 (1b)

$$\rightarrow N_2(W^3\Delta_{u,v}=0-21) + e \tag{1c}$$

$$\rightarrow N_2(B'^3\Sigma_u, \nu'=0.15) + e$$
 (1d)

$$\rightarrow N_2(C^3\Pi_u, \nu'=0.4) + e$$
 (1e)

and the excitation of three singlet electronic states of molecular nitrogen

$$e + N_2(X^1\Sigma_g^+, \nu=0) \to N_2(a'^1\Sigma_u^-, \nu'=0-17) + e$$
(2a)

$$\rightarrow N_2(a^1\Pi_g, \nu'=0.6) + e \tag{2b}$$

$$\rightarrow N_2(w^1\Delta_u, v'=0-13) + e \tag{2c}$$

in the collisions of N₂(X¹ Σ_g^+ , ν =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 ν' of the states $Y=A^3\Sigma_u^+$, $B^3\Pi_g$, $W^3\Delta_u$, $B'^3\Sigma_u^-$, $C^3\Pi_u$ and $Y=a'^1\Sigma_u^-$, $a^1\Pi_g$, $w^1\Delta_u$ is proportional to the Franck-Condon factor $q_{0\nu}^{XY}$ of the transition $X^1\Sigma_g^+$, $\nu=0 \rightarrow Y$, ν' . The scheme of vibrational levels of triplet and singlet states of molecular nitrogen is presented in Figure 1.

The electronically excited triplet nitrogen molecules radiate the bands of Vegard-Kaplan (VK), First Positive (1PG), Wu-Benesch (WB), Infrared Afterglow (IRAG), Second Positive (2PG) systems:

$$\begin{split} & N_2(A^3\Sigma_u^+, v') \to N_2(X^1\Sigma_g^+, v'') + hv_{VK}, & (3a) \\ & N_2(B^3\Pi_g, v') \leftrightarrow N_2(A^3\Sigma_u^+, v'') + hv_{1PG}, & (3b) \\ & N_2(W^3\Delta_u, v') \leftrightarrow N_2(B^3\Pi_g, v'') + hv_{WB}, & (3c) \\ & N_2(B^{\prime3}\Sigma_u^-, v') \leftrightarrow N_2(B^3\Pi_g, v'') + hv_{IRAG}, & (3d) \end{split}$$

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

Einstein coefficients for the radiational transitions (3a-3e) are taken according to (*Gilmore et al.*, 1992) in this paper. The electronically excited singlet nitrogen molecules radiate the bands of Ogawa-Tanaka-Wilkinson-Mulliken (OTWM), Lyman-Birge-Hopfield (LBH) and MacFarlane (MF) systems:

$$N_{2}(a'^{1}\Sigma_{u}^{-}, v') \to N_{2}(X^{1}\Sigma_{g}^{+}, v'') + hv_{OTWM}, \qquad (4a)$$

$$N_{2}(a^{\dagger}\Pi_{g},v') \rightarrow N_{2}(X^{\dagger}\Sigma_{g}^{+},v'') + hv_{LBH},$$

$$N_{2}(a^{\dagger}\Pi_{g},v') \leftrightarrow N_{2}(a^{\prime}^{\dagger}\Sigma_{g}^{-},v'') + hv_{AE}$$

$$(4b)$$

$$(4c)$$

$$N_2(a^{\dagger}\Pi_{g},\nu') \leftrightarrow N_2(w^{\dagger}\Delta_u,\nu'') + h\nu_{MF}.$$
(4d)

Einstein coefficients and radiational lifetimes for the radiational transitions (4a) and (4b-4d) are taken according to (*Casassa and Golde*, 1979) and (*Gilmore et al.*, 1992), respectively.



Figure1. The scheme of vibrational levels of N2 triplet and singlet states.

Moreover, for conditions of high pressure at the altitudes of the lower and middle Titan's atmosphere it is necessary to include processes of the electronic quenching of all triplet and singlet states in molecular collisions. In the case of the triplet states of molecular nitrogen we consider the following intramolecular processes:

$$N_2(Y,\nu') + N_2 \to N_2(B^3\Pi_g,\nu'') + N_2$$
, (5a)

$$N_2(B^3\Pi_g, \nu') + N_2 \rightarrow N_2(Y; \nu'') + N_2$$
 (5b)

with $Y = A^3 \Sigma_u^+$, $W^3 \Delta_u$, $B'^3 \Sigma_u^-$ and intermolecular processes:

$$N_{2}(Y,v') + N_{2}(X^{1}\Sigma_{g}^{+},v=0) \to N_{2}(X^{1}\Sigma_{g}^{+},v^{*}\geq 0) + N_{2}(Z,B^{3}\Pi_{g};v''),$$
(6a)

$$N_{2}(B^{3}\Pi_{g},\nu') + N_{2}(X^{1}\Sigma_{g}^{+},\nu=0) \to N_{2}(X^{1}\Sigma_{g}^{+},\nu^{*}\geq 0) + N_{2}(Z,B^{3}\Pi_{g};\nu'').$$
(6b)

$$N_{2}(C^{3}\Pi_{u},\nu') + N_{2}(X^{1}\Sigma_{g}^{+},\nu=0) \to N_{2}(X^{1}\Sigma_{g}^{+},\nu^{*}\geq 0) + N_{2}(Z,B^{3}\Pi_{g},C^{3}\Pi_{u};\nu'')$$
(6c)

with *Y* and $Z = A^3 \Sigma_u^+$, $W^3 \Delta_u$, $B'^3 \Sigma_u^-$ for the inelastic collisions with N₂ molecules (*Kirillov*, 2023). In the case of the singlet states of molecular nitrogen we consider the following intramolecular processes:

$$N_2(Y, v') + N_2 \to N_2(a^1 \Pi_g, v'') + N_2$$
, (7a)

$$N_2(a^1\Pi_g, v') + N_2 \to N_2(Y; v'') + N_2$$
 (7b)

with $Y = a'^{1}\Sigma_{u}^{-}$, $w^{1}\Delta_{u}$ and intermolecular processes:

174

$$N_{2}(Y,\nu') + N_{2}(X^{1}\Sigma_{g}^{+},\nu=0) \to N_{2}(X^{1}\Sigma_{g}^{+},\nu^{*}\geq 0) + N_{2}(Z,a^{1}\Pi_{g};\nu''), \qquad (8a)$$

$$N_{2}(a^{1}\Pi_{g},v') + N_{2}(X^{1}\Sigma_{g}^{+},v=0) \to N_{2}(X^{1}\Sigma_{g}^{+},v^{*}\geq 0) + N_{2}(Z,a^{1}\Pi_{g};v'') .$$
(8b)

with Y and $Z = a'^{1}\Sigma_{u}^{-}$, $w'^{1}\Delta_{u}$ for the inelastic collisions with N₂ molecules. The quenching rate coefficients for the processes (5a,5b,6a-6c) and (7a,7b,8a,8b) have been calculated by *Kirillov* (2016, 2019) and by *Kirillov* (2011a, 2011b), respectively. We apply here the calculated constants in those papers.

Also at the altitudes of the lower and middle Titan's atmosphere it is necessary to take into account molecular collisions with CH₄ molecules. The interaction

$$N_{2}(A^{3}\Sigma_{u}^{+},\nu'=1-6) + CH_{4} \rightarrow N_{2}(A^{3}\Sigma_{u}^{+},\nu''=\nu'-1) + CH_{4}$$
(9a)

is the dominating mechanism of the inelastic interaction for vibrational levels v > 0 (*Kirillov et al.*, 2023). The electronic quenching by CH₄ with the transfer of the excitation energy on the methane molecule with the dissociation (*Sharipov et al.*, 2016)

$$N_2(A^3\Sigma_u^+,\nu=0) + CH_4 \rightarrow N_2(X^1\Sigma_g^+,\nu'') + CH_3 + H, \text{ products}$$
(9b)

is considered here as the quenching mechanism for vibrational level $\nu'=0$.

Piper (1992) has studied the quenching of $N_2(B^3\Pi_g, \nu'=1-12)$ by CH₄ molecules. Therefore we suggest for the quenching

$$N_2(B^3\Pi_g, \nu') + CH_4 \to N_2(X^1\Sigma_g^+, \nu'') + CH_3 + H, \text{ products}$$
(10)

with an averaged rate constant $k_{10}=2.8 \cdot 10^{-10}$ cm³s⁻¹ for all $\nu'=1-12$ vibrational levels of the B³ Π_g state and the energy transfer process (10) can cause the excitation of repulsive states of CH₄ with the dissociation of methane molecules. The same is suggested for the inelastic collisions:

$$N_2(Y,v') + CH_4 \rightarrow N_2^* + CH_3 + H, \text{ products}$$

$$\tag{11}$$

where $Y = W^3 \Delta_u (\nu'=1-21)$, $B^{\prime 3} \Sigma_u^{-} (\nu'=0-15)$, $C^3 \Pi_u (\nu'=0-4)$; N_2^* means electronically and vibrationally excited nitrogen molecules and $k_{11}=k_{10}$. The quenching rate coefficients $k_{10}=k_{11}=2.0\cdot10^{-11}$ cm³s⁻¹ of the processes (10) and (11) for the N₂(B³ \Pi_g, \nu'=0) and N₂(W³ \Delta_u, \nu'=0) states are taken according to *Umemoto* (2003).

Piper (1987) and *Umemoto et al.* (2002) have studied the quenching of N₂($a'^{1}\Sigma_{u}, v'=0$) by CH₄ molecules. Both results of measured rate constant showed good agreement, therefore we suggest to take $k_{12}=2.9\cdot10^{-10}$ cm³s⁻¹ according to (*Umemoto et al.*, 2002) for the collisions of "ungerade" electronically excited states

$$N_2(a^{\prime}\Sigma_u^-, w^1\Delta_u, v \ge 0) + CH_4 \rightarrow N_2(X^1\Sigma_g^+, v^{\prime\prime}) + CH_3 + H, \text{ products.}$$
(12)

Marinelli et al. (1989) have studied the quenching of N₂($a^{1}\Pi_{g}$,v'=0) by CH₄ molecules. We suggest to take $k_{13}=5.2\cdot10^{-10}$ cm³s⁻¹ according to (*Marinelli et al.*, 1989) for the collisions

$$N_2(a^1\Pi_g, \nu \ge 0) + CH_4 \rightarrow N_2(X^1\Sigma_g^+, \nu'') + CH_3 + H, \text{ products.}$$
(13)

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

$$N_{2}(A^{3}\Sigma_{u}^{+},v') + CO(X^{1}\Sigma_{+}^{+},v=0) \to N_{2}(X^{1}\Sigma_{g}^{+},v^{*}\geq 0) + CO(a^{3}\Pi,v'')$$
(14)

with the rate coefficient according to (*Kirillov*, 2016; *Kirillov et al.*, 2017). We neglect collisions with hydrogen molecules because the concentrations [H₂] are much less than [CH₄] (*Bezard et al.*, 2014; *Vuitton et al.*, 2019) and the quenching rate coefficients for most N₂ states are of the order of gas-kinetic values. The collisions of N₂($A^{3}\Sigma_{u}^{+}$) and H₂ have very small values of the quenching rate coefficients (*Herron*, 1999). Therefore we take into account only the collisions (14) 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 N₂, CH₄, H₂ and CO (*Bezard et al.*, 2014; *Vuitton et al.*, 2019), in the first approximation we can be consider the collisional part of electronic kinetics of N₂ molecules in the frames of N₂^{*}-N₂, N₂^{*}-CH₄, N₂^{*}-CO collisions, where N₂^{*} means electronically excited nitrogen molecules.

3. Vibrational populations of electronically excited N2 in the Titan's middle atmosphere

To calculate vibrational populations N of the $A^{3}\Sigma_{u}^{+}$, $B^{3}\Pi_{g}$, $W^{3}\Delta_{u}$, $B^{3}\Sigma_{u}^{-}$, $C^{3}\Pi_{u}$ triplet states we apply the equations from (*Kirillov et al.*, 2023). To calculate vibrational populations N of the $a^{\prime 1}\Sigma_{u}^{-}$, $a^{1}\Pi_{g}$, $w^{1}\Delta_{u}$ singlet states we apply the following equations

The study of kinetics of molecular nitrogen in the stratosphere of Titan during precipitation of galactic cosmic rays

where $Y = a'^{1}\Sigma_{u}^{-}$, $w^{1}\Delta_{u}$; Q^{Y} , Q^{a} are production rates of the Y-th, $a^{1}\Pi_{g}$ states, respectively; A are spontaneous radiational probabilities for the transitions (4a-4d); k^{*} and k^{**} mean the constants of intramolecular and intermolecular electron energy transfer processes, respectively; $A^{*}_{\nu \nu}$ is equal to radiational probability for Ogawa-Tanaka-Wilkinson-Mulliken bands in the case of the $a'^{1}\Sigma_{u}^{-}$ state (*Casassa and Golde*, 1979) and $A^{*}_{\nu \nu} = 0$ for the $w^{1}\Delta_{u}$ state.

We assume in our calculations that methane and carbon monoxide concentrations are related with N₂ 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 N₂ ion production rates according to Fig.18 by *Vuitton et al.* (2019) in our calculations.

The ionization rate I(h) (cm⁻³s⁻¹) at a given altitude h of the Titan's atmosphere can be expressed as

$$I(h) = \frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial E}{\partial x}(h) \tag{16}$$

where ∂E is the mean energy loss in the atmospheric layer ∂x at depth x (g·cm⁻²), $\varepsilon_{N2}^{ion} = 37$ eV is the average energy necessary for the production of an ion pair in pure nitrogen (*Fox et al.*, 2008). The method of degradation spectra (*Fox and Victor*, 1988) was applied in the calculation of average energies ε necessary for the excitation of N₂ triplet states by produced energetic secondary electrons in pure nitrogen in the processes (1a-1e).

4. The calculated contribution rates of electronically excited N₂ in the production of CH₃ radicals

We will consider here the influence of the interaction of electronically excited nitrogen molecules with methane molecules on the dissociation of the target molecules and the production of the CH₃ 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

$$\left(\frac{\partial E}{\partial x}\right)_{MAC}(h) = \frac{\partial E}{\partial x}(h) \cdot \frac{[MAC](h)}{[N_2](h)},\tag{17}$$

where [MAC] and $[N_2]$ are concentrations of minor atmospheric component and molecular nitrogen.

The results of the calculations of CH₃ and H production rates at the altitudes 50-250 km are shown in Figure 2. Contributions of the $A^{3}\Sigma_{u}^{+}$, $B^{3}\Pi_{g}$, $W^{3}\Delta_{u}$, $B^{13}\Sigma_{u}^{-}$, $C^{3}\Pi_{u}$ triplet states and the singlet $a^{11}\Sigma_{u}^{-}$, $a^{1}\Pi_{g}$, $w^{1}\Delta_{u}$ states in inelastic molecular collisions (9b, 10-13) and the contribution of direct production by energetic secondary electrons

$$e + CH_4 \rightarrow CH_3 + H + e \tag{18}$$

according to (*Vuitton et al.*, 2019, Fig.18) are presented in Figure 2. The yield for the production of H atom and CH₃ radical for the collisions of $N_2(a'^{1}\Sigma_u, v=0)$ metastable nitrogen with CH₄ molecule was determined to be 0.7±0.2 by *Umemoto et al.* (2002). We have taken the value *f*=0.7 for the production yield of CH₃+H in the reactions (9b, 10-13).

To estimate the average energy necessary for dissociation of methane molecules we can use the averaged energy for production of an ion pair in methane $\varepsilon_{CH4}^{ion}=31$ eV (*Fox et al.*, 2008). We apply the relation $\sigma^{diss}/\sigma^{ion} \sim 1.1$ from the data

for the electron energy E=100 eV by *Erwin and Kunc* (2008), therefore we suggest $\mathcal{E}_{CH4}^{diss}=28 \text{ eV}$ in our calculations.

If to suggest in the calculations that the production of CH_3 radical and H atom is the main exit in the dissociation process (18) so we receive good agreement with the profile by *Vuitton et al.* (2019) presented in Figure 2. In fact the authors of (*Erwin and Kunc*, 2008) have shown that other production channels are significant in the inelastic interaction of high-energetic electrons and methane molecules, so we consider the calculated production rate of the process (18) as an upper limit.

A.S. Kirillov et al.



Figure 2. The calculated CH₃ and H production rates at the altitudes 50-250 km. Left panel: contributions of the $A^{3}\Sigma_{u}^{+}$, $B^{3}\Pi_{g}$, $W^{3}\Delta_{u}$, $B'^{3}\Sigma_{u}^{-}$, $C^{3}\Pi_{u}$ states are shown as red, blue lines, circles, triangles and brown line, respectively; the sum of the contributions is black line. Right panel: contributions of the $a'^{1}\Sigma_{u}^{-}$, $a^{1}\Pi_{g}$, $w^{1}\Delta_{u}$ states are shown as orange, green lines, squares, respectively; the sum of the contributions is black line. The production in the process (18) according to *Vuitton et al.* (2019) is dashed line in left and right panels.

We see very important role of the considered processes (9b, 10-13) in the production of H atom and CH₃ radical at all considered altitudes from 50 km to 250 km of the Titan's middle atmosphere. The contributions of N₂ triplet and singlet states exceed the contribution of the process (18) according to (*Vuitton et al.*, 2019) at the maximum of N₂ ion production at the altitude $h\sim70$ km by 16 and 6 times, respectively. Nevertheless, it must be emphasized that in the our calculations we have applied the results by *Umemoto et al.* (2002) for the N₂(a'¹Σ_u⁻, v=0) molecule to other triplet and singlet states assuming the transition of the CH₄ molecule in an excited repulsive state followed by the dissociation of the target molecule.

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 and $a^{\prime 1}\Sigma_{u}^{-}$, $a^{1}\Pi_{g}$, $w^{1}\Delta_{u}$ singlet states of N₂ 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 N₂, CH₄, CO molecules are taken into account in the calculations. The interaction of electronically excited N₂ molecules with methane molecules in the Titan's middle atmosphere at the altitudes of 50-250 km is studied. The calculations indicate very important role of the considered processes (9b, 10-13) in the production of H atom and CH₃ radical at all considered altitudes from 50 km to 250 km of the Titan's middle atmosphere. The contributions of N₂ triplet and singlet states exceed the contribution of the process (18) according to (*Vuitton et al.*, 2019) at the maximum of N₂ ion production at the altitude $h \sim 70$ km by 16 and 6 times, respectively.

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, p.158-189, Chapter 5.
- Casassa M.P., Golde M.F., 1979. Vacuum UV emission by electronically-excited N₂: The radiative lifetime of the N₂(a'¹Σ_u⁻) state. // Chem. Phys. Lett., v.60, p.281-285.
- Erwin D.A., Kunc J.A., 2008. Dissociation and ionization of the methane molecule by nonrelativistic electrons including the near threshold region. // J. Appl. Phys., v.103, 064906.

Fox J.L., Victor G.A., 1988. Electron energy deposition in N₂ gas. // Planet. Space Sci., v.36, p.329-352.

- Fox J.L., Galand M.I., Johnson R.E., 2008. Energy deposition in planetary atmospheres by charged particles and solar photons. // Space Sci. Rev., v.139, p.3-62.
- Gilmore F.R., Laher R.R., Espy P.J., 1992. Franck-Condon factors, r-centroids, electronic transition moments, and Einstein coefficients for many nitrogen and oxygen band systems. // J. Phys. Chem. Ref. Data, v.21, p.1005-1107.
- Herron J.T., 1999. Evaluated chemical kinetics data for reactions of N(²D), N(²P), and N₂(A³Σ_u⁺) in the gas phase. // J. Phys. Chem. Ref. Data, v.28, p.1453-1483.
- Kirillov A.S., 2011a. Excitation and quenching of ultraviolet nitrogen bands in the mixture of N₂ and O₂ molecules. // J. Quan. Spec. Rad. Tran., v.112, p.2164-2174.
- Kirillov A.S., 2011b. Calculation of the quenching rate constants for electronically excited singlet molecular nitrogen. // Tech. Phys., v.56, p.1731-1736.

- Kirillov A.S., 2016. Intermolecular electron energy transfer processes in the collisions of N₂(A³Σ_u⁺, v=0-10) with CO and N₂ molecules. // Chem. Phys. Lett., v.643, p.131-136.
- Kirillov A.S., 2019. Intermolecular electron energy transfer processes in the quenching of $N_2(C^3\Pi_u, v=0-4)$ by collisions with N_2 molecules. // Chem. Phys. Lett., v.715, p.263-267.
- Kirillov A.S., 2020. Study of the kinetics of metastable molecular nitrogen in the atmospheres of the Earth, Triton, Titan, and Pluto. // Solar Sys. Res., v.54, p.28-33.
- Kirillov A.S., Werner R., Guineva V., 2017. The influence of metastable molecular nitrogen $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ on the electronic kinetics of CO molecules. // Chem. Phys. Lett., v.685, p.95-102.
- Kirillov A.S., Werner R., Guineva V., 2023. Studying the electron kinetics of molecular nitrogen in the middle atmosphere of Titan during the precipitation of cosmic rays. // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics, v.87, No.7, p.985-993.
- Marinelli W.J., Kessler W.J., Green B.D., Blumberg W.A.M., 1989. Quenching of N₂(a¹Π_g,v'=0) by N₂, O₂, CO, CO₂, CH₄, H₂, and Ar. // J. Chem. Phys., v.90, p.2167-2173.
- 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., 1987. Quenching rate coefficients for N₂(a'lΣ_u⁻). // J. Chem. Phys., v.87, p.1625-1629.
- 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.
- Umemoto H., Ozeki R., Ueda M., Oku M., 2002. Reactions of N₂(a'¹Σ_u⁻) with H₂, CH₄, and their isotopic variants: Rate constants and the production yields of H(D) atoms. // J. Chem. Phys., v.117, p.5654-5659.
- 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.



Polar Geophysical Institute

DOI: 10.51981/2588-0039.2023.46.038

THE MICROWAVE MONITORING THE VARIATIONS OF THE MESOSPHERIC OZONE (60 KM) IN WINTER 2022-2023 AT APATITY DURING SOLAR CYCLE 25

Y.Y. Kulikov¹, V.G. Ryskin¹, V.M. Demkin², V.B. Belakhovsky³, V.I. Demin³, A.S. Kirillov³, A.N. Losev³

¹Institute of Applied Physics, Nizhny Novgorod ²High School of Economy, Nizhny Novgorod ³Polar Geophysical Institute, Apatity

Abstract

We present data continuous series of microwave observations middle atmosphere ozone in winter 2022-2023 above Apatity (67N, 33E). Measurements were carried out with the help of mobile microwave ozonemeter (observation frequency 110.8 GHz). The instrument allows 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 minimal amplitude of the diurnal cycle mesospheric ozone (60 km) was registered in polar night $2022 - (1.06\pm0.02)$. The amplitude of a diurnal cycle represents of relation night to day ozone concentration (altitude 60 km).

Microwave ground-based equipment used in the experiment

Method ground-based microwave radiometry is based on measurements of thermal atmospheric radiation in vicinity the ozone line in the range of millimeter and submillimeter waves. Microwave observations are weakly dependent on weather conditions and the presence of atmospheric aerosols, and this is an advantage compared with observations in the optical and infrared wavelength ranges. In addition, the microwave ozone observations can run around the clock. In recent years it is managed to make a significant step forward towards the creation of a new generation of mobile microwave spectrometers. The device consists of an uncooled heterodyne receiver tuned to a fixed frequency 110836.04 MHz corresponding to a rotational transition of ozone molecules $6_{0,6} - 6_{1,5}$, and multichannel spectrum analyzer. In front of receiver is s module that includes an antenna (scalar horn) and a switch to calibrate accepted intensity of atmospheric ozone radiation. Information about the content of the ozone is contained in the measured radio emission spectrum of the middle atmosphere. The error of estimating the vertical distribution of ozone from the measured spectra by above described device does not exceed 10-15%. A detailed description of the spectrometer and the method of measuring ozone of the middle atmosphere in the millimeter wavelength range are given in [1, 2].

The results of observations and discussion

Microwave measurements of middle atmosphere ozone in Apatity were performed for winter season 2022 - 2023. It is necessary to note, that the given cycle of winter measurements were executed within the framework studies of variability of mid-atmospheric ozone in polar auroral latitudes during sudden stratospheric warming (SSW) and polar vortex. The previous microwave observations of mid-atmospheric ozone were performed for of 2017 - 2018, 2018 - 2019, and 2019 - 2020 winters [3].

These observations were executed during the minimal solar activity – 24-25 cycles. For a better understanding of the nature of ozone variations, it is necessary to have a data of temperature changes at attitudes of the middle atmosphere. Temperature changes indicate the influence of the polar vortex and SSW on the structure of the middle atmosphere. For this purpose, a height level of 10 hPa is usually chosen, at which remote airborne and ground-based can be compared with contact measurements. In Fig. 1, data for two winter seasons are given for temperature measurements at flights over Apatity by the MLS/Aura satellite instrument at a level of 10 hPa, which approximately corresponds to an altitude of 30 km. Changes of temperature for these seasons practically do not differ from each other. So the mean temperature from 26.11.2017 till 20.01.2018 had value (193.4 \pm 0.32) K, and from 07.12.2022 till 20.01.2023 had value (191.8 \pm 0.8) K. The maximal values of temperature for winter of 2017-2018 was achieved 16.02. (duration week), and for winter of 2022-2023 19.02. (duration three days). Thus, sudden stratospheric warming these winters has taken place in middle of February. Changes of thermal structure of a middle atmosphere at different high-altitude levels (from a bottom up to top) were completely unequal.

In Figure 2 of ozone density at altitude 60 km which were received from continuous microwave observations in December 25, 2019, 2021 and 2022 with temporal resolution 15 min are shown. In a figure quasi-periodic changes of 179
mesospheric ozone with one or two maxima during round the clock are shown. The variability mesospheric ozone (60 km) which, probably, are caused by planetary waves, lay in limits from $4 \cdot 10^{09}$ mol/cm³ up to $6 \cdot 10^{09}$ mol/cm³. Thus, variability of ozone within day made almost 50 %. The last winters 2017-2018 and 2018-2019 in December over the Kola Peninsula was inside the strong polar vortex. It is possible that this behavior of ozone at an altitude of 60 km is connected precisely with this phenomenon. So there is a strong variability of ozone during the day for December 28, 2017. The increase in the concentration of O₃ from noon to night was almost 100%, which significantly exceeds the amplitude of the diurnal variation. The ozone concentration at a minimum, when averaging from 11:48 to 13:32 Moscow time, was $(3.63\pm0.12)\cdot10^{09}$ mol/cm³, and at the maximum from 21:00 to 22:27 Moscow time was $(7.19\pm0.27)\cdot10^{09}$ mol.cm³. On this day, the geomagnetic situation was low activity. It follows from recent model calculations that solar proton events and precipitation of auroral electrons can cause polar ozone variability by 12 – 24% in the mesosphere and by 5 – 7% in the middle and upper stratosphere [6-8].



Figure 1. The time course of the temperature at the level 10 hPa above Apatity according to MLS/Aura for winter seasons: black solid thick line, November – March 2017 – 2018; red line, December – March 2022 – 2023.



Figure 2. Diurnal variations of mesospheric ozone density (60 km) from MM-measurements in December 25, 2019 (black line), 2021 (blue line) and 2022 (red line) during polar night. Besides in figure the ozone content in a middle atmosphere X_{03} (h \ge 22km) for the listed days is given.

Y.Y. Kulikov et al.

Table presents daily ozone variations at the altitude of 60 km over Apatity during the polar night from December 13, 2022 up to December 27, 2022. At 60 km, the ozone variability is controlled by both the photochemical processes that are determined by the sunrise and sunset and the dynamic processes that are with the sudden stratospheric warming and the polar vortex. How is it possible to distinguish an amplitude of diurnal ozone variations that are determined by photochemical processes. The authors propose to take the mean ozone values for the time intervals of 10:00 - 14:00 (noon) and 22 - 02:00 (midnight) and to consider the value of their ratio as the amplitude of diurnal variations. The least amplitude of a daily course mesospheric ozone was registered in December 2022 - $(6 \pm 2)\%$. The average amplitude of the daily variation for December 2017 is 23%, for December 2018 it is 26%, and for December 2019 it is 11% [3].

Table

Diurnal variations of mesospheric ozone concentration, (mol/cm³) on altitude 60 km during the December 2022

	10:00 - 14:00	22:00 - 02:00	
		(4.49±0.12)·10 ⁰⁹	
13.12.2022	$(4.77 \pm 0.17) \cdot 10^{09}$		
14.12.2022	$(4.16\pm0.10)\cdot10^{09}$		
	()	(4.78±0.15)·10 ⁰⁹	
15.12.2022	$(4.59\pm0.27)\cdot10^{09}$		
16.12.2022	$(4.30\pm0.10)\cdot10^{09}$	$(5.27\pm0.24)\cdot10^{09}$	
	($(4.51\pm0.12)\cdot10^{09}$	
19.12.2022	$(4.33\pm0.14)\cdot10^{09}$		
20.12.2022	$(3.67 \pm 0.15) \cdot 10^{09}$	$(4.00\pm0.11)\cdot10^{09}$	
24.12.2022	$(4.45\pm0.10)\cdot10^{09}$	(5.07)0.06) 1009	
25.12.2022	$(4.73 \pm 0.09) \cdot 10^{09}$	(3.07±0.06).10**	
		$(4.67 \pm 0.06) \cdot 10^{09}$	
26.12.2022	$(4.46 \pm 0.07) \cdot 10^{09}$	(4.52 ± 0.00) 10 ⁰⁹	
27.12.2022	(4.40±0.12)·10 ⁰⁹	(4.33±0.09)·10 ^m	
	(4.30.10.00) 1000		((+ 2)))/
average	(4.38±0.09)·10 ⁰⁹	$(4.00\pm0.13)\cdot10^{09}$	$(0 \pm 2)\%$

Conclusion

• The ground-based measurements over Apatity in several last winters revealed significant changes in mesospheric ozone registered during the period when the study region was within the polar vortex area and during the sudden stratospheric warming.

• The variability of mesospheric ozone (at altitude of 60 km), which occurs due to the photochemical processes, can be significantly lower than ozone variations caused by the atmospheric dynamics: the polar vortex or the SSW.

• The minimal amplitude of the diurnal cycle mesospheric ozone (60 km) was registered in polar night $2022 - (1.06 \pm 0.02)$.

Acknowledgments

The work was carried out within the framework of the state assignment of the Institute of Applied of the Russian Academy of Sciences (project FFUF -2021 - 0008).

References

- 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, pp. 218-221, 2007.
- 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. Geomagnetism and Aeronomy (Eng. Transl.), V. 37, pp. 385-391, 1997.
- Kulikov Y.Y., Andriyanov A.F., Demin V.I., Demkin V.M., Kirillov A.S., Ryskin V.G., Shishaev V.A. Long-term microwave observations of middle atmospheric ozone in Apatity during three winters. Geomagnetism and Aeronomy, V. 63, No. 5, pp. 608-619, 2023. doi: 10.1134/S001679322360056X
- Куликов Ю.Ю., Андриянов А.Ф., Демин В.И., Демкин В.М., Кириллов А.С., Рыскин В.Г. О природе переменности мезосферного озона в полярных широтах в зимние сезоны. XXVIII Всероссийская открытая научная конференция (Йошкар-Ола, 16-19 мая 2023 года). Сборник докладов. С. 420 – 423, 2023.
- Куликов Ю.Ю., Белаховский В.Б., Демин В.И., Демкин В.М., Кириллов А.С., Лосев А.В., Рыскин В.Г. Явления в полярном озоне средней атмосферы в феврале-марте 2023 года. Первая научная конференция имени профессора Михаила Игоревича Панасюка «Проблемы космофизики». Тезисы доклада. Дубна, 10 – 13 июля 2023.
- 6. Seppälä A., Clilverd M.A. Energetic particle forcing of the Northern Hemisphere winter stratosphere: Comparison to solar irradiance forcing. Frontier in Physics, V. 2, 2014. https://doi.org/10.3389/fphy.2014.00025
- Matthes K., Funke B., Andersson M.E. et al. Solar forcing for CMIP6 (v3.2). Geosci. Model Dev., V. 10, No. 6, pp. 2247–2302, 2017. https://doi.org/10.5194/gmd-10-2247-2017
- Lee J.-H., Jee G., Kwak Y.-S., Hwang H., Seppälä A., Song I.-S., Turunen E., Lee D.-Y. Polar middle atmospheric responses to medium energy electron (MME) precipitation using numerical model simulations. Atmosphere, V. 12, No. 2, ID. 133, 2021. https://doi.org/10.3390/atmos12020133



nstitute

DOI: 10.51981/2588-0039.2023.46.039

ИНФРАКРАСНОЕ СВЕЧЕНИЕ ОКИСИ АЗОТА В СРЕДНЕЙ АТМОСФЕРЕ ЗЕМЛИ ВО ВРЕМЯ GLE69

А.С. Кириллов¹, В.Б. Белаховский¹, Е.А. Маурчев², Ю.В. Балабин¹, А.В. Германенко¹, Б.Б. Гвоздевский¹

¹Полярный геофизический институт, Апатиты, Мурманская область ²Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН, Москва, Троицк

Аннотация

Релятивистские энергетические протоны обнаруживаются наземными нейтронными мониторами, размещенными в полярных областях. Использование данных сети нейтронных мониторов позволяет определять спектры высокоэнергичных протонов, выбрасываемых в атмосферу Земли во время Ground Level Enhancements (GLE). В настоящей работе рассмотрены механизмы образования колебательно-возбужденных молекул окиси азота NO на высотах средней атмосферы Земли при высыпании высокоэнергичных протонов. Расчеты сделаны для события GLE69 (20.01.2005). Основные результаты этих расчетов состоят в следующем. Проведен расчет колебательных заселенностей NO(X²П, ν=1-20) во время события GLE69 на высотах средней атмосферы, Показано, что химическая реакция метастабильного атомарного азота N(2D) с молекулярным кислородом О₂ является основным механизмом образования колебательно-возбужденных молекул окиси азота NO(X²П, v>0) и излучения 5.3 мкм и 2.7 мкм инфракрасных полос NO на высотах потери энергии высыпающихся протонов. Свечение данных инфракрасных полос происходит при спонтанных одноквантовых $\Delta v=1$ и двухквантовых $\Delta v=2$ переходах в колебательно-возбужденной молекуле NO(X²П,v>0). Рассчитанные интенсивности излучения 5.3 мкм сравниваются с экспериментальными данными прибора SABER TIMED, полученными во время GLE69 20 января 2005 г. Сравнение показывает, что рассчитанные интенсивности объемного излучения превышают экспериментальные значения.

1. Ввеление

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 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). В результате ядерных взаимодействий возникают каскады вторичных частиц различного сорта, условно эту реакцию можно выразить через формулу генерации частиц:

nucleon + air
$$\to$$
 p + n + π^{\pm} + π^{0} + k^{\pm} + k^{0} , (1)

где p – протоны; n – нейтроны; π^{\pm} , π^{0} – пионы; k^{\pm} , k^{0} – каоны.

Колебательно-возбужденные молекулы NO эффективно образуются на высотах верхней и средней атмосферы и могут играть очень важную роль в инфракрасном радиационном балансе атмосферы Земли (Lopez-Puertas and Taylor, 2001; Funke et al., 2012). Кроме того, нечетный азот эффективно образуется в верхних слоях атмосферы при авроральных высыпаниях и в средней атмосфере при высыпании высокоэнергетических протонов или при импульсных разрядах, связанных со спрайтовыми стримерами. Концентрации оксида азота могут повышаться, оказывая существенное влияние на химический и радиационный баланс полярной верхней и средней атмосферы. Sentman et al. (2008) и Gordillo-Vazques (2008) показали увеличение концентрации NO в средней атмосфере под воздействием спрайтов. Kockarts (1980), Caledonia and Kennealy (1982), Gordiets et al. (1982), Sharma et al. (1996), Kirillov and Aladjev (1998), Mlynczak et al. (2003), Winick et al. (2004), Campbell and Brunger (2007), Venkataramani et al. (2016), Bouziane et al. (2022) исследовали механизмы образования и гибели колебательно-возбужденных молекул NO как для спокойной атмосферы, так и для возмущенной высыпаниями высокоэнергетических частиц. Особое внимание в статьях было уделено инфракрасному излучению 5.3 мкм и 2.7 мкм молекул оксида азота, излучаемых при спонтанных переходах.

Инфракрасное свечение окиси азота в средней атмосфере Земли во время GLE69

где X²П — основное состояние молекулы оксида азота. В этих работах было показано, что интенсивность инфракрасного излучения в спектре атмосферы увеличивается при возмущении атмосферы высокоэнергетическими частицами.

2. Механизмы образования и потерь колебательно-возбужденного оксида азота в средней атмосфере при протонных высыпаниях

Колебательно-возбужденные молекулы NO эффективно излучают инфракрасные эмиссии на длинах волн 5.3 мкм и 2.7 мкм, и расчет интенсивностей инфракрасного излучения окиси азота в атмосфере требует знания основных механизмов образования NO(X²П,v>0) и квантовых выходов в реакциях образования различных колебательных уровней молекул NO. Также необходимо учитывать все процессы потерь, включая спонтанные излучательные переходы и колебательную релаксацию при неупругих столкновениях молекул NO с другими компонентами атмосферы.

Первичные источники колебательно-возбужденной молекулы NO в верхних слоях атмосферы обсуждались в следующих работах (Kockarts, 1980; Caledonia and Kennealy, 1982; Gordiets et al., 1982; Sharma et al., 1996; Kirillov and Aladjev, 1998; Mlynczak et al., 2003; Winick et al., 2004; Campbell and Brunger, 2007; Venkataramani et al., 2016; Bouziane et al., 2022). Целью этих работ было изучение механизмов, ответственных за образование $NO(X^2\Pi, \nu>0)$ в верхних слоях атмосферы и инфракрасное излучение окиси азота, причем как в спокойных условиях, так и во время высыпания авроральных частиц.

Основными механизмами образования $NO(X^2\Pi, v)$ в смеси N_2 и O_2 при высокой поступательной температуре и при высыпаниях высокоэнергичных частиц в верхнюю атмосферу является TV-перенос энергии при тепловых столкновениях с атомами кислорода

$$NO(X^2\Pi, \nu=0) + O \rightarrow NO(X^2\Pi, \nu>0) + O$$
(3)

и химические реакции невозбужденного и метастабильного атомарного азота с молекулярным кислородом

$$N(^{4}S) + O_{2} \rightarrow NO(X^{2}\Pi, \nu) + O, \qquad (4a)$$

$$N(^{2}D) + O_{2} \rightarrow NO(X^{2}\Pi, \nu) + O, \qquad (46)$$

$$N(^{2}P) + O_{2} \rightarrow NO(X^{2}\Pi, \nu) + O, \qquad (4B)$$

где атомы N(⁴S,²D,²P) образуются в основном при диссоциации и диссоциативной ионизации молекул N₂ за счет столкновения с авроральными частицами и вторичными электронами или в ионном цикле авроральной ионосферы. Поскольку концентрации атомарного кислорода в средней атмосфере имеют низкие значения, то процессом (3) можно пренебречь при расчете скоростей образования колебательно-возбужденного NO(X²П) на данных высотах атмосферы. Также константа скорости процесса (4a) имеет экспоненциальную зависимость k_{4a} -ехр(-3220/T) от температуры атмосферы T (*Burkholder et al.*, 2015), а температура на высотах средней атмосферы находится в пределах 200—260 К. Поэтому скорости реакции (4a) имеют малые значения и в данном высотном диапазоне ими можно пренебречь.

Гашение колебательно-возбужденного оксида азота NO(X²П) на высотах средней атмосферы происходит как при излучении инфракрасных эмиссий 5.3 и 2.7 мкм (процессы (2а) и (2б)) (*Rawlins et al.*, 1998) или при неупругих столкновениях с молекулами O₂ (*Hancock et al.*, 2006)

$$NO(X^2\Pi, \nu > 0) + O_2 \rightarrow NO(X^2\Pi, \nu' = \nu - 1) + O_2(\nu = 1)$$
(5)

с переносом энергии колебательного возбуждения и образованием молекулы $O_2(X^3\Sigma_g^-)$ на первом колебательном уровне v=1. Мы применяем здесь вероятности перехода из работы (*Rawlins et al.*, 1998) для излучения инфракрасных полос 5.3 мкм и 2.7 мкм (2а,б) и коэффициенты скоростей гашения $NO(X^2\Pi, v \ge 0)$ в процессе (5) согласно (*Hancock et al.*, 2006).

3. Рассчитанные колебательные населенности молекул NO(X²II) во время события GLE69

20 января 2005 г. всемирная сеть нейтронных мониторов зарегистрировала увеличение потоков высокоэнергичных частиц (ей был присвоен номер GLE69), вызванные солнечными космическими лучами (СКЛ). Он оказался вторым по зафиксированной амплитуде. Только GLE05 (23 февраля 1956 г.) был более мощным, чем событие GLE69.

Событие GLE69 произошло от вспышки 2B/X7.1 с координатами N14W61. Вспышка сопровождалась радиовсплесками II и IV типов, которые являются индикаторами ускорения частиц. Начало радиоизлучения II типа (вероятный момент генерации релятивистских СКЛ) было зарегистрировано в 06:44 UT, а СКЛ достигли Земли в ~06:53 UT. Событие GLE69 на своей начальной фазе характеризовалось очень большой амплитудой усиления и имело очень сильную северно-южную анизотропию в релятивистском потоке СКЛ.

А.С. Кириллов и др.

В данной работе мы рассматриваем событие GLE69, которое сопровождалось увеличением скорости образования ионных пар на высотах от 0 до 80 км. Для расчета проникновения СКЛ через атмосферу Земли используется пакет разработки программ GEANT4 [*Agostinelli et al.*, 2003], с помощью которого создаются соответствующие модели. Программный комплекс RUSCOSMICS разработан в Полярном геофизическом институте и описан в работе [*Kirillov et al.*, 2021].



Рисунок 1. Рассчитанные скорости ионообразования на высотах 20-80 км согласно [*Kirillov et al.*, 2021] и профиль температуры согласно MSIS-90 модели.

Рассчитанные скорости образования ионов в 08:00 UT 20 января 2005 г. на высотах 20-80 км по данным [*Kirillov et al.*, 2021] показаны на рис.1. Температурный профиль средней атмосферы по данным MSIS-90 (https://ccmc.gsfc.nasa.gov/modelweb/models/msis_vitmo.php) одновременно для 67.5° северной широты и 33.5° восточной долготы (город Апатиты, Мурманская область) также представлена на рис.1.

Для расчета колебательной населенности $N_{\nu\nu}^{X}$ ν '-ого колебательного уровня состояния $X^{2}\Pi$ молекулы NO мы используем следующие уравнения:

$$k_{4\delta} f_{4\delta}(v')[N(^{2}D)][O_{2}] + (A_{v'+1\nu'}^{XX} + k_{5}[O_{2}])N_{v'+1}^{X} + A_{v'+2\nu'}^{XX}N_{v'+2}^{X} = = \{A_{v'\nu'-1}^{XX} + A_{v'\nu'-2}^{XX} + k_{5}(v')[O_{2}]\} \cdot N_{v'}^{X}$$
(6)

Здесь A_{vvv}^{XX} - коэффициенты Эйнштейна для переходов (2а) и (2б) (согласно (*Hancock et al.*, 2006)). Квантовые выходы $f_{45}(v')$ для процесса (4б) были рассчитаны в работе (*Kirillov and Aladjev*, 1998).



Рисунок 2. Рассчитанные интенсивности инфракрасного излучения NO 5.3 мкм и 2.7 мкм на высотах 20–80 км средней атмосферы. Левая панель: вклады *v*'=1, *v*'=1-3, *v*'=1-20 показаны короткой пунктирной линией, длинной пунктирной линией и сплошной линией соответственно; экспериментальные данные от SABER TIMED – треугольники. Правая панель: вклады *v*'=2, *v*'=2-4, *v*'=2-20 показаны короткой пунктирной линией, длинной пунктирной линией и сплошной линией соответственно; экспериментальные данные от SABER TIMED – треугольники. Правая панель: вклады *v*'=2, *v*'=2-4, *v*'=2-20 показаны короткой пунктирной линией, длинной пунктирной линией и сплошной линией соответственно.

На рис.2 представлены результаты расчетов интенсивностей свечения инфракрасных полос NO. Но поскольку молекула окиси азота является ангармоническим осциллятором, то и длины волн инфракрасного излучения зависят от номеров колебательных уровней основного состояния. Например, радиационные переходы (2a) с уровней $\nu'=1$, 3, 10, 20 соответствуют излучениям с $\lambda=5.3$ мкм, 5.5 мкм, 6.2 мкм, 7.5 мкм 185

соответственно. Аналогично радиационные переходы (26) с уровней v'=2, 4, 10, 20 соответствуют излучениям с $\lambda=2.7$ мкм, 2.8 мкм, 3.1 мкм, 3.7 мкм соответственно. Поэтому мы показываем на рис.2 вклады v'=1, v'=1-3, v'=1-20 для 5.3 мкм и вклады v'=2, v'=2-4, v'=2-20 для 2.7 мкм.

Также мы сравниваем расчетные интенсивности с экспериментальными данными прибора SABER на космическом летательном аппарате (КЛА) TIMED, полученными во время GLE69 20 января 2005 г. КЛА TIMED был запущен 7 декабря 2001 г. (*Mlynczak et al.*, 2003; *Winick et al.*, 2004). Прибор SABER представляет собой широкополосный радиометр, измеряющий инфракрасное излучение в диапазонах от 1.27 до 15 мкм, включая излучение NO на длине волны 5.3 мкм. Из рис.2 видно, что расчетные интенсивности объемной эмиссии 5.3 мкм превышают экспериментальные значения. Одной из возможных причин такого расхождения между результатами расчетов и данными SABER может быть долготное расхождение между наблюдениями на нейтронных мониторах и с КЛА TIMED. Другой причиной расхождения результатов расчета с экспериментальными SABER могут быть завышенные значения коэффициентов ветвления $f_{46}(v')$ в процессе (46), рассчитанные в работе (*Kirillov and Aladjev*, 1998).

Следует также отметить, что при высыпании частиц в атмосферу в результате излучательных процессов возможно образование колебательно-возбужденного молекулярного азота $N_2(X^1\Sigma_g^+, v>0)$. В работе (*Aladjev and Kirillov*, 1995; *Campbell et al.*, 2006) численно исследован вклад радиационных спонтанных переходов электронно-возбужденных молекул $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ в колебательное возбуждение молекул N_2 в высокоширотной ионосфере. Кроме того, в работе (*Kirillov*, 2012) был показан значительный вклад каскадных процессов при молекулярных столкновениях в колебательное заселение состояния $X^1\Sigma_g^+$ на высотах нижней термосферы и мезосферы во время авроральных электронных высыпаний. Поэтому в средах, где присутствуют газы N_2 и NO, возможен дополнительный вклад процесса

$$N_{2}(X^{1}\Sigma_{g}^{+}, v') + NO(X^{2}\Pi, v=0) \to N_{2}(X^{1}\Sigma_{g}^{+}, v'-1) + NO(X^{2}\Pi, v=1).$$
(7)

Однако концентрации окиси азота на высотах средней атмосферы Земли на много порядков меньше концентраций основных атмосферных составляющих, поэтому вкладом процесса (7) в образование NO(X²П,*v*=1) по сравнению с вкладом процесса (46) можно пренебречь.

4. Выводы

Рассмотрены механизмы образования колебательно-возбужденных молекул NO на высотах средней атмосферы при высыпании протонов высоких энергий. Расчеты сделаны для GLE69 (20 января 2005 года). Исследование колебательных населенностей NO($X^2\Pi$,v'=1-20) во время события GLE69 на высотах средней атмосферы показало, что химическая реакция метастабильного атомарного азота с молекулярным кислородом является основным механизмом образования колебательно-возбужденных NO($X^2\Pi$,v>0) и излучения инфракрасных диапазонов 5.3 мкм и 2.7 мкм на рассмотренных высотах. Рассчитанные интенсивности излучения 5.3 мкм сравниваются с экспериментальными данными прибора SABER на КЛА TIMED, полученными во время GLE69 20 января 2005 г. Сравнение показывает, что рассчитанные интенсивности объемного излучения превышают экспериментальные значения. Мы рассматриваем две возможные причины такого расхождения: либо долготное расхождение между наблюдениями на нейтронных мониторах и спутнике TIMED, либо мы используем завышенные значения квантовых выходов $f_{46}(v')$ в реакции (46).

Благодарность

Авторы благодарят профессора Лопез-Пуэртас М. (Prof. Lopez-Puertas M., Granada, Spain) за предоставление данных по свечению инфракрасной полосы 5.3 мкм, полученных 20 января 2005 г. на КЛА ТІМЕD.

Литература

Дорман Л.И. Экспериментальные и теоретические основы астрофизики космических лучей. М.: Наука. 462 с. 1975.

Широков Ю.М., Юдин Н.П. Ядерная физика. Уч. пос. М.: Наука. 729 с. 1980.

Agostinelli S., Allisonas J., Amako K. et al. Geant4 — a simulation toolkit. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., v.506, Sect. A, p.250–303, 2003.

Aladjev G.A., Kirillov A.S. Vibrational kinetics of molecular nitrogen and its role in the composition of the polar thermosphere. // Adv. Space Res., v.16, № 1, p.109-112, 1995.

- Bouziane A., Ferdi M.A., Djebli M. Nitric oxide vibrationally excited levels and controlling processes in the Earth's upper atmosphere during the daytime. // Adv. Space Res., v.69, № 2, p.905–914, 2022.
- Burkholder J.B., Sander S.P., Abbatt J., Barker J.R., Huie R.E., Kolb C.E., Kurylo M.J., Orkin V.L., Wilmouth D.M., Wine P.H. Chemical kinetics and photochemical data for use in atmospheric studies, Evaluation No.18, Jet Propulsion Laboratory Publication 15-10, Jet Propulsion Laboratory, Pasadena, 1392 p., 2015.
- Caledonia G.E., Kennealy J.P. NO infrared radiation in the upper atmosphere // Planet. Space Sci., v.30, № 10, p.1043-1056, 1982.

- Campbell L., Brunger M.J. Electron impact contribution to infrared NO emissions in auroral conditions // Geophys. Res. Lett., v.34, № 22, L22102, 2007.
- Campbell L., Cartwright D.C., Brunger M.J., Teubner P.J.O. Role of electronic excited N₂ in vibrational excitation of the N₂ ground state at high latitudes. // J. Geophys. Res.: Space Phys., v.111, A09317, 2006.
- Funke B., Lopez-Puertas M., Garcia-Comas M., Kaufmann M., Höpfner M., Stiller G.P. GRANADA: A Generic RAdiative traNsfer AnD non-LTE population algorithm // J. Quan. Spec. Rad. Tran., v.113, № 14, p.1771–1817, 2012.
- Gordiets B.F., Kulikov Yu.N., Markov M.N., Marov M.Ya. Numerical modelling of the thermospheric heat budget. // J. Geophys. Res., v.87, № A6, p.4504-4514, 1982.
- Gordillo-Vazquez F.J. Air plasma kinetics under the influence of sprites. // J. Phys. D: Appl. Phys., v.41, № 23, 234016, 2008.
- Hancock G., Morrison M., Saunders M. Vibrational relaxation of NO(v=1-16) in collisions with O₂ studied by time resolved Fourier transform infrared emission. // Chem. Phys. Lett., v.425, № 4-6, p.216-220, 2006.
- Kirillov A.S. Influence of electronically excited N₂ and O₂ on vibrational kinetics of these molecules in the lower thermosphere and mesosphere during auroral electron precipitation. // J. Atmos. Sol.-Terr. Phys., v.81-82, p.9-19, 2012.
- Kirillov A.S., Aladjev G.A. Estimation of atomic oxygen concentrations from measured intensities of infrared nitric oxide radiation. // Ann. Geophys., v.16, № 7, p.847–852, 1998.
- Kirillov A.S., Belakhovsky V.B., Maurchev E.A., Balabin Yu.V., Germanenko A.V., Gvozdevskiy B.B. Luminescence of molecular nitrogen and molecular oxygen in the Earth's middle atmosphere during the precipitation of high-energy protons. // Geomagnetism and Aeronomy, v.61, № 6, p.864–870, 2021.
- Kockarts G. Nitric oxide cooling in the terrestrial thermosphere. // Geophys. Res. Lett., v.7, № 2, p.137-140, 1980.
- Lopez-Puertas M., Taylor F.W. Non-LTE radiative transfer in the atmosphere. Singapore: World Scientific Publishers, 506 p., 2001.
- Mlynczak M., Martin-Torres F.J., Russell J. et al. The natural thermostat of nitric oxide emission at 5.3 µm in the thermosphere observed during the solar storms of April 2002. // Geophys. Res. Lett., v.30, № 21, 2100, 2003.
- Rawlins W.T., Person J.C., Fraser M.E., Miller S.M., Blumberg W.A.M. The dipole moment and infrared transition strengths of nitric oxide. // J. Chem. Phys., v.109, № 9, p.3409–3417, 1998.
- Sentman D.D., Stenbaek-Nielsen H.C., McHarg M.G., Morrill J.S. Plasma chemistry of sprite streamers. // J. Geophys. Res. Atmosphere, v.113, № 11, D11112, 2008.
- Sharma R.D., Dothe H., von Esse F., Kharchenko V.A., Sun Y., Dalgarno A. Production of vibrationally and rotationally excited NO in the night time terrestrial thermosphere. // J. Geophys. Res. – Space, v.101, № A9, p.19707–19713, 1996.
- Venkataramani K., Yonker J.D., Bailey S.M. Contribution of chemical processes to infrared emissions from nitric oxide in the thermosphere. // J. Geophys. Res. Space, v.121, № 3, p.2450–2461, 2016.
- Winick J.R., Mlynczak M.G., Wintersteiner P.P., Martin-Torres F.-J., Picard R.H., Paxton L., Lopez-Puertas M., Russell J.M., Christensen A., Gordley L. Thermospheric infrared radiance response to the April 2002 geomagnetic storm from SABER infrared and GUVI ultraviolet limb data. // Proceedings SPIE, v.5235, p.250-263, 2004.



Polar Geophysical Institute

DOI: 10.51981/2588-0039.2023.46.040

ВОЗБУЖДЕНИЕ СИНГЛЕТНЫХ СОСТОЯНИЙ МОЛЕКУЛЯРНОГО КИСЛОРОДА НА ВЫСОТАХ МЕЗОСФЕРЫ И НИЖНЕЙ ТЕРМОСФЕРЫ ЗЕМЛИ В НОЧНЫЕ И СУМЕРЕЧНЫЕ ЧАСЫ

Ю.Н. Куликов, А.С. Кириллов

Полярный геофизический институт, Апатиты, Мурманская область

Абстракт

Выполнены расчёты скоростей возбуждения и столкновительных процессов деактивации состояний O₂(b¹Σ⁺_g, v) и $O_2(a^{1}\Delta_g, v)$ молекулярного кислорода в высокоширотной мезосфере и нижней термосфере Земли в сумеречные и ночные часы в период равноденствия. Для расчётов высотных профилей концентрации атомарного и невозбуждённого молекулярного кислорода O2(X32g-), а также других химически активных составляющих (О3, ОН и др.), необходимых для расчётов уровней населённости возбуждённых синглетных состояний O₂* в области мезосферы и нижней термосферы, применялась разработанная ранее аэрономическая модель суточных вариаций химического состава верхней атмосферы. Модель включает в себя детальные расчёты скоростей фотодиссоциации компонентов атмосферы солнечным УФ-излучением с учётом их суточных вариаций, зависимости от солнечной активности, зенитного угла и географической широты, а также турбулентного и диффузионного массопереноса. Для проверки построенной модели использованы опубликованные экспериментальные данные о высотном распределении оптических и ИК-эмиссий верхней атмосферы, а также ряда других измерений. Сравнение рассчитанных населённостей $O_2(b^{1}\Sigma_{g^{+}}, \nu)$ на высотах 80-110 км с результатами экспериментальных оценок для ночной Атмосферной эмиссии О2 даёт хорошее согласие. Также сравнение результатов расчётов сумеречной Атмосферной ИК-эмиссии в полосе $O_2(a^1\Delta_e)$ с данными измерений показывает хорошее согласие модели и экспериментальных данных при определённом выборе входных параметров модели.

Введение

Свечение полос Атмосферной (Atm) и Инфракрасной Атмосферной (IR-Atm) систем молекулярного кислорода в спектре верхней и средней атмосферы в ночные и сумеречные часы происходит в результате спонтанных излучательных переходов с электронно-возбуждённых состояний $b^1\Sigma_g^+$ и $a^1\Delta_g$ молекулы O_2 на основное состояние $X^3\Sigma_g^-$ (рис.1):

$$O_2(b^1\Sigma_g^+, \nu) \to O_2(X^3\Sigma_g^-, \nu') + h\nu_{Atm} , \qquad (1)$$

$$O_2(a^1\Delta_g, \nu) \to O_2(X^3\Sigma_g, \nu') + h\nu_{\text{IRAtm}} .$$
⁽²⁾

Наиболее интенсивной из Атмосферной системы является полоса 762 нм, обусловленная переходом (1) с *v*=0→*v*'=0. У Инфракрасной Атмосферной системы, аналогично, наиболее интенсивной является полоса 1.27 мкм, которая связана с переходом (2) *v*=0→*v*'=0.

Исследованию высотных профилей свечения указанных эмиссий и механизмов образования электронновозбужденного синглетного молекулярного кислорода в спокойной и авроральной ионосфере посвящено большое число экспериментальных и теоретических работ (*Cartwright et al.*, 1972; *Gattinger and Vallance Jones*, 1973; *Deans et al.*, 1976; *Feldman*, 1978; *McDade et al.*, 1985; *Gattinger et al.*, 1996; *Llewellyn et al.*, 1999; *Jones et al.*, 2006; *Kirillov*, 2014; *Slanger et al.*, 2017; *Kirillov and Belakhovsky*, 2021; *Куликов*, 2021).

Излучения Инфракрасных Атмосферных и Атмосферных молекулярных полос O₂^{*} являются важными компонентами дневного свечения мезосферы и нижней термосферы Земли. В работах (*Mlynczak et al.*, 1993, 2001, 2007; *Yankovsky et al.*, 2016, 2019) представлены радиационные и кинетические модели для расчета дневных концентраций синглетного молекулярного кислорода на высотах мезосферы и нижней термосферы. Авторы указанных работ продемонстрировали, что на более низких высотах синглетный кислород O₂(a¹Δ_g) образуется преимущественно за счет фотолиза озона в полосе Хартли. Используя экспериментальные данные измерений дневного свечения синглетного кислорода, они получили значения концентраций озона и атомарного кислорода в мезосфере и нижней термосфере.

Авторы работы (*Slanger et al.*, 2017) в результате серии многолетних лабораторных исследований получили сильно различающиеся скорости гашения в неупругих столкновениях для двух самых низких колебательных уровней $O_2(b^1\Sigma_g^+, v'=0, 1)$. Их анализ данных наблюдений с борта KA Space Shuttle подтвердил, что в результате передачи энергии в реакции $O(^1D) + O_2$ доминирующим продуктом является состояние b(1), а не b(0). При этом в состоянии b(1) образуется около 80% конечного продукта. Кроме того, только состояние b(1)

эффективно гасится в столкновениях с атмосферными составляющими и результатом столкновений, как с O(³P), так и с O₂, является состояние b(0). В термосфере отношение концентраций [O(³P)]/[O₂] быстро возрастает с высотой и доля гашения b(1) благодаря O(³P) также возрастает.

Ввиду этого, мониторинг из космоса дневных эмиссий Атмосферных полос (1-1) и (0-0) состояния O₂(b¹-X) авторы работы (*Slanger et al.*, 2017) предложили использовать, как метод дистанционного зондирования концентраций [O] и [O₂] кислорода и температуры термосферы на высотах наблюдения.

Целью настоящей работы является дальнейшее исследование физико-химических процессов формирования высотных распределений возбуждённых состояний $a^1\Delta_g$ и $b^1\Sigma_g^+$ молекулярного кислорода (синглетного кислорода) с использованием аэрономической модели состава верхней атмосферы и совершенствование модели расчёта интенсивности ночных и сумеречных атмосферных эмиссий в мезосфере и нижней термосфере Земли. Особое внимание уделяется расчёту констант скоростей взаимодействия синглетного кислорода с атмосферными составляющими.



Рисунок 1. Схема колебательных уровней $X^{3}\Sigma_{g}^{-}$, $a^{1}\Delta_{g}$, $b^{1}\Sigma_{g}^{+}$ состояний молекулы кислорода.

Константы взаимодействия $O_2(b^1\Sigma_g^+, v)$ и $O_2(a^1\Delta_g, v)$ с молекулами O_2 и N_2

Расчёты констант взаимодействия синглетного кислорода $O_2(b^1\Sigma_g^+, v>0)$ и $O_2(a^1\Delta_g, v>0)$ с молекулами O_2 был проведен в работах (*Kirillov*, 2012, 2013). Схема колебательных уровней $X^3\Sigma_g^-$, $a^1\Delta_g$, $b^1\Sigma_g^+$ состояний молекулы кислорода представлена на рис.1. В данных работах было показано, что доминирующим каналом гашения является перенос энергии электронного возбуждения на молекулу-мишень с сохранением энергии колебаний у изначально возбужденной молекулы:

$$O_{2}(b^{1}\Sigma_{g}^{+}, v) + O_{2}(X^{3}\Sigma_{g}^{-}, v^{*}=0) \to O_{2}(X^{3}\Sigma_{g}^{-}, v'') + O_{2}(a^{1}\Delta_{g}, b^{1}\Sigma_{g}^{+}, v'),$$
(3)

$$O_2(a^1\Delta_g, v) + O_2(X^3\Sigma_g^-, v^*=0) \to O_2(X^3\Sigma_g^-, v'') + O_2(a^1\Delta_g, v').$$
(4)



Рисунок 2. Рассчитанные константы (сплошные линии) для *v*=1-15 процесса (3) сравниваются с экспериментальными данными (*Bloemick et al.*, 1998) (квадраты), (*Kalogerakis et al.*, 2002) (крестики), (*Slanger and Copeland*, 2003) (круги).

На рис.2 и рис.3 приведены результаты расчетов в работах (*Kirillov*, 2012, 2013) для уровней v=1-15 состояния $b^1\Sigma_g^+$ и v=1-20 состояния $a^1\Delta_g$. Проведено сравнение с результатами имеющихся экспериментальных изменений и получено хорошее согласие. Для столкновений $O_2(b^1\Sigma_g^+, v=0-15)$ с молекулами азота N_2 расчеты

проведены в (*Kirillov*, 2013), давшие хорошее согласие с экспериментальными данными для v=0 $k=2\times10^{-15}$ см³с⁻¹. Для столкновений O₂(a¹ Δ_g , v) +N₂ используем данные, имеющиеся в научной литературе.



Рисунок 3. Рассчитанные константы (сплошные линии) для *v*=1-20 процесса (4) сравниваются с экспериментальными данными (*Hwang et al.*, 1998) (квадраты), (*Slanger and Copeland*, 2003) (круги).

Расчёт относительных населённостей $O_2(b^1\Sigma_g^+, v)$ на высотах 80-110 км

На основании приведённых на рис.2 констант взаимодействия рассчитаны относительные населённости $O_2(b^1\Sigma_g^+, v=1-15)$ на высотах 80-110 км с учётом гашения электронного возбуждения при спонтанных излучательных процессах и неупругих столкновениях с составляющими O_2 , N_2 , O. При этом для констант взаимодействия с молекулами азота использовались результаты работы (*Kirillov*, 2013), для константы взаимодействия с атомарным кислородом использовалось значение $k_0=8\times10^{-14}$ см³с⁻¹ – согласно (Шефов и dp, 2006).

Проведено сравнение рассчитанных населённостей с результатами экспериментальных оценок (*Slanger et al.*, 2000) для v=1-15, выполненных с помощью телескопа Keck I (рис.4). Сравнение результатов расчётов наглядно демонстрирует, что бимодальное поведение измеренных интенсивностей свечения полос Атмосферной системы, полученное в (*Slanger et al.*, 2000), объясняется особенностями гашения состояний $O_2(b^1\Sigma_g^+, v=1-15)$ невозбуждёнными молекулами кислорода.



Рисунок 4. Сравнение рассчитанных населённостей $O_2(b^1\Sigma_g^+, v=1-15)$ с результатами экспериментальных оценок (*Slanger et al.*, 2000).

Результаты расчётов сумеречной эмиссии в полосе 1.27 мкм О2

В работе (*Куликов*, 2021) построена аэрономическая модель суточных вариаций химического состава верхней атмосферы Земли, основанная на численном решении системы нестационарных, пространственноодномерных уравнений неразрывности для высотных распределений концентраций O, O₃, H, OH, и HO₂, а также возбуждённых составляющих O(¹D) и O₂(a¹ Δ_g), дополненных уравнениями молекулярной и турбулентной диффузии компонентов. В модели учтена фотодиссоциация солнечным излучением молекулярных компонентов O₂, O₃, H₂O и HO₂ с образованием электронно-возбуждённых продуктов O(¹D) и O₂(¹ Δ_g) и учтены последующие химические реакции между продуктами фотолиза.

В расчётах скоростей фотопроцессов использованы измерения потоков солнечной УФ-радиации из (Mount and Rottman, 1983) и сечения фотодиссоциации O₂ и O₃ из (Nicolet and Kennes, 1988), а также константы скоростей химических реакций и вертикальное распределение коэффициента турбулентной диффузии в области турбопаузы в (Garcia and Solomon, 1985; Гордиец и Куликов, 1981, 1982; Kulikov, 1996). С помощью

Ю.Н. Куликов и А.С. Кириллов

этой модели выполнены расчёты сумеречной вариации зенитной интенсивности эмиссии в полосе 1.27 мкм O_2 для условий ракетного эксперимента (*Llewellyn and Witt*, 1977) по измерению яркости этой эмиссии, проведённого 13.03 1975 г. на заходе Солнца в северной Скандинавии (Кируна, Швеция, 68°N). Солнечный зенитный угол χ во время измерений составлял 94.1°. Расчёты показали, что в дневное время возбуждение $O_2({}^1\Delta_g)$ происходит в основном за счёт поглощения солнечного излучения в континууме Hartley O_3 . На закате Солнца при увеличении χ свыше 90° происходит быстрый рост высоты сумеречной тени и, соответственно, быстрое снижение на порядки величины скорости фотодиссоциации озона в континууме Hartley. Вследствие этого концентрация возбуждённых молекул синглетного кислорода в надвигающейся ночной области мезосферы начинает быстро убывать.



Рисунок 5. Рассчитанные высотные профили концентрации $O_2(a^1\Delta_g)$ в период до и после захода Солнца для условий эксперимента (*Llewellyn and Witt*, 1977).

На рис.5 приведены высотные профили концентрации $O_2(^{1}\Delta_g)$ в период захода Солнца, рассчитанные для условий эксперимента (*Llewellyn and Witt*, 1977) при значениях времени t=18:00, 18:33, 19:00 и 20:00 ч. LST, для которых солнечный зенитный угол составлял 90°, 94.1°, 97.4° и 104.5°, соответственно.



Рисунок 6. Сравнение модельной и измеренной в эксперименте (*Llewellyn and Witt*, 1977) интенсивности сумеречной эмиссии в полосе 1.27 мкм $O_2(a^1\Delta_g)$.

Видно, что наиболее быстрое снижение концентрации $O_2(a^1\Delta_g)$ происходит в нижней части рассматриваемого диапазона высот. Имевший место при $\chi=90^\circ$ основной максимум концентрации $O_2(^1\Delta_g)$ на уровне 56 км, через 1 час после начала заката Солнца, т.е. в 19:00, поднимается до высоты 67 км и становится меньше по величине вторичного максимума концентрации молекул $O_2(a^1\Delta_g)$ на высоте около 85 км. Ещё через 1 час, т.е. в 20:00, нижний максимум концентрации $O_2(a^1\Delta_g)$ практически полностью исчезает и свечение в полосе 1.27 мкм формируется главным образом на высота 80-97 км.

Высотный профиль зенитной интенсивности эмиссии O₂, рассчитанный для условий измерений с борта самолёта (*Llewellyn and Witt*, 1977) в вечерних сумерках при значении солнечного зенитного угла, χ =94.1° на широте 68°N в период весеннего равноденствия, представлен на рис.6. Расчёт выполнен для квантового выхода (эффективности образования) молекул O₂(a¹Δ_g) в реакции O₃ + hv \rightarrow O₂(a¹Δ_g) + O(¹D), составляющего 80%. Видно, что в этом случае в целом имеется удовлетворительное согласие между теорией и экспериментом. Данный результат вместе с тем указывает, что оценки эффективности основных процессов возбуждения молекул O₂(a¹Δ_g) в верхней атмосфере, полученные ранее из анализа результатов отдельных сумеречных и ночных измерений (*McDade et al.*, 1987; *Lopez-Moreno et al.*, 1988; *Lopez-Gonzalez et al.*, 1989), существенно различаются между собой и нуждаются в критическом пересмотре с использованием всех опубликованных результатов измерения и расчётов интенсивности этой эмиссии.

Заключение

1. На основе ранее разработанной аэрономической модели химического состава, с учётом неравновесных химических реакций, а также процессов турбулентного и диффузионного массопереноса нейтральных компонентов в области мезосферы и нижней термосферы Земли (50-120 км), построена теоретическая модель процессов возбуждения и столкновительного гашения Атмосферной (762 нм) и ИК-атмосферной (1.27 мкм) эмиссий в колебательно-вращательных полосах синглетного молекулярного кислорода O₂(b¹, v) и O₂(a¹, v). Модель включает в себя детальные расчёты скоростей фотодиссоциации компонентов атмосферы солнечным УФ-излучением с учётом их суточных вариаций, зависимости от солнечной активности, зенитного угла и географической широты.

2. Для верификации построенной модели атмосферных эмиссий молекулярного синглетного кислорода использованы опубликованные экспериментальные данные о высотном распределении оптических и ИК-эмиссий верхней атмосферы, а также ряда других измерений. Сравнение результатов расчётов интенсивности сумеречной ИК-эмиссии O₂(a¹Δ_g) с данными измерений показывает хорошее согласие модели и экспериментальных данных.

3. Представлены теоретически рассчитанные коэффициенты гашения возбуждённых состояний O₂*. Результаты расчётов хорошо согласуются с экспериментальными данными. Данные константы использованы для определения колебательных населённостей электронно-возбуждённых уровней синглетного молекулярного кислорода в ночной и сумеречной атмосфере.

4. Выполнены расчёты относительных населённостей O₂(b¹Σ_g⁺, ν) на высотах 80-110 км. Сравнение рассчитанных населенностей с результатами имеющихся в научной литературе экспериментальных оценок, выполненных с помощью телескопа Keck I, для ночной атмосферной эмиссии O₂ дает хорошее согласие.

Литература

- Гордиец Б.Ф., Куликов Ю.Н. Влияние турбулентности и ИК-излучения на тепловой режим термосферы Земли. // Космич. исслед., 1981, т. 19, № 3, с. 539.
- Гордиец Б.Ф., Куликов Ю.Н. О роли турбулентности и инфракрасного излучения в тепловом балансе нижней термосферы. // В сб. «Инфракрасная спектроскопия и свойства среды в космосе» под ред. проф. М.М. Сущинского. // Труды ФИАН СССР им. П.Н. Лебедева, 1982, т. 130, с. 29, М., Изд. «Наука».
- Куликов Ю.Н. Исследования процессов возбуждения и релаксации электронно-возбуждённых состояний молекулярного кислорода в атмосферах Земли, Венеры и Марса на высотах свечения ночного неба. // Отчёт о НИР по гранту Мин. Науки РФ, 2021.
- Шефов Н.Н., Семенов А.И., Хомич В.Ю. Излучение верхней атмосферы индикатор ее структуры и динамики. М.: ГЕОС, 740 с., 2006.
- Bloemink H.I., Copeland R.A., Slanger T.G. Collisional removal of $O_2(b^1\Sigma_g^+, v=1,2)$ by O_2 , N_2 , and CO_2 . // J. Chem. Phys., v. 109, No. 11, p. 4237-4245, 1998.

Cartwright D.C., Trajmar S., Williams W. The excitation of O2 in auroras. // Ann. Geophys., v. 28, p. 397-401, 1972.

- Deans A.J., Shepherd G.G., Evans W.F.J. A rocket measurement of the O₂(b¹Σ_g⁺-X³Σ_g⁻) (0-0) atmospheric band in aurora. // J. Geophys. Res., v. 81, p. 6227-6232, 1976.
- Feldman P.D. Auroral excitation of optical emissions of atomic and molecular oxygen. // J. Geophys. Res., v. 83, p. 2511-2516, 1978.
- Garcia R, Solomon S. The effect of breaking gravity waves on the dynamics and chemical composition of the mesosphere and lower thermosphere. // J. Geophys. Res., v. 90, p. 3850-3868, 1985.

- Gattinger R.L., Vallance Jones A. Observation and interpretation of O₂ 1.27-µ emission enhancements in aurora. // J. Geophys. Res., v. 78, p. 8305-8313, 1973.
- Gattinger R.L., Llewellyn E.J., Vallance Jones A. On I(5577 Å) and I(7620 Å) auroral emissions and atomic oxygen densities. // Ann. Geophys., v. 14, p. 687-698, 1996.
- Hwang E.S., Copeland R.A., Robertson R.M., Slanger T.G. // EOS Trans. AGU, v. 79, F85, 1998.
- Jones D.B., Campbell L., Bottema M.J., Teubner P.J.O., Cartwright D.C., Newell W.R., Brunger M.J. Electron-driven excitation of O₂ under night-time auroral conditions: Excited state densities and band emissions. // Planet. Space Sci., v. 54, p. 45-59, 2006.
- Kalogerakis K.S., Copeland R.A., Slanger T.G. Collisional removal of O₂(b¹Σ_g⁺, v=2,3). // J. Chem. Phys., v. 116, No. 12, p. 4877-4885, 2002.
- Kirillov A.S. Calculation of rate coefficients for the interaction of singlet and triplet vibrationally excited oxygen. // Quantum Electronics, v. 42, No. 7, p. 653-658, 2012.
- Kirillov A.S. The calculations of quenching rate coefficients of O₂(b¹Σ_g⁺, ν) in collisions with O₂, N₂, CO, CO₂ molecules. // Chem. Phys., v. 410, p. 103-108, 2013.
- Kirillov A.S. Singlet oxygen $O_2(b^1\Sigma_g^+)$ production at altitudes of the polar ionosphere. // Geomagnetism and Aeronomy, v. 54, No. 4, p. 523-529, 2014.
- Kirillov A.S., Belakhovsky V.B. The kinetics of O₂ singlet electronic states in the upper and middle atmosphere during energetic electron precipitation. // J. Geophys. Res.: Atmosphere, v. 105, e2020JD033177, 2021.
- Kulikov Y.N. Estimates of the vertical eddy diffusivity inferred from rocket-borne measurements of the 9.6 mm band radiation of ozone in the polar night time upper atmosphere. // 23d European Meeting on Atmospheric Studies by Optical Methods, Kiev, Abstracts, p. 68, 1996.
- Llewellyn E.J., Witt G. The measurement of ozone concentrations at high latitude during the twilight. // Planet. Space Sci., v. 25, p. 165-172, 1977.
- Llewellyn E.J., Gattinger R.L., Vallance Jones A. On the variability of *I*(7620 Å)/ *I*(5577 Å) in low altitude aurora. // Ann. Geophys., v. 17, p. 913-918, 1999.
- Lopez-Gonzalez M.J., Lopez-Moreno J.J., Lopez-Valverde M.A., Rodrigo R. Behavior of the O₂ infrared atmospheric (0-0) band in the middle atmosphere during evening twilight and at night. // Planet. Space Sci., v. 37, No. 1, p. 61-72, 1989.
- Lopez-Moreno J.J., Rodrigo R., Moreno F., Lopez-Puertaz M., Molina A. Rocket measurements of O₂ Infrared Atmospheric System in the nightglow. // Planet. Space Sci., v. 36, No. 5, p. 459-467, 1988.
- McDade I.C., Llewellyn E.J., Harris F.R. A rocket measurement of the O₂(b¹Σ_g⁺-X³Σ_g⁻) (0-0) atmospheric band in a pulsating aurora. // Can. J. Phys., v. 63, p. 1322-1329, 1985.
- McDade I.C., Llewellyn E.J., Greer R.G., Murtagh D.P. ETON 6: A rocket measurement of the O₂ infrared atmospheric (0-0) band in the nightglow. // Planet. Space Sci., v. 35, p. 1541, 1987.
- Mlynczak M.G., Solomon S., Zaras D.S. An updated model for O₂(a¹Δ_g) concentrations in the mesosphere and lower thermosphere and implications for remote sensing of ozone at 1.27 μm. // J. Geophys. Res.: Atmosphere, v. 98, p. 18639-18648, 1993.
- Mlynczak M.G, Morgan F., Yee J.-H., Espy P., Murtagh D., Marshall B., Schmidlin F. Simultaneous measurements of the $O_2(^{1}\Delta)$ and $O_2(^{1}\Sigma)$ airglows and ozone in the daytime mesosphere. // Geophys. Res. Lett., v. 28, p. 999-1002, 2001.
- Mlynczak M.G., Marshall B.T., Martin-Torres F.J., Russell J.M. III, Thompson R.E., Remsberg E.E., Gordley L.L. Sounding of the Atmosphere using Broadband Emission Radiometry observations of daytime mesospheric $O_2(^{1}\Delta)$ 1.27 µm emission and derivation of ozone, atomic oxygen, and solar and chemical energy deposition rates. // J. Geophys. Res.: Atmosphere, v. 112, D15306, 2007.
- Mount G.H., Rottman G.J. The solar absolute spectral irradiance 1150-3173 A: May 17, 1982. // J. Geophys. Res., v. 88, No. C9, p. 5403-5410, 1983.
- Nicolet M., Kennes R. Aeronomical problems of molecular oxygen photodissociation-IV. The various parameters for the Herzberg continuum. // Planet. Space Sci., v. 36, No. 10, p. 1069-1076, 1988.
- Slanger T.G., Cosby P.C., Huestis D.L., Osterbrock D.E. Vibrational level distribution of O₂(b¹Σ_g⁺, v=0-15) in the mesosphere and lower thermosphere region. // J. Geophys. Res., v. 105, No. D16, p. 20557-20564, 2000.
- Slanger T.G., Copeland R.A. Energetic oxygen in the upper atmosphere and the laboratory. // Chem. Rev., v. 103, No. 12, p. 4731-4765, 2003.
- Slanger T.G., Pejakovic D.A., Kostko O., Matsiev D., Kalogerakis K.S. Atmospheric dayglow diagnostics involving the O₂(*b-X*) Atmospheric band emission: Global Oxygen and Temperature (GOAT) mapping. // J. Geophys. Res.: Space Phys., v. 122, p. 3640-3649, 2017.
- Yankovsky V.A., Martyshenko K.V., Manuilova R.O., Feofilov A.G. Oxygen dayglow emissions as proxies for atomic oxygen and ozone in the mesosphere and lower thermosphere. // J. Molec. Spec., v. 327, p. 209-231, 2016.
- Yankovsky V., Vorobeva E., Manuilova R. New techniques for retrieving the [O(³P)], [O₃] and [CO₂] altitude profiles from dayglow oxygen emissions: Uncertainty analysis by the Monte Carlo method. // Adv. Space Res., v. 64, p. 1948-1967, 2019.



Polar Geophysical Institute

DOI: 10.51981/2588-0039.2023.46.041

ВЛИЯНИЕ КОСМИЧЕСКОЙ ПОГОДЫ НА МЕТЕОЧУВСТВИТЕЛЬНЫЕ РАСТЕНИЯ И СЛУЧАЙНЫЕ СОБЫТИЯ В МОДЕЛЬНЫХ МЕХАНИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ

П.А. Кашулин, Н.В. Калачева

Полярно-Альпийский ботанический сад-институт, КНЦ РАН, Апатиты; e-mail: falconet1@yandex.ru

Аннотация

Проведены многодневные наблюдения суточного ритма настических движений растений *Marantha leoconeura* и анализ результатов серий механических опытов с многократным бросанием монет. Показана связь временных нарушений суточного ритма растений с резкими изменениями солнечной активности. Обнаружено модулирующее влияние изменений солнечной активности и «космической погоды» на исходы случайных процессов в виде отклонений наблюдаемых результатов от теоретически ожидаемых и наиболее вероятных. Ритмичные отклонения между дневными и вечерними измерениями наблюдали в условиях спокойного Солнца, рост солнечной активности провоцировал хаотичность динамики. Показана связь наколенных за много дней отклонений от ожидаемых значений с динамикой индексов солнечной активности. Выявленные в многодневных сериях измерений семидневные, полунедельные и двухнедельные ритмы также указывают на влияние космических факторов.

Введение

Глобальные биосферные изменения текущего столетия связывают с усилением антропогенного влияния на живую природу и с изменением химического состава атмосферы. Для оценки реального вклада этих причин изменения климата необходимо учитывать традиционные условия существования Земли, текущее состояние солнечной системы и космическую погоду в целом. В области высоких географических широт и в альпийских экосистемах влияние геофизических факторов может только усиливаться. Важной причиной актуальности изучения солнечно-земных связей с привлеченим разнообразных живых объектов является возможность прогноза околоземных геофизических возмущений. Прогностический потенциал живых систем не связан прямо со степенью их эволюционного развития или уровнем структурной организации и впервые был обнаружен на корино-бактериях как известный «эффект Вельховера». Для биоиндикации солнечной активности и геокосмических влияний нами были выбраны культивары декоративных растений марантовых видов, в данной работе - вид *Marantha leoconeura*, var. "Facinator", культивируемый в стандартных лабораторных условиях. Растения данного вида обладают выраженным циркадным ритмом положения листовых пластинок в ходе суточных настических движений и относятся к широкой группе разнообразных живых организмов, называемых «живыми барометрами».

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 традиционным экологическим, климатическим факторам и температуре. Сотрудниками ИТЭБ РАН под руководством С.Э. Шноля с этой целью использовали лабораторные измерения радиоактивного распада изотопов [1]. Ранее мы использовали генераторы случайных чисел [2], также как в работе [3], в данной работе механические системы с двоичным выбором на основе бросания монет.

Методы и объекты

Ежедневно, дважды в сутки в полдень и вечером измеряли углы отклонения листовых пластинок растений. В качестве случайной механической модели использовали пятикратное дневное и вечернее бросание двух популяций по 500 (пять раз по сто) монет. Для моделирования «случайного блуждания» с двоичным выбором проводили стократное бросание одной монеты в сутки (по 50 раз днем и 50 вечером). Параллельно использовали две монеты разной номинации в одинаковых воспроизводимых условиях. В работе анализировали отклонения от ожидаемых, наиболее вероятных значений числа выпадений разных сторон, а также регистрировали отклонения от теоретически ожидаемых результатов биноминального распределения для разных выборок. Для независимых случайных величин переменных X и Y с конечными дисперсиями

П.А. Кашулин и Н.В. Калачева

имеет место соотношение: $\sigma^2 (X + Y) = \sigma^2 (X) + \sigma^2 (Y) [4, 5]$. В опытах использовали две разные выборки X и Y по 500 монет каждая и анализировали нарушения этого равенства.

Результаты и обсуждение

Важным аспектом внешнего геокосмического влияния являются суточные ритмы, основным драйвером которых для живых систем является солнечная радиация и связанные с ней экологические факторы. Между тем сотрудниками ИТЭБ были выявлены около суточные ритмы интенсивности радиоактивного распада, что указывало на существование иных, предположительно космических водителей таких ритмов. Для исследования вопроса дневные опыты с живыми и механическими объектами повторяли в вечернее время. Многодневная динамика двойных суточных измерений нарушений аддитивности дисперсий для двух популяций монет по 500 штук каждая с начала февраля по середину марта представлена на рис. 1. Она показывает наличие выраженной суточной ритмики в начале февраля в период временного затишья солнечной активности и на восходящей фазе ее роста. После достижения максимума активности по суточным значениям чисел Вольфа, общей видимой площади пятен и другим факторам около 10 февраля произошёл сбой суточного ритма и переход к хаотичной динамике. Повторное возобновление суточной цикличности наблюдали в 20-х числах февраля, в следующий период относительно спокойного Солнца, а также её почти полное исчезновение в период очередного нарастания солнечной активности в первой неделе марта.



Рисунок 1. 12-ти час регистрация нарушений аддитивности дисперсий для результатов бросания двух популяций 500 монет с 1 февраля по 15 марта 2023 года.

Интересно отметить, в эти же дни начала февраля наблюдали устойчивую цикличность суточных настических движений растений маранты, рис. 2. После достижения максимальных значений чисел Вольфа ритмичность была нарушена, наблюдали также резкое снижение амплитуд дневных и вечерних отклонений.



Рисунок 2. Динамика угловых отклонений двух листовых пластинок растения маранты в период с начала февраля по середину марта 2023 года.

На основе спектрального анализа длительных многодневных рядов регистрации отклонений от биноминального распределения в опытах с большими выборками монет было обнаружена ритмичность 195

дневных (рис. 3) и ночных (рис. 4) отклонений. Для обоих измерений выявлено наличие ритмов продолжительностью около половины недели. Для дневных значений характерно также присутствие двухнедельных ритмов, а для ночных – недельных, они отличались более высокой устойчивостью, рис. 4.



Рисунок 3. Спектральный анализ динамики дневных нарушений аддитивности дисперсий для результатов бросания двух популяций монет.



Рисунок 4. Спектральный анализ динамики ночных нарушений аддитивности дисперсий для результатов бросания двух популяций монет.

Важным направлением изучения случайных процессов является анализ серий повторяющихся событий, например повторное появление одной стороны упавшей монеты. С этой целью проводили опыты со стократным ежесуточным бросанием одной монеты, моделирующие «случайное блуждание» с двоичным выбором. 50 «шагов» осуществляли в дневные часы и 50 - в вечерние. Исследование длительности серий по такой схеме для двух разных монет проводили в это же время года. При анализе опытов суммировали положительные и отрицательные исходы опытов каждого дня и итоговую сумму за все время наблюдений. Результаты накопления «случайных блужданий» одной монеты для периода с начала февраля по середину марта позволили выявить модулирующее влияние космических причин на их исход. Спектральный анализ соответствующих рядов показал наличие недельных и полунедельных (семисептанных) циклов, рис. 5.

П.А. Кашулин и Н.В. Калачева



Рисунок 5. Спектральный анализ накопленных случайных отклонений при последовательном двоичном выборе, ежесуточные измерения 100 бросаний монеты в феврале- марте 2023 года.

Таким образом, достаточно протяженные наблюдения динамических свойств ряда живых и механических систем позволяют выявить корреляции изменений их состояния симбатно с солнечными и космическими событиями. Природа физических механизмов, лежащих в основе космической модуляции радиоактивного распада или случайных механических процессов, остается невыясненной и обсуждается на уровне гипотез [1, 3]. Обнаруженная цикличность случайных процессов и параметры ритмов указывают на их возможную связь с известными циклами солнечной системы и секторной структурой ММП. Однако, для окончательного объяснения природы наблюдаемой ритмичности разных наземных систем и механизмов космического влияния на водителей ритмов живых систем нужны дальнейшие исследования.

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.
- Кашулин П.А., Калачёва Н.В. Солнечная активность, биоритмы растений и случайные события в неживых системах. «Physics of Auroral Phenomena», Proc. XLV Annual Seminar, Apatity, 2022. pp. 158-161. DOI: 10.51981/2588-0039.2022.45.037
- 3. Магафуров И. Скрытая структура хаоса. «Планета ВВКУРЭ» М.: 2011, 260 с.
- Feller W. An introduction to probability theory and its applications. John Wiley & Sons, Vol. 1, p. 51. 1970. New York, Chichester, Brisbane, Toronto.
- 5. Хакен Г. Синергетика, М.: Мир, 1980. С. 53-57.

AUTHOR INDEX

A

Achkasov N.S.	123, 141
Antonenko O.V.	119
Antonova E.E.	7, 57, 65
Artamonov M.F.	169
Atanassov A.	23, 34

B

Balabin Yu.V.	106, 183
Barkhatov N.A.	
Belakhovsky V.B.	179, 183
Belov A.A.	149
Bojilova R.	23, 34
Borisova A.Yu.	

D

Demekhov A.G.	69, 80
Demin V.I.	179
Demkin V.M.	179
Despirak I.V.	11, 19, 23, 30, 34, 42

E

Efishov I.I.	15
Elias A.G.	61
Ermak V.M.	123, 141
Eselevich V.G.	112

F

Filatov M.V.	. 15
--------------	------

G

Gavrilov B.G.	123, 141
Germanenko A.V.	106, 183
Gromov S.V.	19, 30
Gromova L.I.	19, 30
Guineva V.	23, 34, 173
Gvozdevsky B.B.	106, 183

Ι

Inostroza A.M.		7
Ismagilov V.S.	88, 9	92
Ivanov N.V.	13	37

K

Kalacheva N.V.	194
Kashulin P.A.	194
Khalipov V.L.	. 53

Kirillov A.S.	119, 173, 179, 183, 188
Kirpichev I.P.	
Kleimenova N.G.	19, 23, 30
Klimov P.A.	
Klimushkin D.Yu.	
Kopytenko Yu.A.	
Korkina G.M.	
Kotova G.A.	
Kozakova E.N.	123, 141
Kulikov Y.Y.	
Kulikov Yu.N.	

L

Losev A.V.						1	79
Lubchich A.A.	11, 19	, 23,	30,	34,	42,	69,	80

М

Makarov G.A.	. 48
Malysheva L.M 19	9, 30
Maurchev E.A.	183
Melnik M.N.	127
Mingalev O.V.	127

N

Naiko D.Yu.	7
1.000000100	 '

0

Ochoa J.A	1
Ovchinnikov I.L.	7

P

Parkhomov V.A.	112
Petlenko A.V	
Petrishchev M.S.	
Pilipenko V.A	84
Pinto V.A.	
Podgorny A.I.	99
Podgorny I.M.	99
Poklad Yu.V	123, 141
Polyanskaia E.A	84
Popova T.A.	69, 80
Pulinets M.S.	

R

Raykova L.	23, 34
Revunova E.A.	38
Rogov D.D.	166
Rubtsov A.V.	96

Ryakhovskiy I.A 1	23, 14	1
Ryskin V.G.	179	9

S

Sakharov Ya.A.	
Saraev R.E.	
Selivanov V.N.	
Sergushin P.A.	
Setsko P.V.	11, 23
Shagimuratov I.I.	
Shapovalov S.N.	
Sharakin S.A.	145, 149
Shelkov A.D.	
Shubin D.A.	
Sigaeva K.F.	149
Singh A.K.	103
Solovieva M.S.	
Sotnikov N.V.	7
Srivastava P.	103
Stepanov A.E.	53
Stepanova M.V.	7

T

Tepenitsyna N.Yu.	 	. 15
Tertyshnikov A.V.	 154,	163

U

Uliev V.A.	166
Uvarov V.M.	. 74

V

Valev D.	
Vasilyev R.V.	169
Vorobjev V.G.	

W

Werner R.	 23,	34,	42,	173

Y

Yadav S.	103
Yagodkina O.I.	
Yahnina T.A.	
Yakimova G.A.	15
Yurik R.Yu.	

Z

Zossi B.S.	 61

ПОЛЯРНЫЙ ГЕОФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ 183010, г.Мурманск, ул.Халтурина, 15



POLAR GEOPHYSICAL INSTITUTE 15, Khalturina str., Murmansk, 183010, RUSSIA