



Российская Академия Наук

ТРУДЫ

Кольского научного центра РАН

7/2017 (8)

ГЕЛИОГЕОФИЗИКА

выпуск 3

Апатиты
2017

Российская Академия Наук

7/2017 (8)

издается с декабря 2010 г.

ТРУДЫ

**Кольского научного
центра РАН**

УДК 550.3
ISSN 2307-5252

Главный редактор —
чл.-корр. РАН, д. г.-м. н., проф. С. В. Кривовичев

Заместители главного редактора:
д. г.-м. н., проф. В. П. Петров,
д. т. н., проф. Б. В. Ефимов

Редакционный совет:
академик Г. Г. Матишов,
академик Н. Н. Мельников,
чл.-корр. В. К. Жиров,
чл.-корр. А. Н. Николаев,
д. э. н. Ф. Д. Ларичкин,
д. т. н. В. А. Маслобоев,
д. г.-м. н. В. П. Петров (зам. главного
редактора),
д. т. н. В. А. Путилов,
д. ф.-м. н. Е. Д. Терещенко,
к. г.-м. н. А. Н. Виноградов (отв.
секретарь)

Редколлегия серии «Гелиогеофизика»:
д. ф.-м. н. В. Е. Иванов (отв. ред.),
д. ф.-м. н. А. А. Намгаладзе,
д. ф.-м. н. О. И. Шумилов,
д. ф.-м. н. И. В. Мингалев,
к. ф.-м. н. Я. А. Сахаров,
к. ф.-м. н. Ю. В. Федоренко,
к. ф.-м. н. О. В. Мингалев,
к. ф.-м. н. В. Б. Белаховский

ГЕЛИОГЕОФИЗИКА

выпуск 3

Научное издание

Технический редактор: В. Ю. Жиганов
Редактор С. А. Шарам

Подписано к печати 03.11.2017. Формат бумаги 70×108 1/16.
Усл. печ. л. 14.0. Заказ № 38. Тираж 300 экз.
ФГБУН КНЦ РАН
184209, г. Апатиты, Мурманская область, ул. Ферсмана, 14

184209, Мурманская область, г. Апатиты, ул. Ферсмана,
14, Кольский научный центр РАН
Тел.: (81555) 79393, 79380, факс: (81555) 76425
E-mail: admin@admksk.apatity.ru, <http://www.kolasc.net.ru>

Серия «Гелиогеофизика» представляет результаты исследований в области физики околоземного космического пространства, солнечно-земных связей, высокоширотной атмосферы, ионосферы, литосферы.

Третий выпуск серии «Гелиогеофизика» составлен на основе материалов VI школы молодых ученых «Высокоширотные геофизические исследования», которая проходила 23 ноября 2017 г. в Полярном геофизическом институте (г. Апатиты).

СОДЕРЖАНИЕ

| ФИЗИКА СОЛНЕЧНО-ЗЕМНЫХ СВЯЗЕЙ | | Стр. |
|--|--|------|
| Е.А. Маурчев | Программный комплекс RUSCOSMICS в задачах прохождения космических лучей через атмосферу Земли..... | 10 |
| А.В. Германенко, Ю.В. Балабин, Е.А. Михалко, А.А. Торопов | Исследование связи между вариациями гамма-излучения и электрическими полями в приземном слое атмосферы.... | 17 |
| В.А. Пилипенко В.Б. Белаховский, С.Н. Самсонов | О возможных механизмах ускорения электронов до релятивистских энергий в магнитосфере Земли..... | 24 |
| Т.А. Попова | Концентрация холодной плазмы в области генерации ионно-циклотронной неустойчивости во время сжатия магнитосферы импульсом давления солнечного ветра..... | 31 |
| М.В. Филатов, С. А. Черноус | Опыт тестирования модели овала полярных сияний NORUSCA..... | 38 |
| А.В. Ларченко, А.Г. Демехов, Б.В. Козелов | Параметризация дискретных элементов хоровых ОНЧ-излучений с помощью методов математической морфологии... | 47 |
| В.Б. Белаховский, В.А. Пилипенко, С.Н. Самсонов | Одновременные УНЧ-колебания в геомагнитном поле, ПЭС ионосферы, интенсивности полярных сияний и риометрическом поглощении..... | 55 |
| В.В. Пожарская, Д.А. Петрашова | Частота цитогенетических нарушений в лимфоцитах детей, проживающих в Мурманской и Московской областях... | 61 |

РАДИОФИЗИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРИРОДНЫХ СРЕД

| | | |
|--|--|----|
| О.М. Лебедь, С.В. Пильгаев, А.С. Никитенко, А.В. Ларченко, Ю.В. Федоренко | Оценка высоты ионосферного источника, образованного при ВЧ-нагреве стендом EISCAT/HEATING, по данным измерений фаз на сети высокоширотных станций в спокойных и возмущенных гелиогеофизических условиях..... | 67 |
| С.В. Пильгаев, А.В. Ларченко, О.М. Лебедь, М.В. Филатов, А.С. Никитенко, Ю.В. Федоренко | Устройство для калибровки регистраторов электромагнитного поля.. | 75 |
| В.Б. Белаховский, Я. Джин, В. Милош | Сравнение воздействия различных типов ионосферных возмущений на сцинтилляции GPS сигналов в высоких широтах..... | 81 |
| А.С. Никитенко, Ю.В. Федоренко, О.М. Лебедь | Оценка пространственной структуры и статистических свойств естественных СНЧ/ОНЧ-излучений по данным наземной регистрации в высоких широтах..... | 86 |
| В.С. Полежаев, В.И. Милкин | Изотропная круговая поляризация в эксклюзивных исполнениях..... | 95 |

ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫЕ МЕТОДЫ И ИНФОРМАЦИОННЫЕ ТЕХНОЛОГИИ В ГЕОФИЗИКЕ

| | | |
|--|--|-----|
| З.В. Суворова, И.В. Мингалев, О.И. Ахметов, О.В. Мингалев | Явная консервативная схема расщепления для уравнений Максвелла..... | 103 |
| З.В. Суворова, И.В. Мингалев, О.В. Мингалев, О.И. Ахметов | Тестирование явной консервативной схемы расщепления для уравнений Максвелла..... | 116 |

| | | |
|--|--|-----|
| Е.А. Федотова, И.В. Мингалев, К.Г. Орлов | Набор параметризаций молекулярного поглощения в атмосфере Земли в ИК-диапазоне..... | 125 |
| М.Н. Мельник, О.В. Мингалев, И.В. Мингалев, П.В. Сецко, Т.Г. Когай | Новый метод численного решения граничной задачи для системы стационарных уравнений Власова и его применение для моделирования тонкого токового слоя в хвосте магнитосферы Земли..... | 133 |
| А.Е. Ганнибал | Применение нейронной сети для определения ложных срабатываний автоматического детектора слабых сейсмических событий..... | 147 |

Russian Academy of Sciences

7/2017 (8)
Published since 2010

transactions

Kola Science Centre

UDC 550.3
ISSN 2307-5252

Editor-in-Chief –
S. V. Krivovichev, Cor. Member of RAS,
Dr. Sc. (Geology & Mineralogy), Prof.

Deputy Editors-in-Chief:
V.P. Petrov, Dr.Sc.
(Geology and Mineralogy),
B.V. Efimov, Dr.Sc.
(Engineering)

Editorial Council:

G.G. Matishov, Acad. of RAS,
N.N. Melnikov, Acad. of RAS,
V.K. Zhirov, Cor. Member of RAS,
A.N. Nikolaev, Cor. Member of RAS,
F.D. Larichkin, Dr.Sc. (Economics),
V.A. Masloboev, Dr.Sc. (Engineering),
V.P. Petrov, Dr.Sc. (Geology and
Mineralogy),
V.A. Putilov, Dr.Sc. (Engineering),
E.D. Tereshchenko, Dr.Sc. (Physics and
Math.), A.N. Vinogradov, Dr.Sc. (Geology
and Mineralogy) – Executive Secretary

HELIOGEOPHYSICS

Series 3

Editorial Board of Heliogeophysics Series:

V.E. Ivanov, Dr.Sc. (Physics and Math.),
Executive Editor,
A.A. Namgaladze, Dr.Sc.
(Physics and Math.),
O.I. Shumilov, Dr.Sc. (Physics and Math.),
I.V. Mingalev, Dr. Sc. (Physics and Math.),
Y.A. Sakharov, PhD (Physics and Math.),
Yu.V. Fedorenko, PhD
(Physics and Math.),
O.V. Mingalev, PhD (Physics and Math.),
V.B. Belakhovsky, PhD
(Physics and Math.)

14, Fersman str., Apatity, Murmansk region, 184209, Russia
Tel. (81555) 79380. Fax: (81555) 76425
E-mail: admin@admksk.apatity.ru, <http://www.kolasc.net.ru>

© Polar Geophysical Institute, 2017
© Kola Science Centre of Russian Academy of Sciences, 2017

CONTENTS

| | | Page |
|--|--|------|
| PHYSICS OF THE SOLAR-TERRESTRIAL CONNECTIONS | | |
| E.A. Maurchev | The RUSCOSMICS software in the tasks of the cosmic rays transport through the Earth atmosphere..... | 10 |
| A.V. Germanenko, Yu.V. Balabin, E.A. Mikhalko, A.A. Toropov | Connection between variations of gamma-radiation and electric fields in the ground layer of the atmosphere..... | 17 |
| V.A. Pilipenko V.B. Belakhovsly, S.N. Samsonov | On a possible acceleration mechanisms of electrons up to the relativistic energies in the Earth magnetosphere..... | 24 |
| T.A. Popova | Cold plasma density in the region of generation of the ion-cyclotron instability during magnetospheric compression by the solar wind pressure pulse..... | 31 |
| M.V. Filatov, S.A. Chernouss | Experience of testing of the NORUSCA aurora oval model..... | 38 |
| A.V. Larchenko, A.G. Demekhov., B.V. Kozelov | Parameterization of discrete chorus elements using methods of mathematical morphology... | 47 |
| V.A. Pilipenko, V.B. Belakhovsky, S.N. Samsonov | The simultaneous ULF waves in geomagnetic field, TEC of the ionosphere, aurora intensity and cosmic noise absorption..... | 55 |
| V.V. Pozharskaja, D.A. Petrashova | Cytogenetic disturbances frequency in lymphocytes of the children living in Murmansk and Moscow regions..... | 61 |

RADIOPHYSICS METHODS
OF THE NATURAL ENVIRONMENTS INVESTIGATION

| | | |
|---|--|----|
| O.M. Lebed, S.V. Pilgaev, A.S. Nikitenko, A.V. Larchenko, Yu.V. Fedorenko | Estimation of altitude of the source in the ionosphere created by the EISCAT/heating facility using phase measurements by the network of high-latitude stations in quiet and disturbed conditions..... | 67 |
| S.V. Pil'gaev, A.V. Larchenko, O.M. Lebed', M.V. Filatov, A.S. Nikitenko, Yu. V. Fedorenko | Electromagnetic acquisition systems calibration device..... | 75 |
| V.B. Belakhovsky, Y. Jin, W. Miloch | The comparison of the influence of different types of ionosphere disturbances on scintillations of GPS signals at high latitudes... | 81 |
| A.S. Nikitenko, Yu.V. Fedorenko, O.M. Lebed' | The estimation of the spatial structure and statistical properties of the natural ELF/VLF emissions according to the ground registration at high latitudes..... | 86 |
| V. S. Polezhayev, V. I. Milkin | Isotropic circular polarization in exclusive designs..... | 95 |

NUMERICAL METHODS AND INFORMATION TECHNOLOGIES
IN GEOPHYSICS

| | | |
|--|---|-----|
| Z.V. Suvorova, I.V. Mingalev, O.I. Ahmetov, O.V. Mingalev | The explicit conservative splitting scheme for Maxwell's equations..... | 103 |
| Z.V. Suvorova, I.V. Mingalev, O.V. Mingalev, O.I Ahmetov | Testing the explicit conservative splitting scheme for Maxwell's equations..... | 116 |
| E.A. Fedotova, I.V. Mingalev, K.G. Orlov | A set of parameterizations of molecular absorption in the Earth's atmosphere in the IR range..... | 125 |

| | | |
|--|--|-----|
| M.N. Melnik, O.V. Mingalev, I.V. Mingalev, P.V. Setsko, T.G. Kogai | A new method of the numerical solution of the boundary problem for the system of stationary equations of Vlasov and its application for simulation of a thin current layer in the tail of the Earth magnetosphere... | 133 |
| A. E. Hannibal | The application of the neural network for the determination of the false triggering of the automatic detector of weak seismic events..... | 147 |

ФИЗИКА СОЛНЕЧНО-ЗЕМНЫХ СВЯЗЕЙ

УДК 551.521.64

Е. А. Маурчев

ПРОГРАММНЫЙ КОМПЛЕКС RUSCOSMICS В ЗАДАЧАХ ПРОХОЖДЕНИЯ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ ЧЕРЕЗ АТМОСФЕРУ ЗЕМЛИ

Аннотация

Дается обзор возможностей программного комплекса RUSCOSMICS в применении к задачам расчета прохождения протонов космических лучей через атмосферу Земли. Представлены типовые графики, отображающие основную информацию, получаемую во время моделирования. Также показана возможность расчета скорости ионизации для заданного участка жесткости геомагнитного обреза. Все модельные результаты верифицируются с помощью данных, полученных во время стратосферных измерений, и имеют с ними хорошее согласие.

Ключевые слова:

космические лучи, численное моделирование, метод Монте-Карло, физика частиц.

E. A. Maurchev

THE RUSCOSMICS SOFTWARE IN THE TASKS OF THE COSMIC RAYS TRANSPORT THROUGH THE EARTH ATMOSPHERE

Abstract

This article provides an overview of the possibilities of the software complex RUSCOSMICS in application to the problems of calculating the passage of cosmic ray protons through the Earth's atmosphere. There are presented typical charts that display the basic information obtained during the simulation. The possibility of calculating the ionization rate for a given geomagnetic cutoff stiffness section is also shown. All model results are verified using data obtained during stratospheric measurements and have a good agreement with them.

Keywords:

cosmic rays, numerical simulation, Monte Carlo method, particle physics.

Введение

Одной из самых сложных в программном комплексе RUSCOSMICS, основанном на GEANT4 [1], является модель для расчета прохождения первичных протонов КЛ через атмосферу Земли, исследования образования каскадов вторичных КЛ и расчета скорости ионизации вещества атмосферы. Для построения модели применялась концепция так называемой «плоской» геометрии, когда выделяется столб атмосферы Земли на заданной широте и долготе, задается его высота и длина граней, а также вычисляются физические параметры каждого слоя (процентное соотношение масс составляющих элементов, плотность, давление и температура) с помощью NRLMSISE-00 [2].

На границе определяется модельный источник частиц с заданной интенсивностью и спектральной характеристикой. При прохождении частиц через вещество атмосферы рассчитываются параметры каскадов вторичных КЛ. Математическое описание модуля является чрезмерно громоздким и его описание не входит в рамки данной работы. Визуализация же прохождения протона через атмосферу представлена на рис. 1.

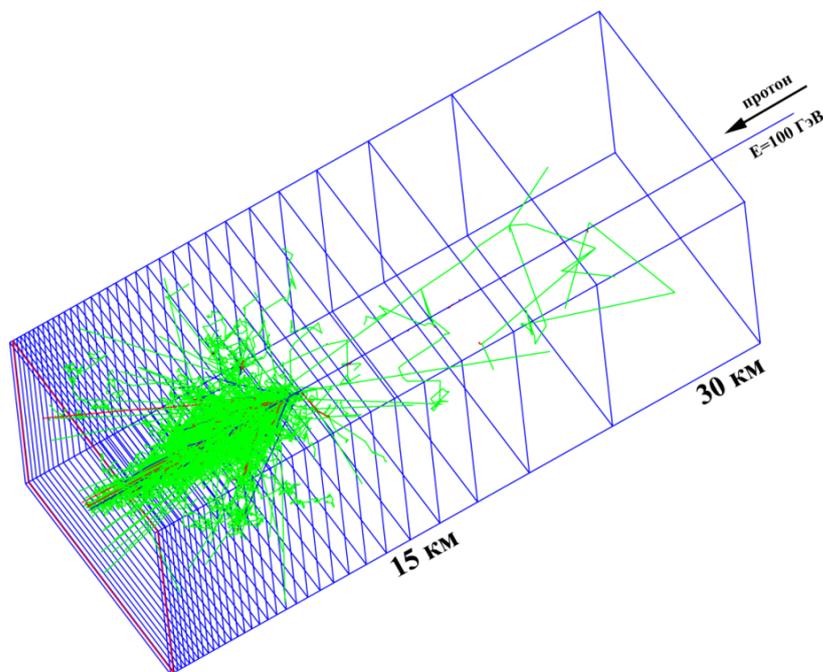


Рис. 1. Визуализация моделирования прохождения единичного протона с энергией 100 ГэВ через слои вещества атмосферы и образования каскада частиц. Хорошо видна концепция «плоской» геометрии. Различными цветами показаны заряды частиц. Синий — положительно заряженные частицы, красный — отрицательно заряженные, зеленые — нейтрально заряженные частицы. Более точную информацию можно получить внутренними методами модели

Методика и результаты

При прохождении сквозь толщу вещества атмосферы Земли первичный протон испытывает ряд самых различных взаимодействий, в результате чего рождаются каскады самых разнообразных вторичных частиц (пионы, каоны, мюоны, электроны, позитроны, нейтроны, гамма-кванты). Характеристики этих частиц на разных высотах атмосферы можно легко получить с помощью соответствующего модуля RUSCOSMICS. Также этот модуль позволяет получить профили ионизации атмосферы Земли для различных географических координат (в зависимости от геомагнитной жесткости обрезания). Некоторые энергетические спектры и высотные профили вторичной компоненты, а также сравнение экспериментальных данных с модельными расчетами представлены на рис. 2–3.

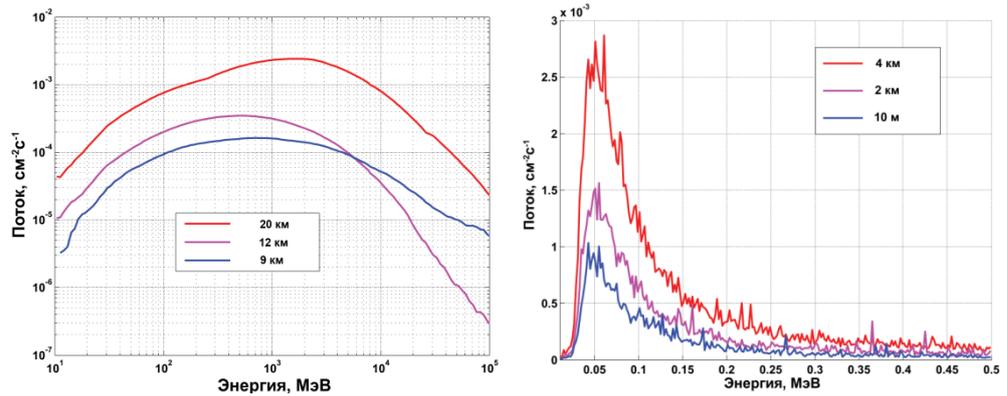


Рис. 2. Энергетические спектры протонов (слева) и гамма-квантов (справа), полученные в результате моделирования прохождения частиц первичных КЛ со спектром, соответствующим периоду максимума солнечной активности в отсутствие его модуляции СКЛ через атмосферу Земли

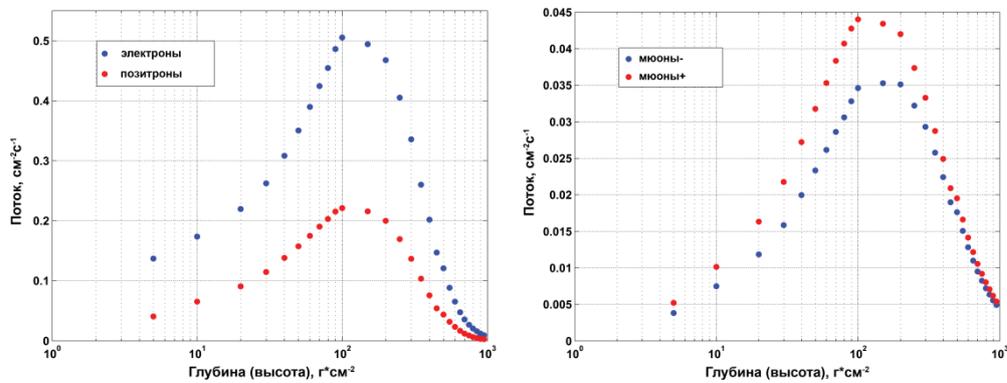


Рис. 3. Высотные профили электрон-позитронной (слева) и мюонной (справа) компонент, полученные в результате моделирования прохождения частиц первичных КЛ со спектром, соответствующим периоду максимума солнечной активности в отсутствие его модуляции СКЛ через атмосферу Земли

Стоит заметить, что классически высотные профили получают методом запуска шаров-зондов с установленными на них детекторами, чувствительными к заряженной компоненте. Суммарный счет можно выразить через формулу:

$$\tilde{N}_{\text{п}oi} = \tilde{N}_{e^+e^-} + C_{\mu^+\mu^-} + C_p + 0,01C_\gamma, \quad (1)$$

где $\tilde{N}_{e^+e^-}$, $C_{\mu^+\mu^-}$, C_p , C_γ — счет, который вносят электрон-позитронная, мюонная, протонная компоненты и гамма-кванты соответственно. Исходя из этого, суммируя полученные в результате моделирования высотные профили, можно произвести сравнение с экспериментальными данными для отдельных времен. Пример такой верификации представлен на рис. 4.

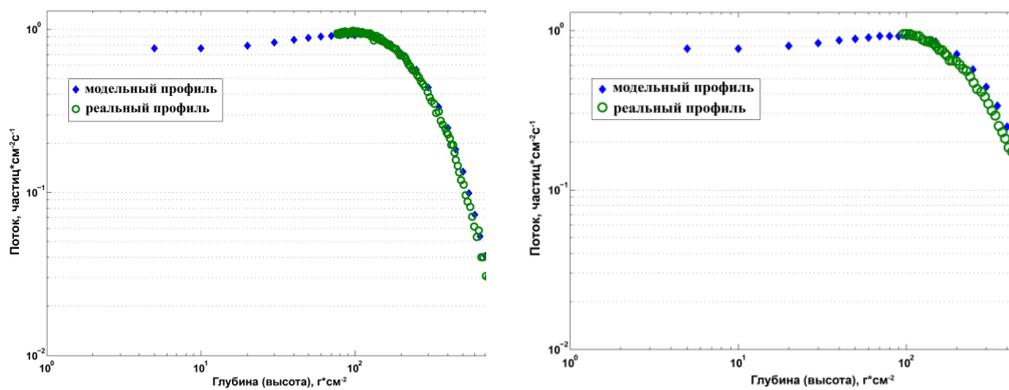


Рис. 4. Сравнение экспериментальных данных 04.09.2009 (слева) и 21.12.2009 (справа) и данных, полученных в результате моделирования прохождения частиц галактических космических лучей (ГКЛ) через атмосферу Земли и обработанных по формуле (1)

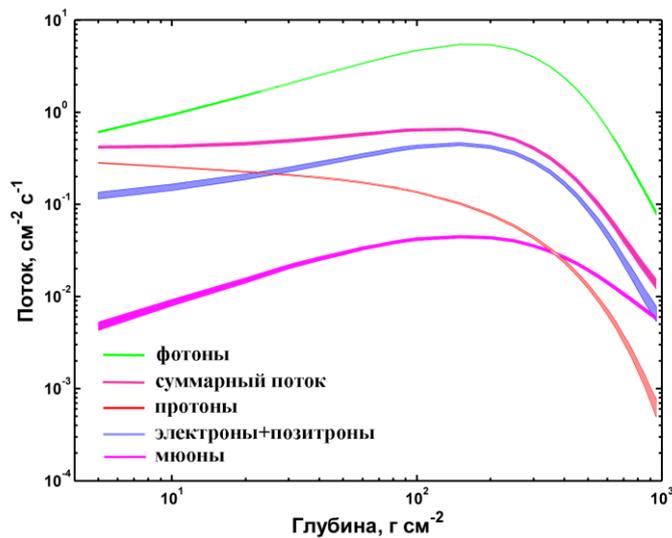


Рис. 5. Высотные профили для различных сортов частиц, представленные с указанием интервала ошибки вычисления, полученные в результате моделирования прохождения ГКЛ через атмосферу Земли. Ширина линии означает суммарное отклонение от среднего и включает в себя как стандартную ошибку, так и внутреннюю ошибку метода

Также надо отметить, что, несмотря на то, что в названии сказано, что ионизация рассчитывалась только для ГКЛ — это не так. Также было взято событие релятивистских солнечных протонов (солнечных космических лучей — СКЛ). В этом случае для описания энергетической характеристики первичного источника используется спектр протонов, соответствующий «быстрой» фазе события № 5. Этот спектр, модулирующий частицы ГКЛ, представлен на рис. 6. Также на рис. 7–8 представлены результаты расчетов скорости ионизации вещества атмосферы Земли от уровня от 0 до 40 км.

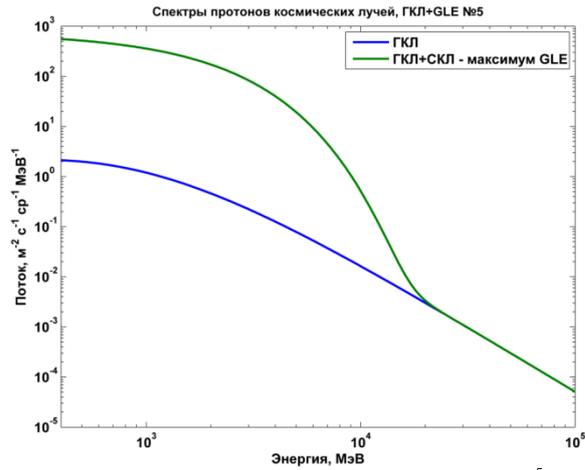


Рис. 6. Спектры протонов первичных КЛ от 400 МэВ до 10^5 МэВ, используемые в расчетах скорости ионизации с помощью RUSCOSMICS

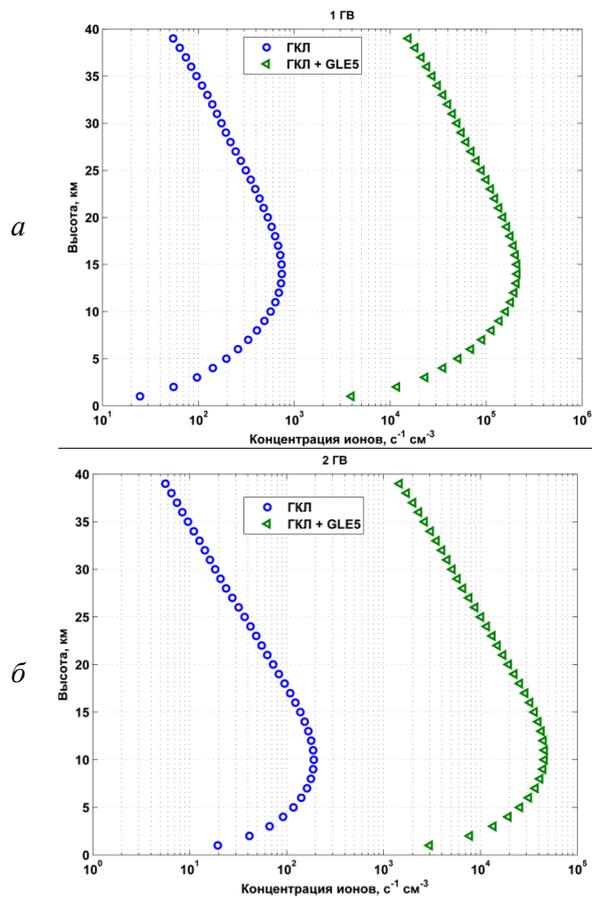


Рис. 7. Профили ионизации для геомагнитной жесткости обреза 1 ГВ (а) и 2 ГВ (б), полученные с помощью модуля RUSCOSMICS в результате моделирования прохождения протонов первичных КЛ через атмосферу Земли как без модуляции СКЛ спектра ГКЛ, так и при ее наличии

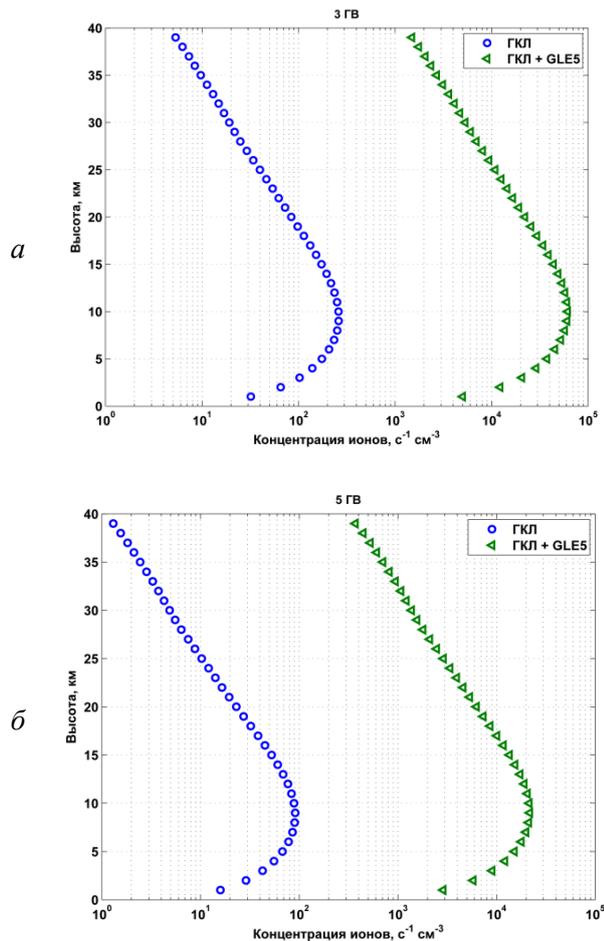


Рис. 8. Профили ионизации для геомагнитной жесткости обрезания 3 ГВ (а) и 5 ГВ (б), полученные с помощью модуля RUSCOSMICS в результате моделирования прохождения протонов первичных КЛ через атмосферу Земли как без модуляции СКЛ спектра ГКЛ, так и при ее наличии

Заключение

Модуль RUSCOSMICS для расчета прохождения через атмосферу Земли протонов космических лучей является полезным, если есть необходимость выполнить количественную оценку потоков вторичных частиц и скорости ионизации. Несмотря на то, что решение таких задач носит фундаментальный характер, на данный момент существует мало инструментов, позволяющих выполнять вычисления подобного рода. Также, в отличие от самого, на наш взгляд, достойного пакета — PLANETOCOSMICS [3], RUSCOSMICS имеет дополнения в виде методов, позволяющие проводить более скоростные вычисления (будут подробнее описаны в дальнейших работах), а также постоянно поддерживается, обновляясь как в платформе GEANT4, так и в базах данных сечений взаимодействий. Существенным недостатком, который мы собираемся устранить в ближайшее время, является отсутствие приветливого интерфейса. Огромное преимущество — наличие базы данных полетов шаров-

зондов, полученной в совместных работах ПГИ (Мурманск — Апатиты) и ФИАН (Москва) позволяющей проводить сравнение модельных результатов с экспериментальными профилями.

Немаловажным является также и то, что мы, как разработчики, имеем постоянную возможность вносить изменения в модуль при наличии новых идей. На данный момент все результаты, полученные с помощью данного модуля (и описание самого модуля), были опубликованы в ведущих журналах ("Astrophysics and Space Sciences Transactions", "Journal of Physics", «Известия РАН», «Солнечно-земная физика»), представлены на семинарах и конференциях международного и всероссийского масштаба (COSPAR, ICRC, ВККЛ, БШШФ, Апатитский семинар, ШМУ ПГИ и т. д.), а также задействованы в совместных работах с учеными БАН.

Литература

1. Geant4 — a simulation toolkit / S. Agostinelli et al. // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 2003. 506 (3). 250.
2. NRLMSISE-00 empirical model of the atmosphere: Statistical comparisons and scientific issues / J. M. Picone et al. // J. Geophys. Res. 2002. 107(A12). 1468.
3. Bütikofer R. PLANETOCOSMICS User Guide.

Сведения об авторе

Маурчев Евгений Александрович

м. н. с., Полярный геофизический институт, Апатиты

E-mail: maurchev@pgia.ru

УДК 551.521.64

А. В. Германенко, Ю. В. Балабин, Е. А. Михалко, А. А. Торопов

ИССЛЕДОВАНИЕ СВЯЗИ МЕЖДУ ВАРИАЦИЯМИ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИМИ ПОЛЯМИ В ПРИЗЕМНОМ СЛОЕ АТМОСФЕРЫ

Аннотация

Представлены результаты мониторинга приземного гамма-излучения и вариаций электрических полей в атмосфере. В ходе мониторинга обнаружена корреляция между вариациями гамма-излучения и напряженностью электрических полей. Таким образом, электрическая природа возрастаний гамма-излучения по-прежнему возможна, наблюдения ее не опровергают, однако отсутствие четкой связи между ними указывает, что электрическое поле в нижнем слое атмосферы не является определяющим фактором.

Ключевые слова:

приземное гамма-излучение, электрические поля, вариации интенсивности.

A. V. Germanenko, Yu. V. Balabin, E. A. Mikhalko, A. A. Toropov

CONNECTION BETWEEN VARIATIONS OF GAMMA-RADIATION AND ELECTRIC FIELDS IN THE GROUND LAYER OF THE ATMOSPHERE

Abstract

The results of monitoring of surface gamma radiation and variations of electric fields in the atmosphere are presented. During the monitoring a correlation was found between the variations of gamma radiation and the intensity of the electric fields, so the electrical nature of the increase in gamma radiation is still possible, observations of it are not refuted. However the absence of a clear connection between them indicates that the electric field in the lower layer of the atmosphere is not the determining factor.

Keywords:

surface gamma radiation, electric field, variations of intensity.

1. Введение

В ходе проведения в 2016 г. совместных с ИКФИА экспериментов на станциях космических лучей в Якутске и Тикси были установлены детекторы гамма-излучения, разработанные в ПИИ. Детекторы поставлены в режим непрерывного мониторинга фонового гамма-излучения, приходящего из атмосферы. На этих станциях также производится мониторинг напряженности электрического поля с помощью электростатических флюксометров Voltex EFM-100. Наблюдаемые много лет возрастания гамма-фона при осадках [1–3] могут быть связаны с электрическими полями, присутствующими в дождевых облаках, а также между облаками и землей. Включение флюксометров в паре с детекторами гамма-излучения позволяет проверить эту гипотезу.

2. Оборудование

Используемые в работе детекторы созданы на основе кристалла NaI(Tl), имеют эффективный диапазон 20–400 кэВ. Аналогичные детекторы применялись в наших работах ранее. Детекторы установлены в свинцовый экран толщиной не менее 5 см (использованы свинцовые кольца от нейтронного монитора), экранирующий фоновое гамма-излучение от земли и обеспечивающий детектору вертикальную направленность конуса приема. Детектор с экраном находится в термобоксе с электрическим подогревом, обеспечивающим температурную стабильность детектора. Сам термобокс установлен на крыше лаборатории. Там же на крыше установлен флюксметр. Также регистрируются атмосферное давление и скорость ветра. Детектор гамма-излучения имеет четыре интегральных выхода с пороговыми значениями регистрации > 20, > 60, > 100, > 200 кэВ. Сам термобокс и общий вид места его установки показаны на рис. 1. В качестве системы регистрации для гамма-детектора выступает микроконтроллер ATmega 2560 с дополнительными модулями энергонезависимой памяти и часами точного времени.



Рис. 1. Станция Тикси:

слева — общий вид размещения детектора гамма-излучения на крыше лаборатории космических лучей, справа — вид на детектор в термобоксе

3. Наблюдения и эксперименты

Эффект возрастания гамма-излучения при осадках был открыт в ПГИ в лаборатории космических лучей и подвергнут пристальному изучению [1–3]. Необходимость его изучения объясняется тем, что обнаружен дополнительный вид взаимодействия космических лучей и атмосферы, причем напрямую связанный с метеорологическими процессами в нижней атмосфере. Исследование нового эффекта может быть важным в аспекте влияния космических лучей на метеопроцессы, погоду, климат.

В течение ряда лет были проведены эксперименты и установлено, что возрастания гамма-излучения при осадках наблюдаются круглый год на всех станциях, где проводятся наблюдения, и достигают амплитуды 50–70 % от базового уровня. Эти возрастания не связаны с радиоактивным загрязнением осадков, происходят только в электромагнитной компоненте космических лучей и отсутствуют в заряженной.

За прошедшие годы детекторы были установлены в нескольких местах: в Апатитах (67° с. ш.), в Баренцбурге (78° с. ш.), в Якутске (62° с. ш.), в Тикси (71° с. ш.), в Ростове (47° с. ш.). Однако только в Тикси параллельно с детектором гамма-излучения установлен измеритель электрического поля, поэтому данные этой станции позволяют рассмотреть и проверить гипотезу электрического поля, которая в настоящее время является основной при объяснении явления и разработке физического механизма. Суть ее следующая. Легкие энергичные заряженные частицы (электроны и позитроны) возникают во всей толще атмосферы в результате взаимодействия космических лучей с веществом (воздухом). Основными процессами, производящими эти частицы, являются: распад мюонов и пимезонов, рождение пар. Присутствие этих частиц в атмосфере на всех высотах показывают прямые измерения, выполненные на шарах-зондах [4]. Энергичные электроны и позитроны, двигаясь в атмосфере, теряют часть своей энергии на ионизацию, часть — на тормозное излучение (гамма-кванты). При наличии электрического поля внутри облака такие частицы будут также приобретать энергию (при соответствующей полярности поля), которая также будет расходоваться на ионизацию и тормозное излучение.

Таким образом, при наличии электрического поля должен происходить увеличенный расход энергии на тормозное излучение, т. е. будет наблюдаться эффект возрастания гамма-излучения. Этот процесс дополнительного набора энергии в электрических полях облаков высокоэнергичными легкими частицами был назван доускорением. Здесь важно отметить, что доускорение действует только на частицы, у которых имеется достаточная энергия (десятки мегаэлектронвольт). Ускорить частицы малых энергий данное электрическое поле не способно. Также эффект доускорения следует отличать от эффекта убегающих электронов, возникающего при напряженностях ~ 200 кВ/м [5].

Именно поэтому важны параллельные измерения гамма-излучения и электрического поля, которые помогут обнаружить корреляцию между указанными величинами. Оптимальным было бы измерение электрических полей в дождевых облаках, но это слишком дорогой метод. Пока же оказались доступны наземные измерения. Как показывают расчеты, эффект в 10 % возрастания гамма-излучения может обеспечить электрическое поле уже при ~ 2 кВ/м.

На ст. Тикси флюксметр (электрометр) и остальные датчики включены в режиме мониторинга. За время работы неоднократно отмечались возрастания гамма-излучения от 10 % и выше. Точно так же отмечены многочисленные возрастания напряженности электрического поля в приземном слое атмосферы, достигающие до 10–20 кВ/м. Отметим, что такие напряженности не обязательно сопровождаются облачностью. Они отмечаются и при ясной ветреной погоде. Подобный эффект известен [6]. Сильные электрические поля возникают в процессе электризации снежинок при сильных ветрах с поземкой и метелях.

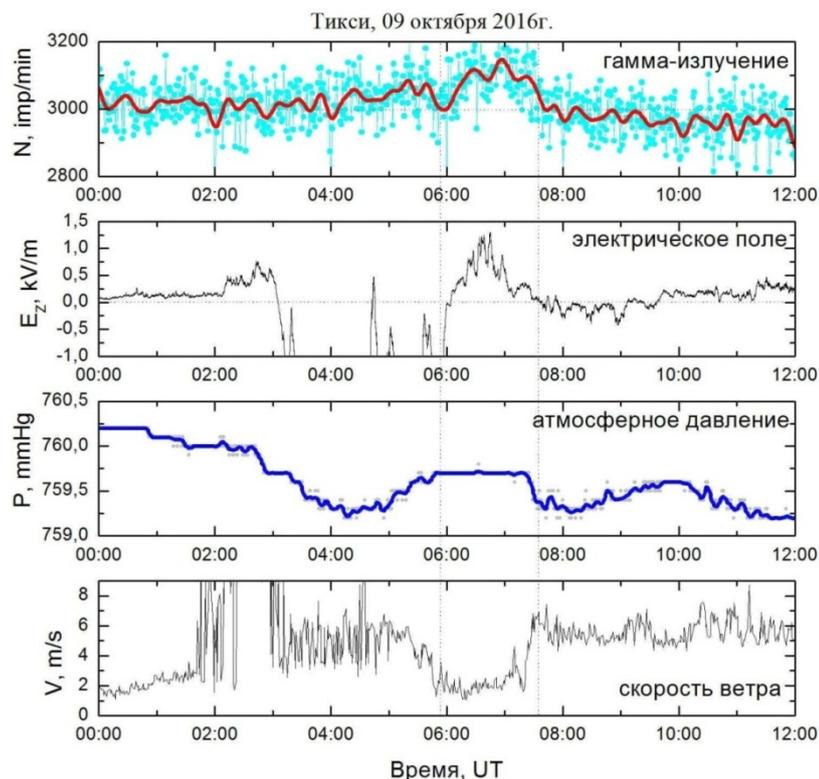


Рис. 2. Небольшое возрастание гамма-излучения (синие точки — минутные значения, красная линия — сглаженные данные) отмечено 6–8 UT 09.10.2016. И в это же время напряженность электрического поля меняет полярность, становится положительной, достигая 1 кВ/м. Давление можно считать постоянным в этот период

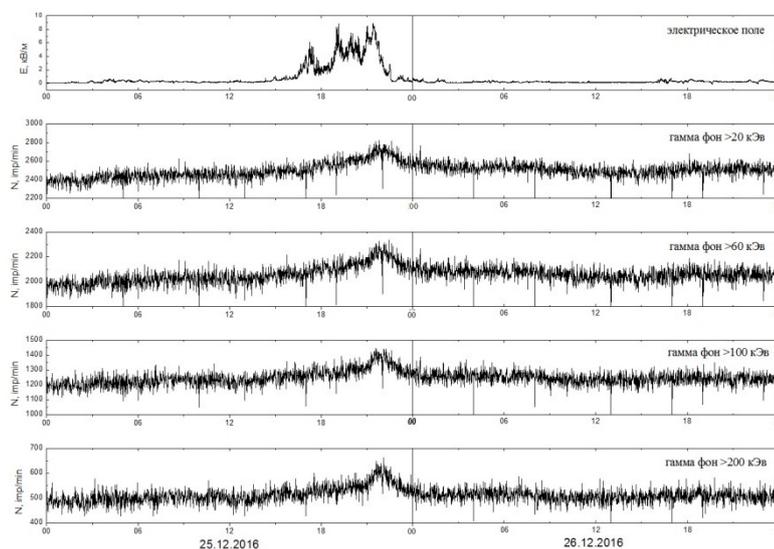


Рис. 3. Отличный пример: 25–26 декабря 2016 на слабом фоне (~200 В/м) во время метели электрическое поле выросло до 8 кВ/м, в это же время возрастание гамма-излучения достигло ~ 10 %

На рис. 2–4 представлены характерные случаи. Они подтверждают основные предположения. Например, что сильные электрические поля могут возникать при метелях и поземке. Однако в целом прямой связи между напряженностью электрического поля в приземном слое атмосферы и возрастаниями гамма-излучения наблюдения не показывают. Отмечаются события, при которых электрическое поле у земли сильное, а возрастания гамма-излучения нет. Также нет явной корреляции между напряженностью электрического поля и амплитудой возрастания. Подобное указывает на то, что электрическое поле в нижнем слое атмосферы не является тем определяющим фактором.

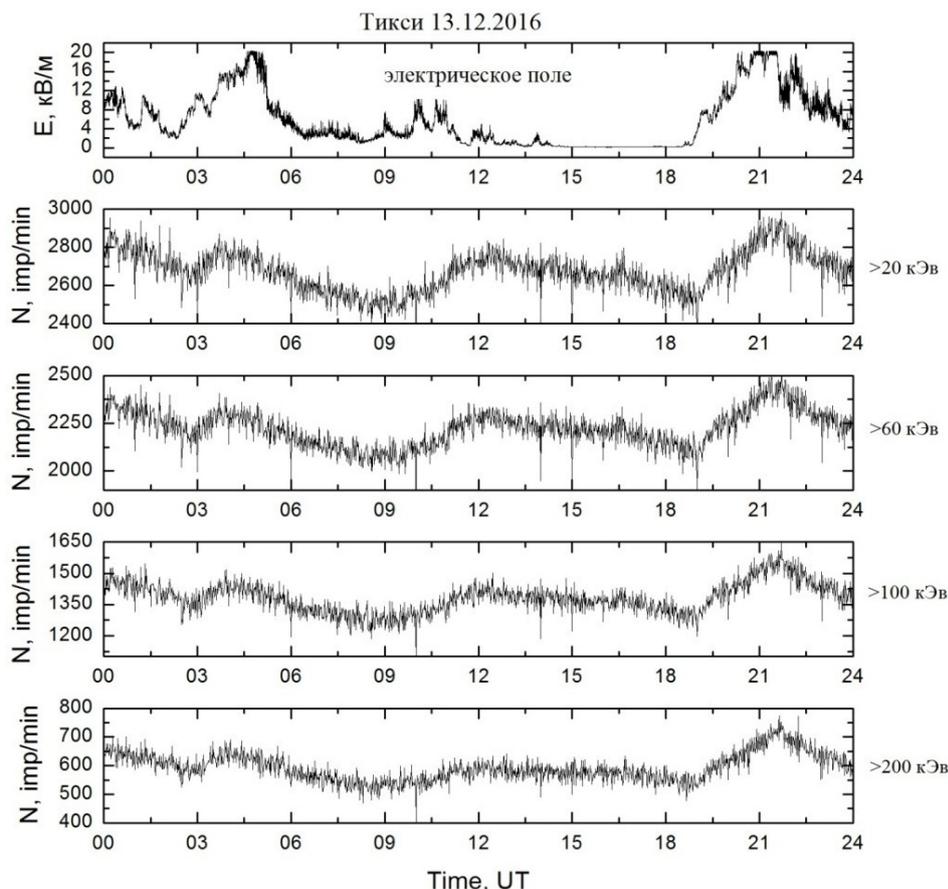


Рис. 4. Сложный случай: электрическое поле возрастает до 20 кВ/м около 5 UT и 21 UT, а в середине суток поле слабое, падает до 1 кВ/м, но возрастания гамма-излучения отмечаются как в 5 UT и 21 UT, так и в середине дня при слабом поле

4. Заключение

Собранные данные и предварительный их анализ указывают на присутствие связи между вариациями интенсивности приземного гамма-излучения и напряженностью электрических полей в приземном слое. Однако по имеющимся данным не представляется возможным вывести четкую

зависимость между ними. Возможно, причина в том, что электрическое поле у земли (где проводятся измерения его напряженности) и электрические поля между облаками не связаны однозначно и линейно. При высокой напряженности поля внутри облака вне его электрическое поле может быть значительно ниже (эффект конденсатора). Измерения флюксметром показали, что даже в полярных условиях (широта Тикси 71° с. ш.) напряженность электрического поля между землей и облаками достигает десятков киловольт на метр.

Ранее в наших работах были выполнены оценки на основе энергетического баланса, которые показали, что наблюдать возрастания гамма-излучения возможно уже при 1,5 кВ/м. Наблюдаемые нами возрастания гамма-излучения в Тикси могут происходить как при относительно слабом поле ($\sim 1,5$ кВ/м), так и при сильном (до 20 кВ/м). Установлены, тем не менее, два важных факта:

1. Возрастания происходят только при положительной напряженности поля, отрицательная полярность поля не приводит к возрастаниям вообще.

2. Несмотря на условия (широта места наблюдения — 71° с. ш., полярная ночь, сильный мороз) во время осадков наблюдаются электрические поля до 20 кВ/м.

Данные наблюдения показывают, что сильные электрические поля присутствуют при возрастании и, таким образом, электрическая природа возрастаний гамма-излучения по-прежнему возможна, наблюдения ее не опровергают. Другое дело, что напряженность электрического поля в приземном слое воздуха может иметь сложную и непрямую связь с электрическими полями в облаках. По этой причине сложно по измерениям в одной точке (на поверхности земли) восстановить профиль напряженности электрического поля по высоте хотя бы на 2–4 км. Наблюдения и эксперименты будут продолжены.

Литература

1. Вариации естественного рентгеновского фона в полярной атмосфере / Ю. В. Балабин и др. // Геомагнетизм и аэрономия. 2014. Т. 54, № 3. С. 376–386.
2. Features of the flux of gamma-radiation in the lower atmosphere during precipitation / A. V. Germanenko et al. // J. Phys. Conf. Ser. 2013. Vol. 409, 012241.
3. Variations of gamma radiation spectra during precipitations / Yu. V. Balabin et al. // J. Phys. Conf. Ser. 2013. Vol. 409. 012243.
4. Rust W. D., Trapp R. J. Initial balloon soundings of the electric field in winter nimbostratus clouds in the USA // Geophys. Res. Lett. 2002. Vol. 29. P. 1959–1962.
5. Гуревич А. В., Зыбин К. П. Пробой на убегающих электронах и электрические разряды во время грозы // Успехи физических наук. 2001. Т. 171, № 11. С. 1177–1199.
6. Шишкин Н. С. Облака, осадки и грозовое электричество. Л.: Гидрометеиздат, 1964. 403 с.

Сведения об авторах

Германенко Алексей Владимирович

м. н. с., Полярный геофизический институт, Апатиты
E-mail: germanenko@pgia.ru

Балабин Юрий Васильевич

к. ф.-м. н., зав. сектором, Полярный геофизический институт, Апатиты
E-mail: balabin@pgia.ru

Евгения Александровна Михалко

инженер, Полярный геофизический институт, Апатиты
E-mail: mikhalko@pgia.ru

Торопов Анатолий Анатольевич

м. н. с., Институт космофизических исследований и астрономии им. Ю. Г. Шафера,
Якутск
E-mail: toropov@ikfia.ysn.ru

УДК 551.510.537

В. А. Пилипенко, В. Б. Белаховский, С. Н. Самсонов

О ВОЗМОЖНЫХ МЕХАНИЗМАХ УСКОРЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ДО РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭНЕРГИЙ В МАГНИТОСФЕРЕ ЗЕМЛИ

Аннотация

В работе с использованием данных по магнитному полю и потокам заряженных частиц с геостационарных спутников GOES исследовано ускорение электронов во внешнем радиационном поясе Земли с энергиями от ~40 кэВ >2 МэВ. Показано, что величина роста потоков электронов не зависит от интенсивности магнитной бури и даже может происходить без бури. Для характеристики волновой активности магнитосферы в Pc5-диапазоне (1–7 мГц) использован УНЧ-индекс. Возрастание потоков МэВ электронов происходит более чем на 1,5 порядка через 1–2 дня после роста УНЧ-индекса. Корреляция между периодами с высокой скоростью солнечного ветра и ростом потоков релятивистских электронов с задержкой в 1–2 дня подтверждает идею о важной роли дрейфового резонанса магнитосферных электронов с МГД-колебаниями Pc5-диапазона. Резонансное взаимодействие между ними приводит к диффузии электронов вглубь магнитосферы и их предварительному ускорению до субрелятивистских энергий.

Ключевые слова:

магнитосфера, радиационные пояса, релятивистские электроны, УНЧ- и ОНЧ-волны.

V. A. Pilipenko, V. B. Belakhovskiy, S. N. Samsonov

ON A POSSIBLE ACCELERATION MECHANISMS OF ELECTRONS UP TO THE RELATIVISTIC ENERGIES IN THE EARTH MAGNETOSPHERE

Abstract

In this work with using geomagnetic field data and charge particle data from the GOES geostationary satellites the acceleration of the electrons at Earth outer radiation belt with the energies from 40 keV to > 2 MeV was investigated. It is shown that the rate of the electron flux increase does not depend on the geomagnetic storm intensity and occur without geomagnetic storm. For the describing of the magnetosphere wave activity in the Pc5 frequency range (1-7 mHz) the ULF index was used. The correlation between the periods with the high solar wind speed and growth of the relativistic electron fluxes with the delay 1-2 days confirm the idea about the important role of the drift resonance of the magnetosphere electrons with the MHD waves in the Pc5 frequency range. The resonance interaction between them lead to the electron diffuse deep into the magnetosphere and its preliminary acceleration to the subrelativistic energies.

Keywords:

magnetosphere, outer radiation belt, relativistic electrons, ULF waves, VLF waves.

1. Введение

Одна из наиболее актуальных проблем космической физики — определение механизма ускорения электронов до релятивистских энергий, так как такие электроны могут вывести из строя спутниковую электронику, что может приводить даже к полной потере спутника [1]. Поэтому в литературе их часто называют «электронами-убийцами» (killer-electrons). Внешний радиационный пояс является динамическим образованием: интенсивность потоков высокоэнергичных электронов может резко возрастать и спадать на 1–3 порядка в широком диапазоне расстояний (от $L = 3$ до $L = 7$) [2]. Традиционно считается, что появление «электронов-убийц» является одним из проявлений магнитных бурь в околоземном пространстве [3], хотя только ~ 50 % бурь приводит к усилению потоков релятивистских электронов и нет прямой зависимости между интенсивностью бури и уровнем потоков электронов [4]. Динамика высокоэнергичных электронов определяется балансом между процессами инжекции, ускорения и потерь, связанных с высыпанием и вылетом частиц за магнитопаузу [5]. Во время главной фазы бури резкое сжатие магнитосферы приводит к резкому падению интенсивности наблюдаемых электронных потоков за счет адиабатического переноса МэВ электронов за геостационарную орбиту вглубь магнитосферы («Dst-эффект») и вылету части захваченных частиц за пределы магнитосферы. Адиабатическая часть падения потоков электронов восстанавливается, когда магнитосфера релаксирует к прежнему состоянию на фазе восстановления бури. Результирующий эффект бури зависит от соотношения мощностей потерь и ускорительных механизмов. Суббуревая активность сопровождается инжекцией энергичных электронов ($E < 100$ кэВ) в магнитосферу, но она не может обеспечить их ускорение до релятивистских энергий.

В бесстолкновительной магнитосферной плазме ускорение заряженных частиц может быть связано только с взаимодействием волн и частиц. Один из возможных механизмов основан на идее «геосинхротрона» — ускорения и радиальной диффузии электронов при дрейфовом резонансе с Pc5-волнами:

$$\omega - m \cdot \omega_d = 0,$$

где m — азимутальное волновое число волны, ω_d — дрейфовая частота электронов, ω — частота волны [4].

Согласно этому сценарию, Pc5-пульсации, возбуждаемые потоками солнечного ветра или протонами кольцевого тока, являются промежуточным агентом, передающим энергию от протонов солнечной плазмы или кольцевого тока ускоренным электронам [5]. Условие дрейфового резонанса с субрелятивистскими электронами выполняется для Pc5-волн с малыми значениями m , т. е. для пульсаций тороидальной поляризации. В последнее время также появляется все больше наблюдений и теоретических моделей, свидетельствующих о том, что излучения ОНЧ-диапазона (1–10 кГц) играют ключевую роль в ускорении магнитосферных электронов. Такими ОНЧ-излучениями оказались «хоры» (chorus) — узкополосные излучения с сильной дисперсией, возбуждаемые энергичными электронами в области магнитосферного экватора. Хоры распространяются от области генерации в экваториальной плоскости к ионосфере и могут захватываться в локальные

плазменные неоднородности, вытянутые вдоль силовых линий (duct). Эффекты ускорения электронов преобладают над их питч-угловым рассеянием в конус потерь при достаточно высокой энергии частиц [6].

В данной работе приведены примеры появления интенсивных потоков электронов релятивистских энергий на геостационарной орбите как при магнитных бурях, так и без них. Эти экспериментальные свидетельства помогут более четко очертить набор условий космической погоды, способствующих ускорению магнитосферных электронов до релятивистских энергий.

2. Данные

В работе использовались данные по потокам электронов разных энергий (40, 475 кэВ, > 2 МэВ) и вариациям магнитного поля с геостационарных спутников GOES-13, GOES-15. Параметры солнечного ветра брались из базы данных OMNI. Для характеристики волновой активности магнитосферы в Pc5-частотном диапазоне (1–7 мГц) использовался планетарный УНЧ-индекс [7].

Для характеристики ОНЧ-волновой активности использованы данные станции Halley Bay в Антарктиде — так называемый VLF-индекс. Использован канал 1 кГц. Поле зрения приемника на этой станции находится в широтном диапазоне $3 < L < 7$. Данные за сутки были усреднены за временной интервал 09–12 UT, поскольку в утреннем секторе наибольшая вероятность наблюдения хоров. Для характеристики интенсивности магнитной бури был использован SYM-H-индекс, для характеристики суббуревой активности — AE-индекс.

3. Анализ наблюдений

По данным геостационарных спутников GOES проводилось сравнение вариаций потоков электронов разных энергий: энергичных — с $E \sim 0$ кэВ, субрелятивистских — с $E \sim 475$ кэВ и релятивистских — с $E > 2$ МэВ с различными индексами космической погоды, включая УНЧ-индекс, во время серии магнитных бурь в сентябре 2011 г. (рис. 1). Суточные вариации потоков МэВ электронов на геостационарной орбите вызваны асимметрией день-ночь магнитосферного магнитного поля и не связаны с процессами ускорения.

За анализируемый период произошло 3 магнитных бури: 9–14 сентября (SYM-H = -80 нТл), 17–18 сентября (SYM-H = -77 нТл) и 26–30 сентября (SYM-H = -110 нТл). Наиболее значительный рост потоков релятивистских электронов на GOES-13 наблюдался на восстановительной фазе магнитной бури 9–14 сентября и продолжался после окончания бури. Величина потока МэВ-х электронов возросла более чем на 1,5 порядка, при этом последовательно происходил рост кэВ электронов, потом — субрелятивистских и затем — релятивистских.

Во время наиболее интенсивной магнитной бури 26–30 сентября увеличение потоков МэВ электронов было в несколько раз меньше. В то же самое время для сопоставимой по интенсивности геомагнитной бури 17–18 сентября роста потоков МэВ электронов практически не было видно вообще. Более того, в период 2–7 сентября, когда магнитной бури не было ($|\text{SYM-H}| < 20$ нТл), произошло увеличение интенсивности электронных потоков на фоне повышенной суббуревой активности (AE ~ 400 –600 нТл). Сопоставление электронного отклика на эти возмущения космической погоды указывает на наличие нескольких факторов, способствующих усилению

внешнего радиационного пояса: продолжительной суббуревой активности (высокие значения AE) и повышенного уровня УНЧ-волновой активности. Усиленная генерация УНЧ-шумов и колебаний происходит при появлении высокоскоростных потоков солнечного ветра, при этом само наличие магнитной бури не является ключевым фактором для электронного отклика.

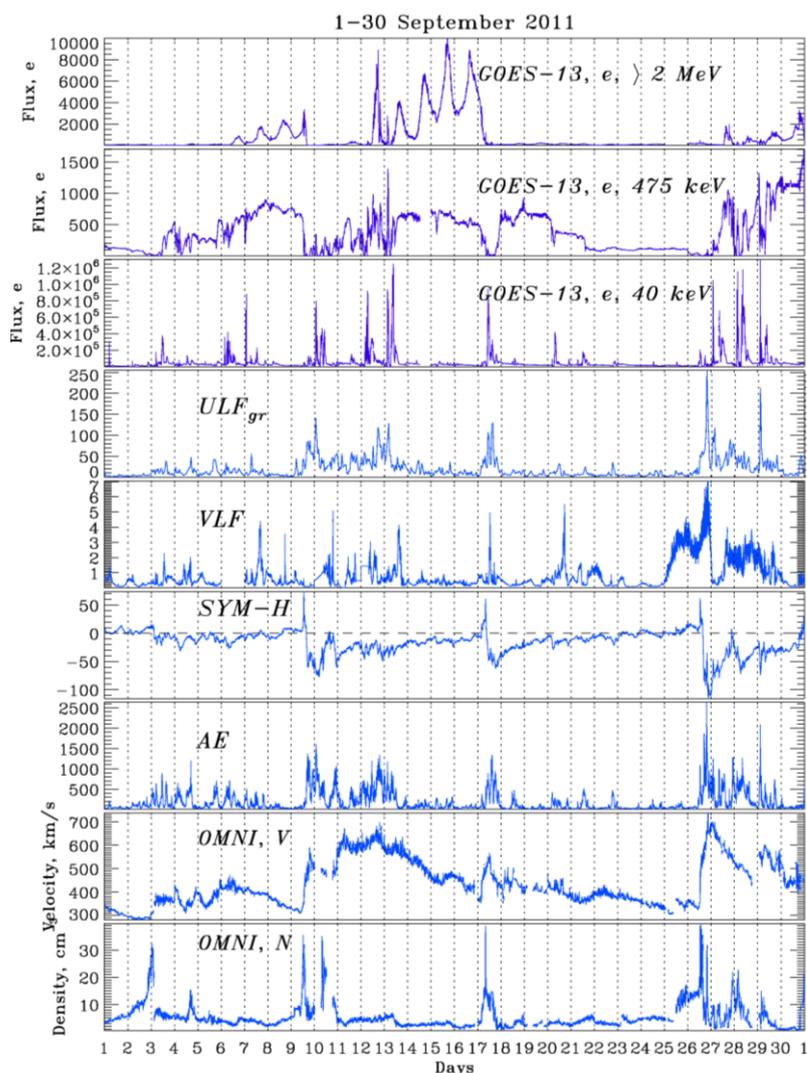


Рис. 1. Поток электронов на спутнике GOES-13 ($E > 2$ МэВ, 475 кэВ, 40 кэВ); ULF-, VLF-, SYM-H-, AE-индекс; скорость V и плотность N солнечного ветра по данным базы OMNI для сентября 2011 г.

На рис. 2. показаны вариации тех же параметров космической погоды, что и на рис. 1, но для серии магнитных бурь в июне 2012 г. В этот период произошло 2 магнитных бури: 12 июня (SYM-H = -70 нТл) и 16–20 июня (SYM-H = -70 нТл). Во время бури 16–20 июня поток МэВ электронов усилился и достиг значений $\sim 7 \cdot 10^3$ Кл/(см²·с·ср). После короткой бури 12 июня роста электронных потоков вообще не наблюдалось. Однако в период 4–9 июня, когда

магнитной бури вообще не было, скорость солнечного ветра возросла до 770 км/с. Общий уровень суббуревой активности также был высоким — на уровне АЕ $\sim 600\text{--}800$ нТл. Высокая скорость солнечного ветра и наличие скачков плотности солнечного ветра привели к росту УНЧ-индекса. При этом поток МэВ электронов достигал в несколько раз больших значений — $\sim 1,4 \cdot 10^2$ Кл/(см²·с·ср), чем при магнитной буре.

На данном примере снова прослеживается корреляция интенсивности потоков релятивистских электронов со скоростью солнечного ветра, ростом АЕ- и УНЧ индекса, но не с интенсивностью магнитной бури.

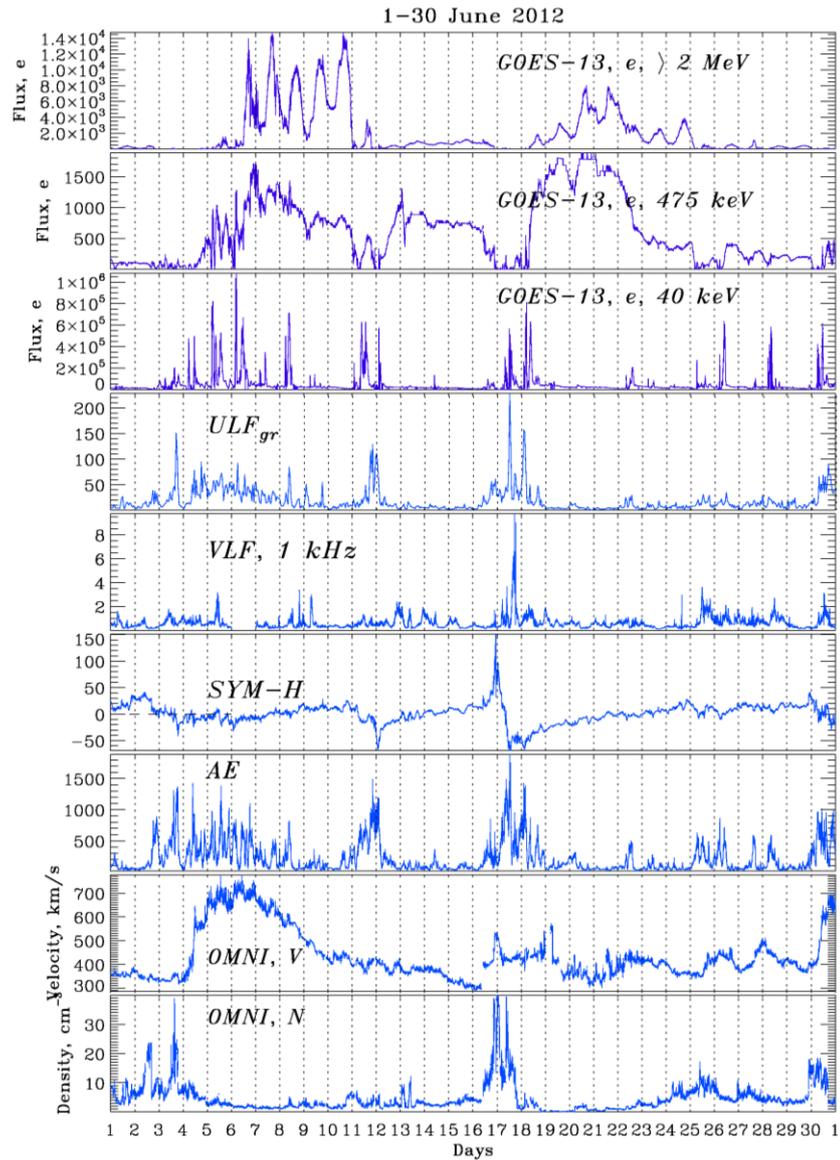


Рис. 2. Потоки электронов на спутнике GOES-13 ($E > 2$ МэВ, 475 кэВ, 40 кэВ); ULF-, VLF-, SYM-H- и АЕ-индекс; скорость V и плотность N солнечного ветра по данным базы OMNI для июня 2012 г.

Наблюдения VLF-индекса (по данным станции Halley) показали, что не наблюдается заметного роста ОНЧ-излучений в период роста релятивистских электронов. Возможно, это связано с затуханием волн в ионосфере. Поэтому вопрос экспериментальной проверки механизма ускорения электронов за счет взаимодействия с ОНЧ-волнами требует дальнейшей проверки.

4. Обсуждение

Из приведенных примеров видно, что само наличие магнитной бури не является принципиальным фактором для усиления потоков «электронов-убийц» во внешнем радиационном поясе. Во время главной фазы бури скорее происходит частичное опустошение радиационного пояса. Возрастание же потоков электронов с энергией до нескольких МэВ на 1,5–2 порядка происходит на фоне высокой скорости солнечного ветра и длительной суббуревой активности. Эти условия способствуют значительному усилению мощности как УНЧ-волн, так и ОНЧ-излучений. Максимальной интенсивности электронные потоки достигают через 1–2 дня после появления высокоскоростных потоков солнечного ветра.

Энергичные электроны (50–100 кэВ), инжектируемые при суббурях, служат «затравочными» частицами для последующего ускорения группы электронов до релятивистских энергий. Инжекция энергичных электронов также способствует возбуждению ОНЧ-излучений. По-видимому, суббуревая активность является одним из необходимых условий появления релятивистских электронов в магнитосфере.

Повышение мощности УНЧ-колебаний и шумов, а также резкие скачки давления солнечного ветра стимулируют радиальную диффузию затравочных электронов с периферии магнитосферы на внутренние магнитные оболочки. В процессе такой диффузии в область более сильного магнитного поля происходит бетатронное ускорение электронов. Таким образом, волновая УНЧ-активность является «поставщиком» предварительно ускоренных энергичных электронов во внутренние области магнитосферы. Здесь электроны подвергаются локальному ускорению при взаимодействии с ОНЧ-излучениями (типа «хоры») [8]. Статистический многофакторный анализ показывает, что синергетическое влияние мощности УНЧ- и ОНЧ-излучений на потоки релятивистских электронов выше, чем сумма отдельных вкладов этих факторов [9].

5. Выводы

Приведенные наблюдения демонстрируют корреляцию между периодами с высокой скоростью солнечного ветра и ростом потоков релятивистских электронов с задержкой в 1–2 дня. Величина роста потоков МэВ электронов не зависит от интенсивности магнитной бури и даже может происходить без бури. Необходимым условием появления ускоренных до релятивистских энергий электронов является продолжительная суббуревая активность, сопровождающаяся инжекцией энергичных частиц и генерацией ОНЧ-излучений, и наличие высокоскоростных потоков солнечного ветра, способствующих возбуждению Pc5-волн, что приводит к резонансной диффузии электронов вглубь магнитосферы и их предварительному ускорению.

Благодарности. Работа поддержана грантом РФФИ р_восток_a № 15-45-05108 (CC). УНЧ-индекс распространяется через сайт geomag.gcras.ru/tmf, данные спутников GOES — cdaweb.gsfc.nasa.gov, база данных OMNI — omniweb.gsfc.nasa.gov.

Литература

1. Statistical relationships between satellite anomalies at 3 geostationary orbit and high-energy particles / V. Pilipenko et al. // *Adv. Space Res.* 2006. 37. P. 1192–1205.
2. Tverskaya L. V. Dynamics of energetic electrons in the radiation belts // *Radiation Belts: Models and Standards: Geophysical Monograph 97.* AGU. 1996. P. 183.
3. Acceleration and loss of relativistic electrons during geomagnetic storms / G. D. Reeves et al. // *Geophys. Res. Lett.* 2003. 30. P. 1529.
4. Turner D. L., Angelopoulos V. Competing source and loss mechanisms due to wave particle interactions in Earth's outer radiation belt during 30 Sept. geomagnetic storm // *J. Geophys. Res.* 2014. 119. P. 1960–1979.
5. The role of ULF waves in radiation belt dynamics / I. R. Mann et al. // *Dynamics of the Earth's Radiation Belts and Inner Magnetosphere* / ed. D. Summers et al. 2013.
6. Horne R. B., Thorne R.M. Potential waves for relativistic electron scattering and stochastic acceleration during magnetic storms // *Geophys. Res. Lett.* 1998. 25. P. 3011–3014.
7. ULF wave index and its possible applications in space physics, Bulg / N. Romanova et al. // *J. Phys.* 2007. 34. P. 136–148.
8. Rapid local acceleration of relativistic radiation-belt electrons by magnetospheric chorus / R. M. Thorne et al. // *Nature.* 2013. 504. P. 411.
9. Analysis of the effectiveness of ground-based VLF wave observations for predicting or nowcasting relativistic electron flux at geostationary orbit / L. E. Simms et al. // *J. Geophys. Res.* 2015. 120.

Сведения об авторах

Пилипенко Вячеслав Анатольевич

д. ф.-м. н., профессор, зав. лабораторией, Институт физики Земли РАН, Москва
E-mail: pilipenko_va@mail.ru

Белаховский Владимир Борисович

к. ф.-м. н., н. с., Полярный геофизический институт, Апатиты
E-mail: belakhov@mail.ru

Самсонов Сергей Николаевич

к. ф.-м. н., зав. лабораторией, Институт космофизических исследований и аэронавтики, Якутск
E-mail: s_samsonov@ikfia.ysn.ru

УДК 550.38

Т. А. Попова

**КОНЦЕНТРАЦИЯ ХОЛОДНОЙ ПЛАЗМЫ
В ОБЛАСТИ ГЕНЕРАЦИИ ИОННО-ЦИКЛОТРОННОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ
ВО ВРЕМЯ СЖАТИЯ МАГНИТОСФЕРЫ ИМПУЛЬСОМ ДАВЛЕНИЯ
СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА**

Аннотация

Протонные сияния к экватору от овала сияний отображают область магнитосферы, где развивается ионно-циклотронная (ИЦ) неустойчивость. Сопоставления магнитосферных проекций таких протонных сияний с положением плазмопаузы, а также прямые наблюдения концентрации холодной плазмы показали, что развитие ИЦ неустойчивости на дневной стороне во время сжатия магнитосферы импульсами давления солнечного ветра происходит в области низких значений концентрации холодной плазмы, за плазмосферой.

Ключевые слова:

протонные сияния, ионно-циклотронная неустойчивость, магнитосфера, плазмосфера.

Т. А. Popova

**COLD PLASMA DENSITY IN THE REGION OF GENERATION
OF THE ION-CYCLOTRON INSTABILITY DURING MAGNETOSPHERIC
COMPRESSION BY THE SOLAR WIND PRESSURE PULSE**

Abstract

Proton auroras equatorward from the auroral oval represent the magnetospheric domains where the ion-cyclotron (IC) instability develops. Comparison of magnetospheric projections of the proton auroras with the plasmapause position as well as direct measurements of the cold plasma density showed that the IC instability develops in the region of low values of the cold plasma density outside the plasmasphere.

Keywords:

proton auroras, the ion-cyclotron instability, magnetosphere, plasmasphere.

Введение

Проявлениями ионно-циклотронной неустойчивости, источником свободной энергии которой является поперечная анизотропия температуры энергичных протонов, в экваториальной магнитосфере являются генерация ЭМИЦ волн и рассеяние энергичных протонов по питч-углам [1, 2]. Последнее приводит к заполнению конуса потерь и высыпанию протонов. При столкновении высыпающихся протонов с нейтральными атмосферными

составляющими происходит обмен зарядом и образуются возбужденные атомы водорода, движущиеся к Земле. Излучение этих атомов при переходе в основное состояние называют протонными сияниями. Протонные сияния, связанные с ИЦ-неустойчивостью, наблюдаются к экватору от аврорального овала (см., например, обзор [3]). Наблюдения протонных сияний к экватору от овала позволяют проводить мониторинг ИЦ-неустойчивости в магнитосфере. Такие сияния в эмиссии 121,82 нм наблюдались в течение 2000–2005 гг. прибором FUV (Far UltraViolet imager) со спутника IMAGE [4].

Во время импульсов (скачков) давления солнечного ветра резко возрастает поперечная анизотропия горячих протонов на дневной стороне, что приводит к развитию ИЦ-неустойчивости [5, 6]. С такими скачками давления связано появление вспышек протонного свечения на дневной стороне [7–9]. Характеристики таких вспышек позволяют судить о местоположении, размерах и динамике области ИЦ-неустойчивости в этих условиях. В частности, можно судить о взаимосвязи областей генерации ИЦ-неустойчивости с таким важным магнитосферным доменом, как плазмосфера. Это можно сделать с помощью сопоставления положения вспышки протонного сияния с положением плазмопаузы, а также с помощью прямых спутниковых наблюдений концентрации холодной плазмы в области сопряженной со вспышкой. Этому и будет посвящена данная работа.

Для определения положения плазмопаузы мы будем использовать динамическую модель, основанную на квазиперестановочной неустойчивости [10, 11], которая, как было показано при сопоставлении с данными наблюдений, довольно хорошо воспроизводит границу плазмосферы. Концентрация холодной плазмы в области, где развивается вспышка, будет определяться на основе прямых измерений с помощью прибора МРА на геостационарных спутниках LANL в тех случаях, когда спутник находился внутри области проекции вспышки в экваториальную плоскость.

Результаты

1. Сопоставление области ИЦ-неустойчивости с положением плазмопаузы

В левой части рис. 1 показана последовательность изображений протонных сияний, зарегистрированных спутником IMAGE 4 ноября 2003 г. во время скачка давления солнечного ветра (не показано).

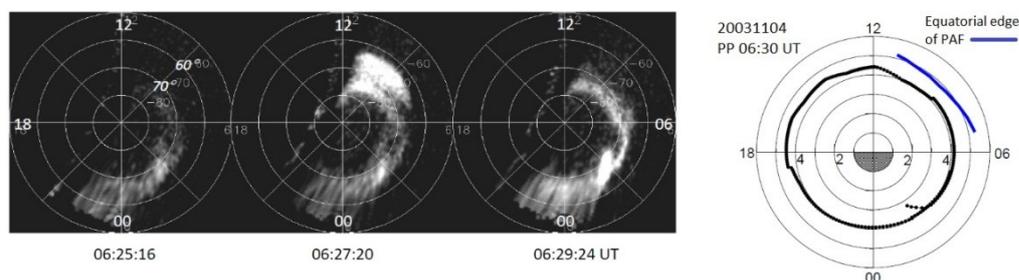


Рис. 1. Слева: последовательность изображений протонных сияний во время сжатия магнитосферы 4 ноября 2004 г. Вспышка протонного свечения видна в 06:27:20 UT. Справа: положение плазмопаузы (черные точки) по модели и проекция экваториального края вспышки протонных сияний (синяя линия)

Видно, что в 06:27:20 UT произошла кратковременная вспышка сияний. Справа показано положение плазмопаузы (черные точки) в экваториальной плоскости, рассчитанное для момента 06:30 UT с помощью модели. Синей линией в секторе 06-11 MLT показано положение проекции в магнитосферу экваториальной кромки области вспышки протонного сияния. Протонная вспышка проектируется за плазмопаузу, что, очевидно, означает, что ИЦ-неустойчивость развивается при низких значениях концентрации холодной плазмы.

Результат подобного анализа соотношения между проекцией экваториальной границы вспышек протонных сияний во время сжатия магнитосферы и смоделированной плазмопаузы для 25 событий показан на рис. 2. Из этого рисунка видно, что только в пяти событиях область развития ИЦ неустойчивости распространялась внутрь плазмосферы. В таких событиях вспышка занимает довольно большой диапазон широт, а ее проекция некоторый диапазон L-оболочек, поэтому большая часть области ИЦ-неустойчивости остается за плазмопаузой.

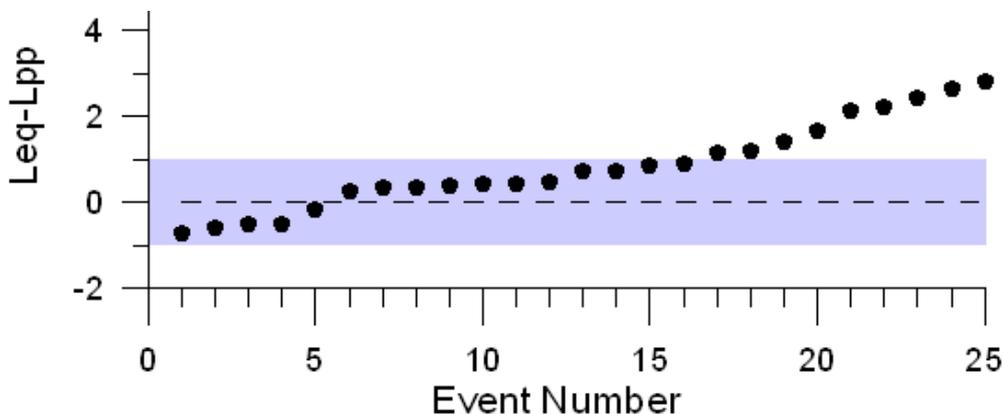


Рис. 2. Расстояние между положением экваториального края вспышки протонного сияния до Земли (L_{eq}) и смоделированной плазмопаузы (L_{pp}) для 25 событий (черные точки). За начало отсчета принято положение плазмопаузы

2. Сопоставление с измерениями холодной плазмы на геостационарной орбите

Для тех событий, когда проекция на ионосферу какого-либо из геостационарных спутников LANL находилась в зоне протонной вспышки мы рассмотрели измерения концентрации холодной плазмы с энергией 1–130 эВ, определенной по данным прибора MPA (Magnetospheric Plasma Analyser).

В событии 13 июля 2005 г. (рис. 3), после скачка динамического давления в солнечном ветре спутником IMAGE была зарегистрирована вспышка протонного сияния экваториальнее аврорального овала. Область вспышки занимает довольно большой широтный диапазон от 58° до 75° и охватывает проекцию геостационарной орбиты на ионосферу в дневном секторе. Проекция на ионосферу спутника LANL-02A оказалась внутри этой зоны. Концентрация холодной плазмы во время вспышки составила несколько частиц в кубическом сантиметре.

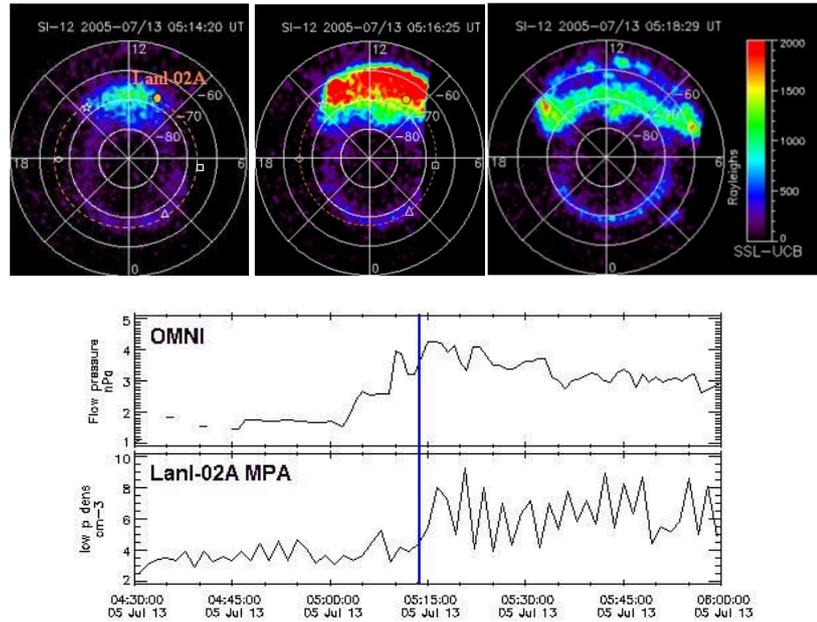


Рис. 3. Сверху: последовательность изображений протонных сияний в 05:13–05:18 UT 13 июля 2005 г. Снизу: динамическое давление солнечного ветра по данным базы OMNI, концентрация холодной плазмы по данным спутника LANL-02A. Синей вертикальной линией отмечен момент начала регистрации вспышки

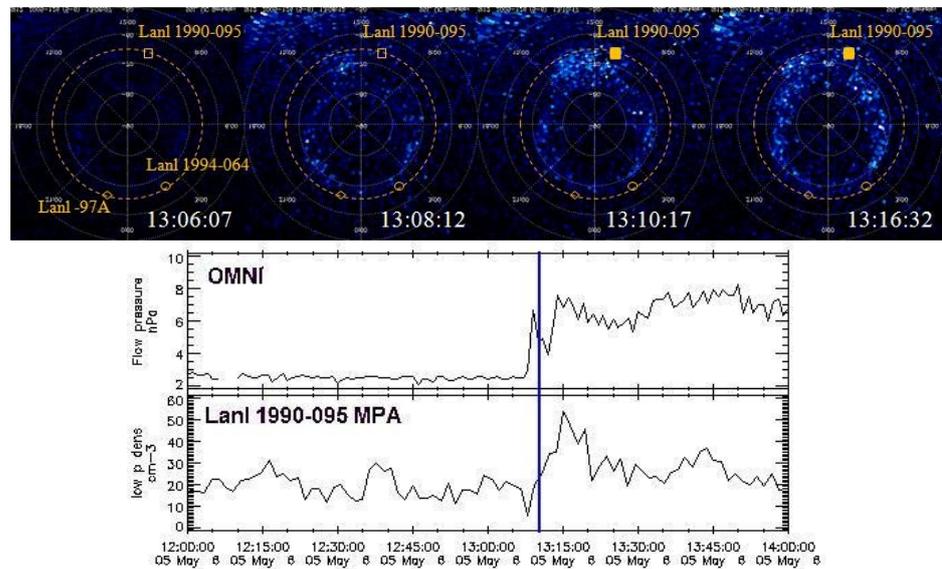


Рис. 4. Сверху: последовательность изображений протонных сияний в 13:06–13:16 UT 6 мая 2005 г. Снизу: динамическое давление солнечного ветра по данным базы OMNI, концентрации холодной плазмы по данным спутника LANL 1990-095. Синей вертикальной линией отмечен момент начала регистрации вспышки

В событии 6 мая 2005 г. (рис. 4) вспышке протонного свечения также предшествует скачок давления солнечного ветра. Сама вспышка занимает по широте диапазон от 66° до 75° , и проекция спутника LANL 1990-095 попадает в экваториальную часть этой области, т.е. спутник оказывается в приземной части области ИЦ-неустойчивости. При этом он регистрирует довольно большую плотность холодной плазмы соответствующую плазмосфере (около 20 см^{-3}). Однако большая часть вспышки находится полярнее проекции этого спутника, т.е. часть области ИЦ неустойчивости располагается существенно дальше геостационарной орбиты. О концентрации холодной плазмы на больших L-оболочках мы сказать ничего не можем, но вряд ли можно ожидать больших значений на L-оболочках, соответствующих высокоширотной части вспышки.

Было отобрано несколько событий с 2001 по 2005 гг., когда один из геостационарных спутников LANL пересекал дневной сектор магнитосферы во время развития ИЦ неустойчивости, что, кроме наблюдений вспышек протонных сияний, подтверждено наблюдениями геомагнитных пульсаций в диапазоне Pc1 (данные не показаны), а его проекция на высоту ионосферы находилась в области вспышки протонных сияний. В большинстве событий спутники LANL измеряли внутри области ИЦ неустойчивости такие концентрации, которые были ниже средних значений для плазмы в плазмосфере, полученных в эмпирической модели [12]. На рис. 5 показаны значения плазмосферной плотности в зависимости от L-оболочки по этой модели. Цветными кружками на $L \sim 6,6 R_E$ показаны значения концентрации холодной плазмы для каждого из рассмотренных событий по данным спутников LANL.

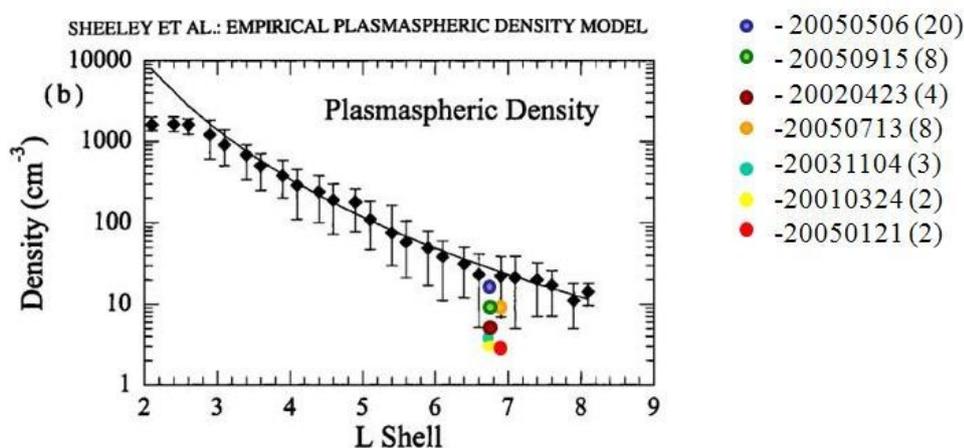


Рис. 5. Средние значения концентрации холодной плазмы в зависимости от L-оболочки [12]. Цветом отмечены значения для каждого из рассмотренных событий

Выводы

Сопоставления магнитосферных проекций протонных сияний с положением плазмопаузы и измерения плотности холодной плазмы в области проекции вспышки в магнитосферу показывают, что ионно-циклотронная неустойчивость во время сжатия магнитосферы может развиваться на дневной

стороне, главным образом за плазмоспаузой. Иногда проекция вспышки захватывает и внешнюю плазмосферу. Очевидно, решающую роль в развитии ИЦ неустойчивости во время вспышки протонного свечения играет анизотропия горячих частиц, которая, как известно, на дневной стороне и на больших расстояниях от Земли всегда повышена вследствие эффекта расщепления дрейфовых оболочек [13] и дополнительно возрастает во время сжатия магнитосферы.

Благодарности. Автор благодарит А. Г. Яхнина и Т. А. Яхнину за помощь в работе и обсуждения, Харальда Фрея (Harald Frey) за возможность использовать сервер данных прибора FUV на спутнике IMAGE и Вивиан Пиера (Viviane Pierrard) за возможность моделирования плазмоспаузы на сайте (<http://www.spaceweather.eu>). Данные геостационарных спутников LANL получены через CDAWeb (<http://cdaweb.gsfc.nasa.gov>). Работа выполнена при поддержке РФФ (проект № 15-12-20005).

Литература

1. Kennel C. F., Petschek H. E. Limit of stably trapped particle fluxes // *J. Geophys. Res.* 1966. 71(1). P. 1–28.
2. Cornwall J. M., Coroniti F. V., Thorne R. M. Turbulent loss of ring current protons // *J. Geophys. Res.* 1970. 75. P. 4699.
3. Протонные сияния к экватору от аврорального овала как проявление ионно-циклотронной неустойчивости в магнитосфере Земли (краткий обзор) / А. Г. Яхнин и др. // *Физика авроральных явлений: тр. 40-го ежегод. семинара / ред. Н. В. Семенова. Апатиты, 2017.*
4. Frey H. U. Localized aurora beyond the auroral oval // *Rev. Geophys.* 2007. 45. RG1003.
5. Olson J. V., Lee L. C. Pc1 wave generation by sudden impulses // *Planet. Space Sci.* 1983. 31. P. 295–302.
6. Anderson B. J., Hamilton D. C. Electromagnetic ion cyclotron waves stimulated by modest magnetospheric compressions // *J. Geophys. Res.* 1993. 98. P. 11369–11382.
7. Sudden solar wind dynamic pressure enhancements and dayside detached auroras: IMAGE and DMSP observations / Y. Zhang et al. // *J. Geophys. Res.* 2002. 108(A4). P. 8001.
8. Generation of transient dayside subauroral proton precipitation / S. A. Fuselier et al. // *J. Geophys. Res.* 2004. 109. A12227.
9. Взаимосвязь между резкими увеличениями динамического давления солнечного ветра, вспышками протонных сияний и геомагнитными пульсациями в диапазоне Pc1 / Т. А. Попова и др. // *Геомагнетизм и аэронавигация.* 2010. 50(5). P. 595–602.
10. Lemaire J. F., Gringauz K. I. *The Earth's Plasmasphere.* Cambridge: University Press, New York, 1998.
11. Lemaire J. F., Pierrard V. Comparison between two theoretical mechanisms for the formation of the plasmapause and relevant observations // *Geomagnetism and Aeronomy.* 2008. 48(5). P. 553–570.

12. An empirical plasmasphere and trough density model: CRRES observations / B. W. Sheeley et al. // J. Geophys. Res., 2001. 106(25), 25631–25641.
13. Spatial distributions of ion pitch angle anisotropy in the near-Earth magnetosphere and tail plasma sheet / C. P. Wang et al. // J. Geophys. Res. 2012. 118. P. 244–255.

Сведения об авторе

Попова Татьяна Аркадьевна

м. н. с., Полярный геофизический институт, Апатиты

E-mail: tarkada@yandex.ru

УДК 550.388.2

М. В. Филатов, С. А. Черноус

ОПЫТ ТЕСТИРОВАНИЯ МОДЕЛИ ОВАЛА ПОЛЯРНЫХ СИЯНИЙ NORUSCA

Аннотация

Работа посвящена оценке практической возможности использования параметров и характеристик аврорального овала, открытого в шестидесятые годы прошлого века, в современную эпоху. Проводится сравнение местоположения модельных представлений границ овала с их прямыми измерениями наземной камерой полного обзора неба в обсерватории Ловозеро. Делается вывод о хорошем совпадении положения границ. Однако количественные зависимости модельных и измеряемых параметров требуют дальнейшего изучения с привлечением большого массива экспериментальных данных и его статистической обработки.

Ключевые слова:

овал полярных сияний, полярные сияния.

M. V. Filatov, S. A. Chernouss

EXPERIENCE OF TESTING OF THE NORUSCA AURORA OVAL MODEL

Abstract

The work is devoted to an assessment of the practical possibility of using the parameters and characteristics of the auroral oval, discovered in the sixties of the last century, in nowadays. A comparison is made between the location of the model representations of the oval boundaries and their direct measurements by the all sky ground camera at the Lovozero Observatory. A conclusion is made about a good coincidence of the boundaries development tendencies. However, the quantitative relationship of modeled and measured parameters require further study with the involvement of a large array of experimental data and its statistical processing.

Keywords:

auroral oval, aurora.

Введение

Настоящее исследование связано с решением задачи прогноза появления мелкомасштабных неоднородностей в полярной ионосфере, возникающих одновременно с появлением дискретных форм полярных сияний. Такая связь показана в работах [1–3]. Наличие пространственно-временного соответствия оптических полярных сияний и возмущений полярной ионосферы, влияющих на распространение сигналов навигационных спутников (ГНСС) может позволить такой прогноз осуществить. Действительно, если мы обеспечим надежный прогноз пространственно-временного распределения полярных сияний, то на основании количественных зависимостей распределения неоднородностей полного электронного содержания в ионосфере и распределения полярных сияний мы получим и прогноз появления неоднородностей, влияющих на распространение высокочастотных навигационных сигналов. Известно, что, вообще говоря, единственным методом, позволяющим контролировать состояние ионосферы в

масштабах всей Арктики в реальном времени, являются оптические наблюдения полярных сияний в ультрафиолетовой области спектра с высокоапогейных спутников типа Polar, Image, Magsat и др. [4]. С ними не могут сравниться ни радарные, ни ионосферные, ни магнитные наземные наблюдения даже на густой сети станций. Для регистрации локальных оптических полярных сияний может также применяться сеть наземных камер полного обзора неба, имеющих ограниченное по сравнению со спутниковыми методами поле зрения, наблюдение которых зависит от наличия экранирующей облачности в нижних слоях атмосферы. Так как высокоапогейные оптические наблюдения в текущем времени нам пока недоступны, приходится обратить внимание на существующие модели, в первую очередь, на модель аврорального овала.

Овал полярных сияний

Выдающимся достижением Международного геофизического года (1957–1958) стало открытие советскими учеными овала полярных сияний, его местоположения над поверхностью Земли в любой момент времени. Оно позволило связать различные физические явления в земных оболочках, магнитосфере и ионосфере, с наблюдаемыми на земной поверхности явлениями. Земную атмосферу на большой высоте можно представить, как экран космического телевизора, на котором в виде причудливых форм сияний можно увидеть проявление вторжений частиц от Солнца, их ускорение, столкновение с атомами и молекулами воздуха, их борьбу с магнитным полем Земли и их гибель. То, что сияния охватывают полюс не сплошным кругом, а кольцом, ученые узнали еще в XIX веке. Этот пояс был построен по немногочисленным визуальным наблюдениям в Арктике и назывался авроральной зоной или зоной Фритца, по имени ученого из Германии ее открывшего. Впоследствии в конце этого века датчанином Тромхольтом, посвятившим свою жизнь изучению полярных сияний, было высказано правильное предположение, что сияния висят кольцом над Землей, а она под ним вращается.

Но только советские ученые О. Хорошева, Я. Фельдштейн и Г. Старков доказали асимметрию этого кольца, положение которого определялось не географическим, а магнитным полюсом, установили его непрерывность и нашли возможность его математического представления (рис. 1). Это было сделано по данным сети непрерывно работающих оптических камер С-180 с обзором от горизонта до горизонта (рис. 2) преимущественно в период Международного геофизического года (1957–1958). В обсерваториях и на станциях СССР в Арктике и Антарктике были установлены более 30 этих приборов, автоматически снимающих небо на киноплёнку [6].

Были обработаны тысячи снимков полярных сияний, чтобы показать, что мгновенная картина полярных сияний представляет собой асимметричное кольцо (овал), висящее над полярной областью Земли. На ночной стороне Земли сияний оказалось больше, на дневной — меньше. Оказалось, что овал «дышит», он смещается к экватору при большой солнечной активности, а ширина его значительно увеличивается. Удачным оказалось и само слово «овал», ясно выражающее реальную геометрию мгновенного положения кольца сияний. Это одно из самых значимых открытий в физике ближнего космоса вошло в историю

геофизики, как «авроральный овал Фельдштейна». Когда ученым из первых измерений геомагнитного поля на спутниках стало известно, что магнитосфера Земли тоже несимметрична, стало понятно, что, определяя границы, ширину, асимметрию и другие параметры овала, можно узнать о явлениях, происходящих в ближнем космосе, то есть проводить диагностику околоземного космического пространства. Множество работ в области геокосмических исследований стали обязательно включать в себя (и до сих пор включают) сравнение новых данных с характеристиками овала, и овал является практически естественной системой координат в космической геофизике.

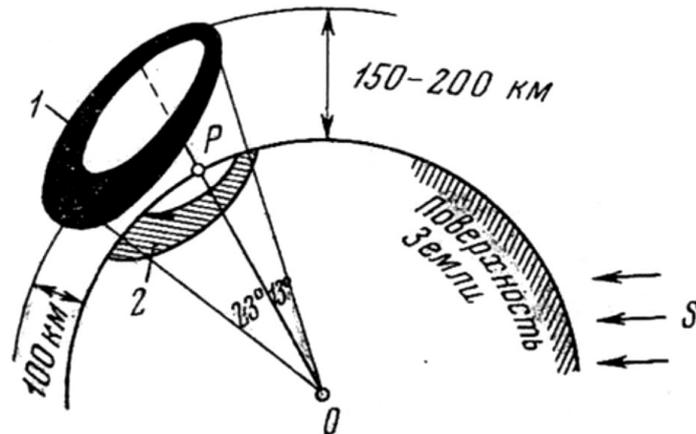


Рис. 1. Кольцо сияний по Хорошевой [5]



Рис. 2. Патрульная камера С-180 для регистрации полярных сияний

В настоящее время появились сомнения в современности парадигмы аврорального овала, высказанные на основании ошибочного мнения, утверждающего, что понятие аврорального овала объединяет все типы активных полярных сияний [7]. Действительно, с точки зрения исследователя магнитосферных механизмов формирования различных форм сияний, использование концепции овала ограничено. Однако это гораздо в меньшей степени касается процессов в ионосфере. На самом деле модель овала и его математическое описание были построены исключительно для дискретных форм сияний [8], что делает его полезным для диагностики влияния полярной ионосферы на распространение навигационных сигналов GPS и ГЛОНАСС в Арктике (рис. 3).

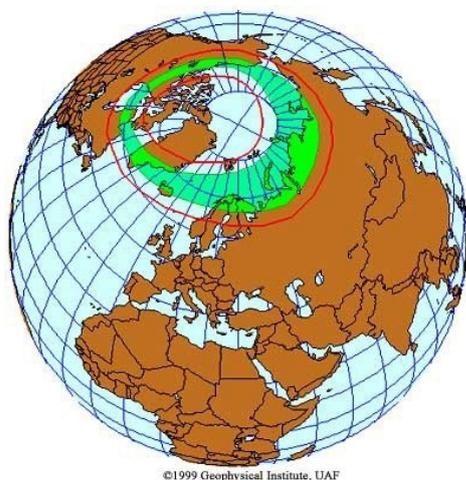


Рис. 3. Положение овала полярных сияний (схема Геофизического института на Аляске)

Именно с дискретными формами сияний в период авроральной суббури связаны вариации и неоднородности полного электронного содержания (ПЭС), определяющие распространение трансionoсферных сигналов навигационных спутников [9–12]. Таким образом, кроме традиционного значения овала, используемого много лет, он получает новую жизнь в радиофизических полярных исследованиях. Однако встает вопрос о том, насколько положение овала сияний осталось неизменным спустя более чем 50 лет после его открытия и является ли достаточно правомерным его использование в настоящее время. Для этой цели в настоящей работе проводится сравнение прямых измерений южной границы овала с его представлением в модели прогноза NORUSCA [13].

Материалы и методы

Модель краткосрочного прогноза NORUSCA

Изначально создателям модели была известна только зависимость положения аврорального овала от трехчасового Kp-индекса геомагнитных возмущений [8, 14]. Но эта зависимость была только диагностической. Следовало найти возможность превратить эту диагностику в прогноз, и это можно было сделать с помощью прогноза Kp-индекса. В 1997 г. такая

возможность представилась: в лаборатории Военно-Воздушных сил США был построен виртуальный 15-минутный Kp-индекс WING, который определялся на основании полученных зависимостей Kp от параметров солнечного ветра (в первую очередь от Vz-компоненты) [14]. Реализована эта зависимость с помощью измерений на спутнике ACE, находящемся в точке либрации между Землей и Солнцем на расстоянии около 1 млн км от Земли, то есть можно прогнозировать полярные сияния в зависимости от виртуального Kp, определяемого по параметрам солнечного ветра. Таким образом, двумя ключевыми позициями прогноза являются: 1) зависимость положения овала сияний от Kp, и ее описание в работе Г. В. Старкова [15, 16] и 2) зависимость виртуального Kp от параметров солнечного ветра (индекс WING), представленные на сайте <http://kho.unis.no>.

Зная индекс WING (виртуальный Kp) можно построить овал сияний заблаговременно, от 1 до 2 ч, в зависимости от скорости движения заряженных частиц от Солнца. Модель прогноза NORUSCA (рис. 4) была реализована в рамках Российско-Норвежского проекта на базе данных ПГИ с участием ученых Геофизического института на Аляске и размещена в Интернете на сайте Университета на Свальбарде (Шпицберген) <http://kho.unis.no>.

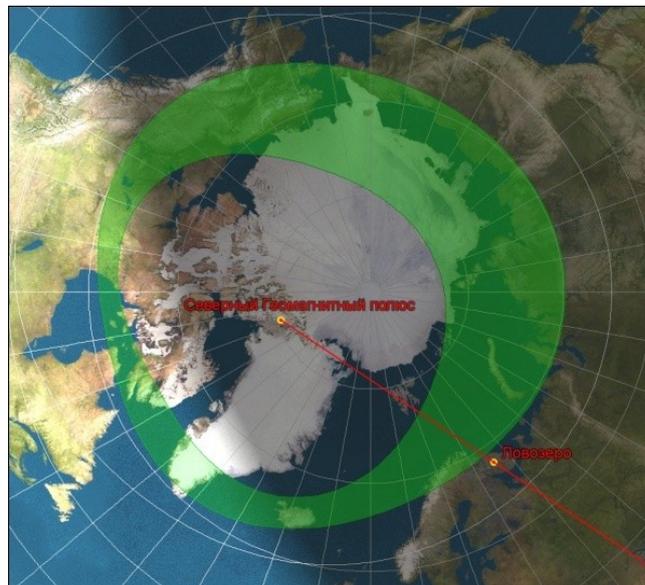


Рис. 4. Овал полярных сияний по модели NORUSCA при Kp = 6 для 20.12.2015 16:30 UT

Прямые измерения экваториальной границы овала

В настоящей работе для определения экваториальной границы сияний используются данные камеры полного обзора неба, расположенной на Кольском полуострове в обсерватории Ловозеро, географические координаты которой 67.98 N 35.08 E и геомагнитные координаты 64.33 N и 114.28 E. Эта граница определялась по наиболее сдвинутому к югу краю авроральных дуг и полос в кадре камеры, направленной в зенит, как это показано красной линией на рис. 5.

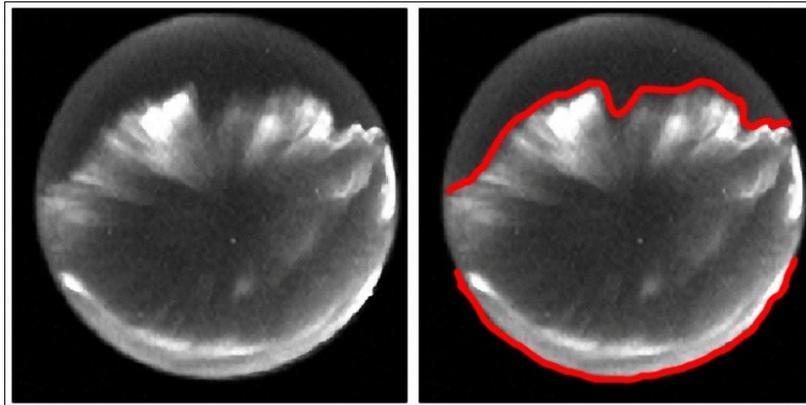


Рис. 5. Пример снимка камеры полного обзора неба и определение южной границы дискретных полярных сияний (красная линия)

Результаты

Тестирование модели прогноза сияний по прямым оптическим измерениям

В работе проводились измерения положения экваториальной границы полярных сияний двумя методами: расчетным (по данным Фельдштейна и Старкова) и прямыми измерениями этой границы по снимкам камеры полного неба в обсерватории Ловозеро. На графиках по оси абсцисс обозначено время UT, по оси ординат на верхних графиках — Кр-индекс, на нижних — геомагнитная широта. Результаты сравнения положения экваториальной границы при выбранных магнитных бурях, приведенные для трех случаев (рис. 6–8), показали достаточно хорошее соответствие экспериментальных измерений и модельных расчетов в двух событиях и приемлемое расхождение в третьем.

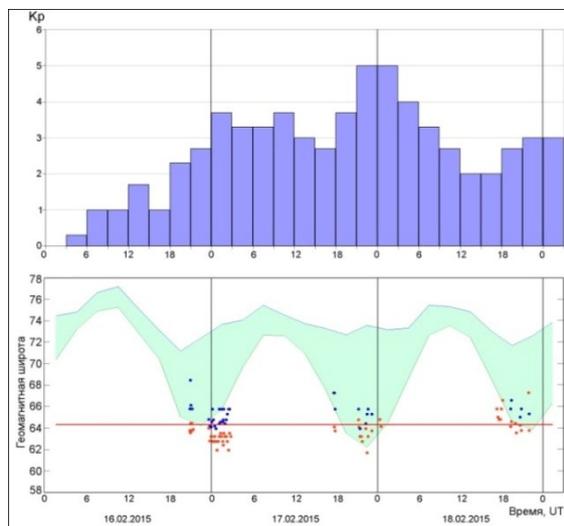


Рис. 6. Текущие значения Кр-индексов (вверху) и сечение модельного овала полярных сияний на геомагнитной долготе обс. Ловозеро (светло-зеленая область). Синие точки — северные границы, красные точки — южные границы дискретных полярных сияний по данным камеры всего неба в обс. Ловозеро с 16 по 18 февраля 2015 г.

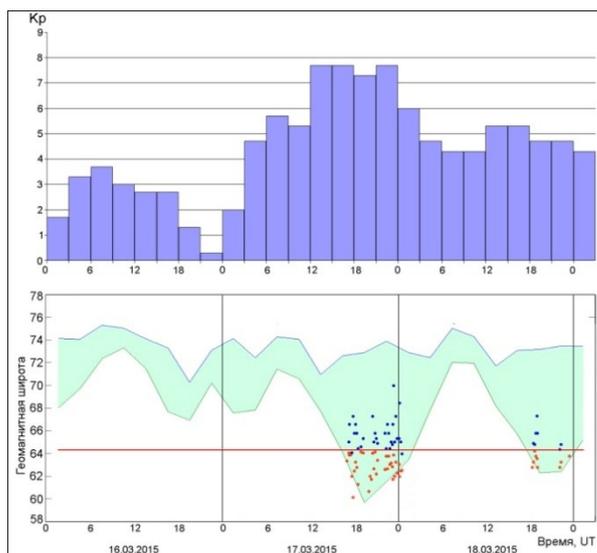


Рис. 7. Текущие значения Кр-индексов (вверху) и сечение модельного овала полярных сияний на геомагнитной долготе obs. Ловозеро (светло-зеленая область). Синие точки — северные границы, красные точки — южные границы дискретных полярных сияний по данным камеры всего неба в obs. Ловозеро с 16 по 18 марта 2015 г.

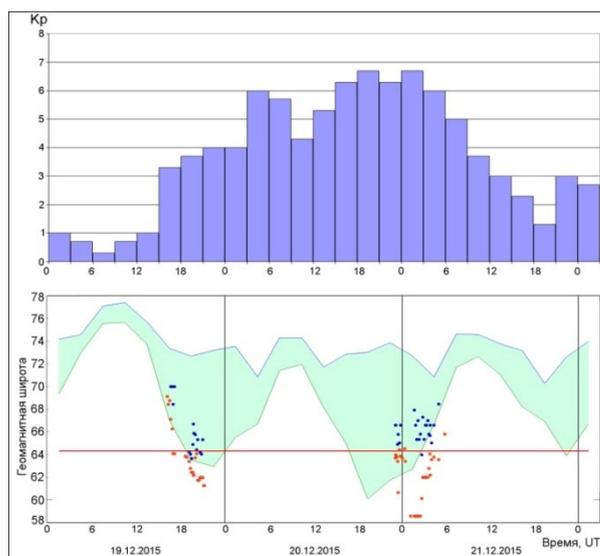


Рис. 8. Текущие значения Кр-индексов (вверху) и сечение модельного овала полярных сияний на геомагнитной долготе obs. Ловозеро (светло-зеленая область). Синие точки — северные границы, красные точки — южные границы дискретных полярных сияний по данным камеры всего неба в obs. Ловозеро с 19 по 21 декабря 2015 г.

Следует отметить, что на двух приведенных графиках модельные и прямые измерения экваториальной границы практически совпадают, но в одном расхождении составляют около двух градусов широты.

Заключение

Проведенная работа, ограниченная несколькими событиями, указывает на необходимость массивных статистических исследований положения границ овала при различных Кр-индексах на станциях с различными широтами и долготами для проверки правомерности использования данных, характеризующих его положение пятидесятилетней давности в современной ситуации.

Благодарности. Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 1635-00293 мол_а и 17-45-510341 р_а. Авторы благодарят А. В. Ролдугина и В. К. Ролдугина за консультации.

Литература

1. Chernouss S. A., Kalitenkov N. V. The dependence of GPS positioning deviation on auroral activity // *International Journal of Remote Sensing*. 2011. Vol. 32(1). P. 3005–3017.
2. Исследования особенностей навигационных сигналов в период авроральных возмущений С. А. Черноус и др. // *Химическая физика*. 2015. Т. 34, № 10. С. 33-39.
3. Филатов М. В., Швец М. В., Черноус С. А. Особенности приема навигационных сигналов на Шпицбергене в условиях развития полярных сияний // *Труды Кольского научного центра. Гелиогеофизика*. 2016. № 2, С. 84–90.
4. Aarons J. GPS system phase fluctuations at auroral latitudes // *J. Geophys. Res.* 1997. 102, A8. P. 17219–17231.
5. Хорошева О. В. Пространственно-временное распределение полярных сияний. М.: Наука, 1967. 82 с.
6. Исаев С. И. Морфология полярных сияний. Л.: Наука, 1968. 167 с.
7. Лазутин Л. Л. Овал полярных сияний — прекрасная, но устаревшая парадигма // *Солнечно-земная физика*. 2015. Т. 1, № 1. С. 23–35.
8. Feldstein Ya. I., Starkov G. V. Dynamics of auroral belt and polar geomagnetic disturbances // *Planet. Space Sci.* 1967. Vol. 15, No. 2. P. 209–230.
9. Полярные сияния как индикатор устойчивости сигнала GPS-приемника / М. В. Филатов и др. // *Труды Кольского научного центра. Гелиогеофизика*. 2015. №1. С. 93–100.
10. Aurora as Indicator of the Ionospheric Impact on TransIonospheric Navigation Signals / S. A. Chernouss et al. // *Proc. V Intern. Conf. “Atmosphere, Ionosphere, Safety” (AIS-2016)*. Kaliningrad, 2016. P. 185–191.
11. Черноус С. А., Шагимуратов И. И., Калитенков Н. В. Оценка состояния приема навигационных сигналов GPS/ГЛОНАСС в Арктике с помощью регистрации полярных сияний // *Сервис безопасности в России: опыт, проблемы, перспективы. Арктика — регион стратегических интересов: правовая политика и современные технологии обеспечения безопасности в арктическом регионе: материалы Всерос. науч.-практ. конф.* 2016.
12. Овал полярных сияний как диагностическое средство пространственно-временного распределения неоднородностей ПЭС в Арктике / С. А. Черноус и др. // *Гелиогеофизические исследования в Арктике*. Мурманск, 2016. С. 48.
13. Deehr Real Time Aurora Oval Forecasting – Svaltrack I. / F. Sigernes.

14. Costello K. A., Moving the Rice MSFM into a Real Time Forecast Mode Using Solar Wind Driven Forecast Models: Ph.D. dissertation / Rice University, Houston, TX. June 1997.
15. Starkov G. V. Mathematical model of the auroral boundaries // Geomagnetism and Aeronomy. 1994. 34, 3. P. 331–336.
16. Starkov G. V. Statistical dependences between the magnetic activity indices // Geomagnetism and Aeronomy. 1994. 34, 1. P. 101–103,

Сведения об авторах

Филатов Михаил Валерьевич

м. н. с., Полярный геофизический институт, Апатиты
E-mail: mijgun@yandex.ru

Черноус Сергей Александрович

к. ф-м. н., с. н. с., Полярный геофизический институт, Апатиты
E-mail: chernouss@pgia.ru

УДК 681.3+533.951

А. В. Ларченко, А. Г. Демехов, Б. В. Козелов

**ПАРАМЕТРИЗАЦИЯ ДИСКРЕТНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ
ХОРОВЫХ ОНЧ-ИЗЛУЧЕНИЙ С ПОМОЩЬЮ МЕТОДОВ
МАТЕМАТИЧЕСКОЙ МОРФОЛОГИИ**

Аннотация

Приводится новый метод автоматического поиска и параметризации дискретных элементов хоровых ОНЧ-излучений. Этот метод основан на обработке динамических спектрограмм методами математической морфологии и может быть применен к спутниковым или наземным волновым данным. Результаты использования метода могут быть интерпретированы с помощью модели генерации ОНЧ-хоров в режиме лампы обратной волны.

Ключевые слова:

ОНЧ-хоры, математическая морфология, модель лампы обратной волны.

A. V. Larchenko, A. G. Demekhov, B. V. Kozelov

**PARAMETERIZATION OF DISCRETE CHORUS ELEMENTS USING METHODS
OF MATHEMATICAL MORPHOLOGY**

Abstract

A new technique designed to automatically identify and characterize discrete elements of VLF chorus emissions is presented. This technique is based on the processing of dynamic spectrograms using methods of mathematical morphology and can be applied to a satellite or ground-based wave data. Results of using this technique can be interpreted using the backward wave oscillator model of VLF chorus generation.

Keywords:

VLF chorus, mathematical morphology, backward wave oscillator model.

Введение

Естественные электромагнитные излучения очень низкого диапазона частот (ОНЧ) играют важную роль в физических процессах в магнитосфере, динамике энергичных частиц радиационного пояса Земли, их локальном ускорении и высыпании. Среди ОНЧ-излучений выделяются два основных класса: шумовые излучения, называемые шипениями, и дискретные излучения — хоры. ОНЧ-хоры наблюдаются как последовательность дискретных элементов, чаще в виде повышающихся тонов, следующих друг за другом. Значительно реже встречаются элементы с понижающейся частотой. В основном информацию о характеристиках ОНЧ-излучений в магнитосфере Земли получают из спутниковых измерений. Реже используются данные наземных наблюдений.

В настоящее время принято считать, что механизм генерации хоров основан на циклотронном взаимодействии энергичных электронов с низкочастотными волнами в области магнитного экватора. Модель генерации хоровых ОНЧ-излучений в магнитосфере Земли, позволяющая объяснить многие наблюдаемые особенности хоровых излучений, основана на работе

магнитосферного циклотронного мазера в режиме лампы обратной волны (ЛОВ) [1, 2]. Применение модели ЛОВ позволяет установить связь параметров динамических спектров наблюдаемых дискретных элементов хоров с условиями их генерации [3, 4].

Для пополнения статистических данных и уточнения теоретических моделей генерации хоров необходим формализованный алгоритм отбора и параметризации событий дискретных хоровых излучений по данным наблюдений компонент электромагнитного (ЭМ) поля.

В последнее время для целей распознавания и параметризации различного рода событий широко используются методы, основанные на нейронных сетях. Но такой подход зачастую сложен в реализации и требует большого объема обучающей выборки. Однако существуют не менее перспективные подходы к распознаванию событий, основанные на методах математической морфологии (ММ) [5].

В данной работе предлагается использовать методы ММ для задачи параметризации дискретных элементов хоров по динамическим спектрам регистрируемых ЭМ сигналов.

Метод параметризации элементов хоров

Входными данными большинства алгоритмов ММ являются два изображения: обрабатываемое и специальное, представляющее собой некоторый шаблон. В данном случае предлагается обрабатываемое изображение формировать из динамических спектрограмм компонент ЭМ поля, а для поиска на нем областей, соответствующих дискретным элементам хоров, использовать процедуру сканирования набором шаблонов. При этом предполагается разнообразие форм элементов этого набора шаблонов согласовать с имеющимися статистическими данными наблюдений дискретных элементов хоров и математической моделью режима ЛОВ.

Рассмотрим предлагаемый метод параметризации дискретных элементов хоров. Для примера используем сегмент записи компонент ЭМ поля, полученный спутником Van Allen Probes A (VAP-A) 25.12.2015 (инструмент EMFISIS [6]). Время первого отсчета — 11:19:13 UT, длительность сегмента записи — 6 с, частота дискретизации аналого-цифрового преобразователя — 35 кГц.

1. Предварительная обработка сигналов

Используем локальное преобразование Фурье (short-time Fourier transform) для построения динамических спектров компонент зарегистрированного ЭМ поля. Используемые при выполнении этого преобразования параметры должны отвечать специфике детектируемых дискретных элементов хоров, поэтому для построения динамических спектров были выбраны следующие параметры: ширина окна — 1024 отсчета, оконная функция Блэкмана-Наталла, величина перекрытия — 50 %.

Для параметризации элементов хоров в данном случае мы предлагаем использовать динамические спектры сигналов трех ортогонально расположенных магнитометров (B_x , B_y , B_z) в диапазоне частот 0,1–10 кГц. Формирование входного изображения для процедуры сканирования выполним с использованием диагональных элементов ковариационной матрицы, так как они менее восприимчивы к случайному шуму [7]:

$$c(f_s, t_s) = \lg(|B_x B_y^*|^2 + |B_x B_z^*|^2 + |B_y B_z^*|^2),$$

где * — знак комплексного сопряжения, t_s и f_s — значения отсчетов времени и частоты динамической спектрограммы соответственно.

Массив $c(f_s, t_s)$ далее будем рассматривать как дискретную функцию $g_c(x, y): D_g \subset Z^2 \rightarrow R$, где координаты x и y соответствуют индексам векторов f_s и t_s соответственно. Полученное таким образом изображение приведено на рис. 1, а, оно имеет размерность 290×406 точек.

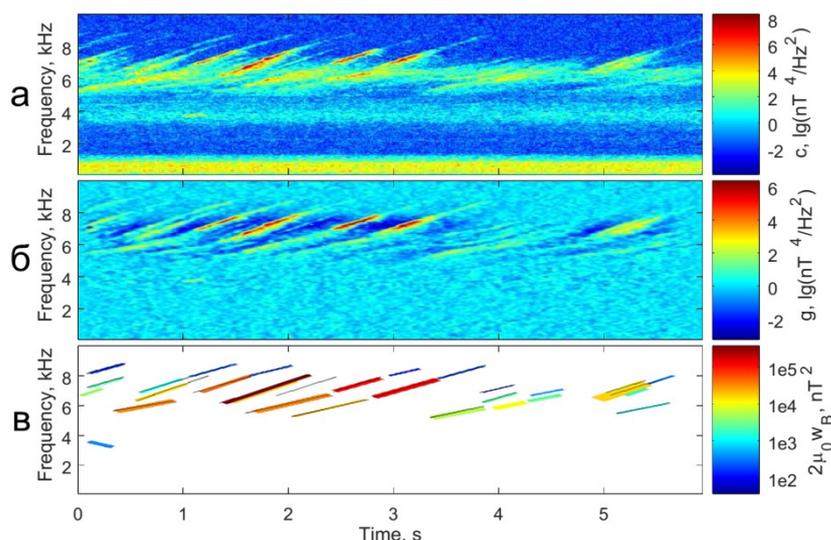


Рис. 1. Динамический спектр суммы квадратов недиагональных элементов ковариационной матрицы (а); результат операции вычитания скользящего среднего (б); маски распознанных элементов, полученные в результате применения процедуры сканирования (в)

Часто дискретные элементы хоров наблюдаются на фоне шипений. Также в рассматриваемом сегменте записи возможно присутствие крупномасштабных (по времени) элементов, например, квазипериодических эмиссий или квазимонохроматических помех. Для отделения краткосрочных элементов, соответствующих дискретным элементам хоров, от крупномасштабных используем процедуру нерезкого маскирования (Unsharp Mask) [8], которая, по сути, заключается в вычитании из изображения его скользящего среднего. Скользящее среднее в данном случае рассчитывается по отсчетам времени для каждого частотного отсчета спектрограммы. Максимально возможное значение временного масштаба дискретного элемента хора примерно составляет 0,5 с [9]. Поэтому для сглаживания элементов большей длительностью окно усреднения скользящего среднего в операции нерезкого маскирования должно быть не менее 1 с.

На рис. 1, б, приведен результат применения процедуры нерезкого маскирования к изображению рис. 1, а. Таким образом, на данном изображении осталась информация только об элементах, длительность которых в полосе одного частотного отсчета спектрограммы составляет менее 0,5 с.

2. Алгоритм сканирования

Генерация набора шаблонов

В основе методов ММ лежит взаимодействие цифрового изображения и некоторого шаблона или набора шаблонов. В нашем случае для извлечения из спектрограммы (рис. 1, б) параметров дискретных элементов хоров будет использоваться набор параметризованных плоских шаблонов. В идеальном случае набор используемых шаблонов должен отвечать всем возможным формам наблюдаемых дискретных элементов хоров. На практике этого достичь невозможно в силу их большого многообразия.

В ряде работ [4, 10–13] приводятся результаты численного моделирования процесса генерации дискретных элементов хоров с дрейфом частоты при периодическом режиме работы ЛОВ. В результате численного моделирования показано, что при большом превышении порога генерации на выходе ЛОВ реализуется квазипериодическая модуляция сигнала и формируются дискретные волновые пакеты с дрейфом частоты. Зависимость частоты от времени отдельного волнового пакета имеет преимущественно линейный характер, что согласуется с результатами наблюдений естественных сигналов. Это обстоятельство дает возможность интерпретировать параметры динамических спектров наблюдаемых хоров в рамках модели ЛОВ. В работах [3, 4, 14] проводились такого рода исследования: по динамическим спектрам элементов хоров вручную определялись их скорости частотного дрейфа и нижние и верхние частоты, то есть оценивались параметры только линейной части каждого элемента. Поэтому для процедуры сканирования мы предлагаем использовать класс плоских шаблонов в форме наклонных отрезков некоторой ширины.

Генерация набора шаблонов для процедуры сканирования в данном случае производилась путем вращения двоичного изображения заполненного прямоугольника относительно его центральной точки. Предельные значения вариаций величин длины, ширины и угла поворота были выбраны с учетом известных статистических исследований наблюдаемых дискретных элементов хоров [9, 14, 15]. Диапазон изменения углов поворота был выбран от -60° до 60° , шаг изменения — 5° , диапазон длин от 20 до 110 точек с шагом 5. Диапазон вариации значений ширины шаблонов был выбран от 1 до 15 точек с шагом 1. Таким образом, общее число элементов в наборе шаблонов составило 6270.

Описание алгоритма

Предлагаемый алгоритм сканирования основан на полутоновых операциях ММ. Введем понятия полутоновых операций дилатации и эрозии для случая плоских шаблонов. Дилатация изображения $g(x, y): D_g \subset Z^2 \rightarrow R$ по плоскому структурному элементу $s(x', y'): D_s \subset Z^2 \rightarrow \{0\}$ определяется формулой [7]:

$$(g \oplus s)(x, y) = \max\{g(x - x', y - y') | (x', y') \in D_s\}.$$

$$\text{Полутоновая эрозия: } (g \ominus s)(x, y) = \min\{g(x + x', y + y') | (x', y') \in D_s\}.$$

На основе сочетания этих операции введем операцию полутонового размыкания:

$$(g \circ s) = (g \ominus s) \oplus s.$$

Данная операция лежит в основе предлагаемого алгоритма сканирования изображения. Рассмотрим предлагаемый алгоритм на примере входного полутонового изображения $g: D_g \subset Z^2 \rightarrow R$ и некоторого набора плоских шаблонов $s_i: D_{s_i} \subset Z^2 \rightarrow \{0\}$, где $i = \{1...N\}$, N – количество шаблонов в наборе.

Алгоритм состоит из следующих шагов:

1. Для каждого шаблона s_i (где $i=1...N$ – индекс шаблона) над изображением g выполняется операция: $f_i = g \circ s_i, f_i: D_g \subset Z^2 \rightarrow R$.

2. Для каждого i выполняется поиск области $H_i = \{\operatorname{argmax}_{(x,y) \in D_f} f_i(x,y)\}$ и рассчитывается часть интегральной интенсивности g в ней приходящейся на площадь одного шаблона:

$$S(i) = \frac{|D_{s_i}| \sum_{(x,y) \in H_i} g(x,y)}{|H_i|}, \text{ где } |D_{s_i}| \text{ и } |H_i| \text{ – мощности множеств } D_{s_i} \text{ и } H_i$$

соответственно.

3. Для каждого i рассчитываются: $M_f(i) = \max_{(x,y) \in H_i} f_i(x,y), M_g(i) = \max_{(x,y) \in H_i} g(x,y)$.

4. Выполняется поиск номера шаблона, соответствующего максимальному значению S , при условии $M_f/M_g \geq p: j = \operatorname{argmax}_{i=\{1...N\}} \{S(i) | M_f(i)/M_g(i) \geq p\}$, где p — параметр, определяющий минимально возможное отношение минимума интенсивности найденного элемента к его максимуму.

5. Область $H_{i=j}$ запоминается и в ней рассчитывается интегральная интенсивность изображения g . Затем данная область исключается из дальнейшего анализа.

Алгоритм выполняется циклично. Остановка поиска элементов производится при достижении S_j некоторого определенного минимального значения S_m .

3. Результаты применения алгоритма сканирования

В случае применения данного алгоритма к изображению (рис. 1 б) были использованы следующие параметры: $p = 0,05$, что соответствует величине минимальной интенсивности элемента 5 % от максимальной, значение S_m , характеризующее минимально значимую интегральную интенсивность элемента, установлено равным 40.

На рис. 1, в, представлены области, соответствующие найденным процедурой сканирования элементам, в виде масок. Цвет каждого элемента соответствует значению величины пропорциональной плотности энергии магнитного поля в области соответствующей маски. Черными отрезками показаны дискретные элементы хоров различимые человеческим глазом на изображении рис. 1, б. Как видно из рисунка, практически все видимые глазом элементы были распознаны, что говорит о близком к оптимальному выборе параметров алгоритма сканирования.

На рис. 2 для примера приведены распределения числа распознанных в результате сканирования элементов от скорости их частотного дрейфа и от их начальной частоты. Данные распределения получены по 7 сегментам записи длительностью 6 с спутника VAP-A, содержащих одну серию дискретных элементов хоров от 25.12.2015. Время начала первого сегмента 11:19:07 UT, время окончания последнего сегмента 11:19:49 UT. Из рисунка видно, что практически все наблюдаемые в данной серии дискретные элементы хоров имеют значения скорости частотного дрейфа в пределах от 1 до 3 кГц/с и лишь единицы выбиваются из этого диапазона. Начальные частоты распознанных элементов варьируются в диапазоне от 5 до 8 кГц. Максимум распределения числа элементов от начальной частоты соответствует величине примерно 6,7 кГц и располагается между значениями половины экваториальной и половины локальной гирочастоты электронов.

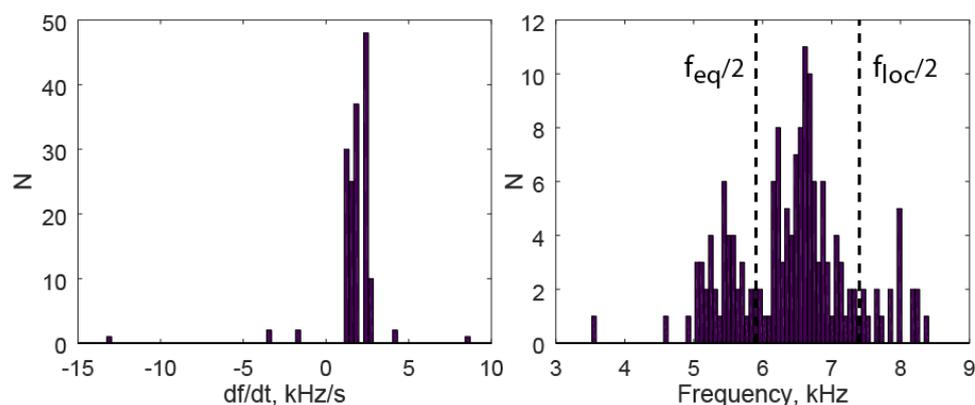


Рис. 2. Распределение числа распознанных элементов от скорости их частотного дрейфа (справа) и от их начальной частоты (слева), штриховыми вертикальными линиями обозначены величины соответствующие половинам экваториальной ($f_{eq}/2$) и локальной ($f_{loc}/2$) гирочастоты электронов

Заключение

В работе приведены общие рекомендации по расчету и предварительной обработке динамических спектрограмм компонент ЭМ поля, оптимальных для выполнения по ним поиска дискретных элементов хоров. Приведенный алгоритм сканирования позволяет производить автоматическую обработку динамических спектрограмм с целью детектирования и параметризации на них дискретных элементов хоров. При этом определяются параметры областей динамического спектра каждого элемента, такие как положение, длина, ширина и угол наклона, позволяющие интерпретировать данные измерений используя аналитические соотношения модели режима ЛОВ.

Благодарности. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект 15-12-20005). Авторы благодарят создателей спутников Van Allen Probes и разработчиков инструментов за возможность свободного использования данных (EMFISIS — Крэйг Клетцинг).

Литература

1. Trakhtengerts V. Y. Magnetosphere cyclotron maser: Backward wave oscillator generation regime // *J. Geophys. Res.: Space Physics*. 1995. 100(A9). P. 17205–17210.
2. Trakhtengerts V. Y. A generation mechanism for chorus emission // *Ann. Geophys.* 1999. 17. P. 95–100.
3. Observations of the relationship between frequency sweep rates of chorus wave packets and plasma density / E. Macúšová et al. // *J. Geophys. Res.: Space Physics*. 2010. 115(A12). A12257.
4. Properties of the magnetospheric backward wave oscillator inferred from CLUSTER measurements of VLF chorus elements E. Titova et al. // *J. Geophys. Res.: Space Physics*. 117(A8). 2012. A08210.
5. Serra J. Image analysis and mathematical morphology. English revised version. London: Academic Press, 1982. Vol. 1.
6. The electric and magnetic field instrument suite and integrated studies (EMFISIS) on RBSP / C. A. Kletzing et al. // *Space Sci. Rev.* 2013. 179, No. 1–4. P. 127–181.
7. Means J. D. Use of the three-dimensional covariance matrix in analyzing the polarization properties of plane waves // *J. Geophys. Res.* 1972. 77. P. 5551–5559.
8. Гонсалес Р., Вудс Р. Цифровая обработка изображений. М.: Техносфера, 2006.
9. Sazhin S. S., Hayakawa M. Magnetospheric chorus emissions: A review // *Planet. and Space Sci.* 1992. 40. P. 681–697.
10. Демехов А. Г., Трахтенгерц В. Ю. О динамике магнитосферного циклотронного КНЧ-ОНЧ-мазера в режиме лампы обратной волны. I. Исходные уравнения и результаты в приближении однородного магнитного поля // *Изв. вузов. Радиофизика*. 2005. Т. 48, вып. 9. С. 719–729.
11. Демехов А. Г., Трахтенгерц В. Ю. О динамике магнитосферного циклотронного КНЧ-ОНЧ-мазера в режиме лампы обратной волны. II. Влияние неоднородности магнитного поля // *Изв. вузов. Радиофизика*. 2008. Т. 51, вып. 11. С. 977–987.
12. Демехов А. Г. Связь между параметрами линейной и нелинейной стадии генерации волн в магнитосферном циклотронном мазере в режиме лампы обратной волны // *Изв. вузов. Радиофизика*. 2016. Т. 59. С. 863–872.
13. On the numerical modelling of VLF chorus dynamical spectra / D. Nunn et al. // *Ann. Geophys.* 2009. 27. P. 2341–2359.
14. Frequencies of wave packets of whistler-mode chorus inside its source region: a case study / O. Santolik et al. // *Ann. Geophys.* 2008. 26. P. 1665–1670.
15. A review of observational, theoretical and numerical studies of VLF triggered emissions / Y. Omura et al. // *J. Atmospheric and Terrestrial Physics*. 1991. 53. P. 351–368.

Сведения об авторах

Ларченко Алексей Викторович

м. н. с., Полярный геофизический институт, Апатиты

E-mail: alexey.larchenko@gmail.com

Демехов Андрей Геннадьевич,

д. ф.-м. н., гл. н. с., Полярный геофизический институт, Апатиты;

зав. сектором, Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

E-mail: andrei@appl.sci-nnov.ru

Козелов Борис Владимирович,

д. ф.-м. н., директор, Полярный геофизический институт, Апатиты

E-mail: boris.kozelov@gmail.com

УДК 550.385.4

В. Б. Белаховский, В. А. Пилипенко, С. Н. Самсонов

**ОДНОВРЕМЕННЫЕ УНЧ-КОЛЕБАНИЯ В ГЕОМАГНИТНОМ ПОЛЕ,
ПЭС ИОНОСФЕРЫ, ИНТЕНСИВНОСТИ ПОЛЯРНЫХ СИЯНИЙ И
РИОМЕТРИЧЕСКОМ ПОГЛОЩЕНИИ**

Аннотация

Показано, что тороидальные УНЧ-волны Pc5-диапазона, регистрируемые на земной поверхности и в магнитосфере, сопровождаются одновременными пульсациями в полном электронном содержании (ПЭС) ионосферы, определяемом по данным GPS-приемников, в интенсивности полярных сияний (эмиссии 557,7, 630,0, 471,0 нм), в риометрическом поглощении. Глубина модуляции в ПЭС достигает 15—0 % и превосходит в несколько раз глубину модуляции в геомагнитном поле (2—3 %). Предполагается, что Pc5-пульсации в ПЭС вызваны Pc5-пульсациями в потоках высыпающихся заряженных частиц.

Ключевые слова:

УНЧ-волны, магнитосфера, ионосфера, полное электронное содержание ионосферы, полярные сияния.

V. B. Belakhovsky, V. A. Pilipenko, S. N. Samsonov

**THE SIMULTANEOUS ULF WAVES IN GEOMAGNETIC FIELD, TEC
OF THE IONOSPHERE, AURORA INTENSITY AND COSMIC NOISE ABSORPTION**

Abstract

It is shown that the toroidal ULF waves in Pc5 frequency range registered on the Earth surface and in the magnetosphere are accompanied by the simultaneous pulsations in total electron content (TEC) of the ionosphere determined by the GPS receivers, in aurora intensity (577.7, 630.0, 471.0 nm emissions), and cosmic noise absorption. The modulation depth in TEC reaches the value 15-20% and exceed in some times the modulation depth in geomagnetic field. It is expected that Pc5 pulsations in TEC are caused by the Pc5 pulsations in the fluxes of precipitated charge particles.

Keywords:

ULF waves, magnetosphere, ionosphere, total electron content of the ionosphere, aurora.

Введение

Геомагнитные Pc5-пульсации (периоды 5–10 минут) являются одним из наиболее мощных проявлений МГД волновой активности в околоземном космическом пространстве. Источником энергии для возбуждения МГД-волн служат либо взаимодействие потока солнечного ветра с границей магнитосферы, либо неравновесные потоки энергичных частиц в магнитосфере. Pc5-пульсации способны заметно модулировать как потоки захваченных энергичных

электронов и протонов разных энергий в магнитосфере [1], так и ионосферную плазму [2]. Взаимодействие МГД-волн с магнитосферными частицами может приводить к пульсациям форм и интенсивностей различных типов полярных сияний [3]. Модуляция потоков высыпавшихся энергичных электронов (~ 30-100 кэВ) Pc5-пульсациями проявляется при наземных наблюдениях в появлении периодических пульсаций риометрического поглощения [4, 5].

Волновые свойства ионосферы могут быть исследованы с использованием глобальных навигационных спутниковых систем (GPS/ГЛОНАСС), которые позволяют определить полное электронное содержание (ПЭС) ионосферы — интегральную концентрацию ионосферы вдоль луча, соединяющего GPS-спутник и наземный приемник. В работе [6] было впервые показано, что геомагнитные Pc5-пульсации сопровождаются одновременными пульсациями в ПЭС ионосферы. Было обнаружено [7] с использованием данных радара EISCAT, что основной вклад в Pc5-пульсации в ПЭС обеспечивается нижней частью ионосферы до высоты примерно 200 км.

Одновременные наблюдения Pc5-пульсаций с использованием различных инструментов (фотометров, риометров, GPS-приемников) могли бы дать важную информацию о характере взаимодействия волн и частиц в магнито- и ионосфере. В данной работе предпринята такая попытка на основе анализа события 1 января 2000 г.

Данные

В работе были использованы данные GPS приемника на станции FCHU сети IGS для определения полного электронного содержания ионосферы. Для наблюдения за полярными сияниями использованы 1-мин данные меридиональных сканирующих фотометров (станция GILL) сети NORSTAR (Канада). Фотометры сети NORSTAR регистрируют полярные сияния в эмиссиях 557.7, 630.0, 471.0, 486.0 нм и выдают данные для 17 углов. Используются данные вертикальных риометров сети NORSTAR. Для наблюдения за вариациями геомагнитного поля использованы данные наземных станций сетей CARISMA (карта расположения наземных станций представлена на рис. 1).

Наземные наблюдения дополнены данными 3-компонентных магнитометров геостационарных спутников GOES-8 (MLT = UT-5) и GOES-10 (MLT = UT-9). Компоненты h_e (B_e) — радиальная (к Земле); h_p (B_p) — перпендикулярная плоскости эклиптики; h_n (B_n) — азимутальная (нормальная к первым двум).

Результаты наблюдений

УНЧ-волны Pc5-диапазона наблюдались на станциях сети CARISMA (рис. 1) вдоль долготы ~ 330° в диапазоне широт от ~ 70° (*ESKI*) до 60° (*PINA*). Амплитуда Pc5-пульсаций доходила до ~ 300 нТл. Pc5-пульсации наблюдались в утреннем секторе (~05.00–08.00 MLT).

По данным геостационарного спутника GOES-8, в магнитосфере данные колебания имеют тороидальную поляризацию (не показано). В целом наблюдается хорошее согласие между Pc5-пульсациями, видимыми на Земле и в магнитосфере.

По данным пары магнитных станций GILL-PBQ, разнесенных по геомагнитной долготе на $\Delta\lambda = 19,5^\circ$ и находящихся на близких геомагнитных широтах $\Delta\Phi < 1^\circ$, по временному сдвигу Δt кросс-корреляционной функции было определено азимутальное волновое число для наблюдаемых Pc5-пульсаций по формуле $m = \Delta\phi/\Delta\lambda$, где $\Delta\phi = \Delta t \cdot 360^\circ / T$, T — период колебаний, определяемый с помощью спектрального анализа.

В интервале времени 12.30–13.20 UT коэффициент корреляции достигает $\sim 0,8$ при $\Delta t = 60$ с, что для 5 мГц ($T \sim 200$ с) дает значение азимутального волнового числа $m \approx 2,7$, а для 3,6 мГц ($T \approx 278$ с) в интервале 12.30–13.30 UT $m \approx 4,0$. Такое значение m действительно соответствует крупномасштабной азимутальной структуре геомагнитных колебаний, т. е. тороидальной альвеновской моде, распространяющей в антисолнечном направлении.

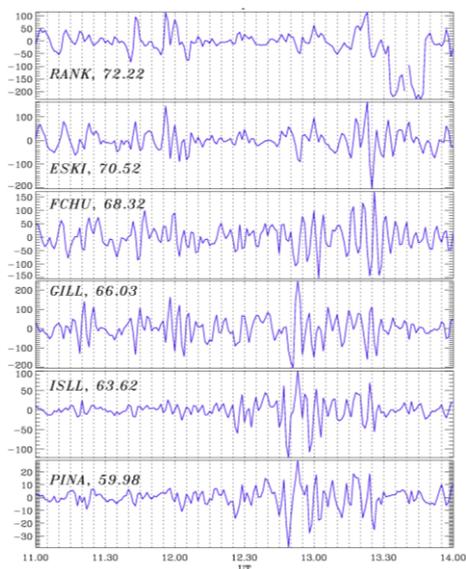


Рис. 1. Вариации X-компоненты геомагнитного поля [нТл·10⁴] по данным станций PINA-ISLL-GILL-FCHU-ESKI-RANK вдоль долготы 330° с удаленным трендом. В скобках указана геомагнитная широта станций

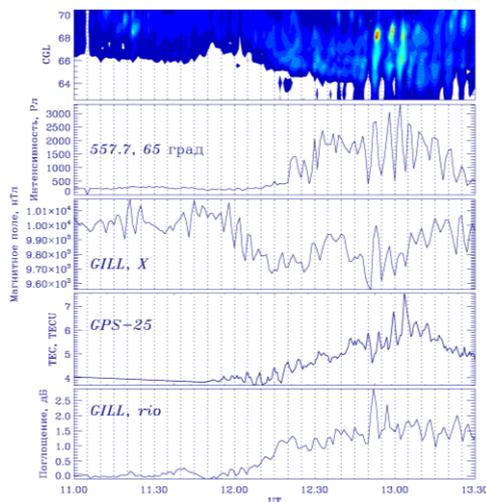


Рис. 2. Кеограмма интенсивности сияний по данным фотометра на станции GILL (557,7 нм); вариации интенсивности сияний на $\Phi = 65^\circ$; вариации X-компоненты геомагнитного поля на станции GILL, вариации ПЭС по данным приемника на станции CHUR и спутника GPS-25; риометрическое поглощения на станции GILL

УНЧ-колебания сопровождаются одновременными пульсациями в интенсивности полярных сияний в эмиссиях кислорода (557,7, 630,0 нм) и азота (471 нм) по данным меридиональных сканирующих фотометров сети NORSTAR, в ПЭС ионосферы, в риометрическом поглощении (рис. 2). На рис. 3. показано расположение наземных станций, проекций пролетов GPS-

спутников. Авроральные Pc5-пульсации отражают резонансную структуру поля одновременно наблюдаемых тороидальных геомагнитных Pc5-пульсаций. Для авроральных Pc5-пульсаций видна характерная структура, где каждый яркостный элемент наклонен вправо (рис. 2), что соответствует приходу частиц, вызывающих уярчение светимости сначала на более низкие, а затем на более высокие широты. Такая же особенность наблюдается и для геомагнитных Pc5-пульсаций. Кажущееся распространение с низких широт к более высоким является отражением фазовой структуры продольных токов, переносимых волной, в области альвеновского резонанса.

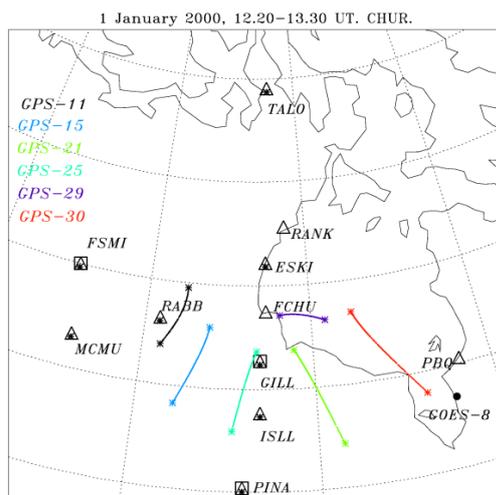


Рис. 3. Карта расположения наземных станций:

треугольники — магнитометры; звездочки — риометры; квадраты — меридиональные сканирующие фотометры; цветные линии — проекции на ионосферу пролетов GPS-спутников по отношению к приемнику на станции FCHU. Черная точка — проекция геостационарного спутника GOES-8

По данным других GPS-спутников также были зарегистрированы аналогичные Pc5-пульсации в ПЭС ионосферы (рис. 4). Спектральный анализ показывает совпадение максимумов на частотах $f = 3, 3,8$ МГц в интервале 12.30–13.30 UT для Pc5-пульсаций в магнитном поле, интенсивности сияний, риометрическом поглощении, ПЭС ионосферы (рис. 5). Наличие высокой корреляции между Pc5-пульсациями в ПЭС интенсивности сияний позволяет сделать вывод о том, что Pc5-пульсации в ПЭС связаны с высыпанием в ионосферу заряженных частиц, промодулированных в магнитосфере МГД-колебаниями.

Важным параметром колебательных процессов является глубина модуляции, представляющая собой отношение амплитуды колебаний к общему уровню сигнала, выраженное в процентах. Для анализируемого события глубина модуляции в ПЭС достигает 15–20 % и превосходит в несколько раз глубину модуляции в геомагнитном поле (2–3 %). Для авроральных пульсаций в эмиссии 557,7 нм глубина модуляции составляет $\Delta I_{557,7}/I_{557,7} \approx 80$ %, в эмиссии 630,0 нм $\Delta I_{630,0}/I_{630,0} \approx 30$ %, в эмиссии 471,0 нм $\Delta I_{471}/I_{471} \approx 77$ %, и для риометрического поглощения $\Delta R/R \approx 50$ %. Таким образом, глубина модуляции для Pc5-колебаний в потоках высыпающихся электронов заметно превосходит глубину модуляции в геомагнитном поле.

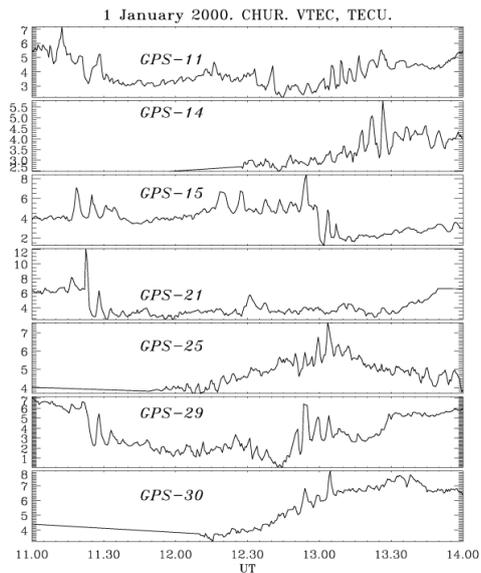


Рис. 4. Вертикальное полное электронное содержание ионосферы [TECU] по данным GPS-спутников и станции FCHU

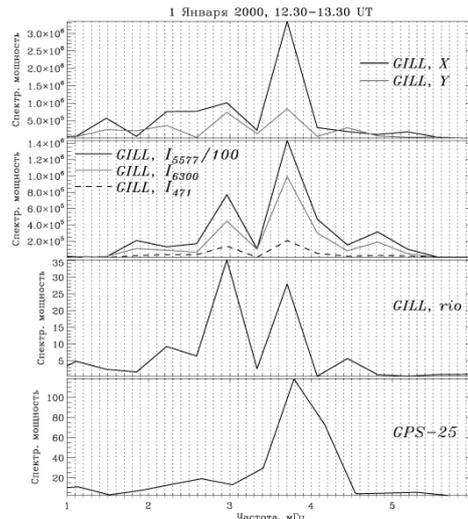


Рис. 5. Спектры пульсаций для интервала 12.30-13.30 UT на станции GILL: геомагнитного поля (X- и Y-компоненты), интенсивности авроральных эмиссий

Заключение

Таким образом, впервые обнаружено геомагнитные Pc5-пульсации сопровождаются одновременными пульсациями в полном электронном содержании ионосферы, определяемом по данным GPS-приемников, интенсивности полярных сияний, риометрическом поглощении. Наличие высокой корреляции между колебаниями в данных параметрах позволяет сделать вывод о том, что Pc5-пульсации в ПЭС вызваны пульсациями в потоках высыпающихся заряженных частиц.

Анализ другого события 31 октября 2003 г. с использованием данных радара EISCAT [7] показал, что Pc5-пульсации в ПЭС создаются за счет вариаций концентрации в нижней ионосфере. Этот факт также подтверждает точку зрения, согласно которой Pc5-пульсации в ПЭС вызваны пульсациями в потоках высыпающихся заряженных частиц.

Благодарность. Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 16-35-00095 мол_а, гранта РФФИ 15-45-05108 р_восток_а.

Литература

1. Observations at geosynchronous orbit of a persistent Pc5 geomagnetic pulsation and energetic electron flux modulations / T. E. Sarris et al. // Ann. Geophys. 2007. Vol. 25. P. 1653–1667.
2. ULF Wave modulation of the ionospheric parameters: Radar and magnetometer observations / V. Pilipenko et al. // J. Atmosf. Solar-Terr. Phys. 2014. Vol. 108. P. 68–76.
3. Особенности полярных сияний в утреннем секторе во время SC / В. Г. Воробьев и др. // Геомагнетизм и аэронавигация. 2008. Т. 48, № 2. С. 162–172.

4. Olson J. V., Rostoker G., Olchowy G. A study of concurrent riometer and magnetometer variations in the Pc4-5 pulsation band // J. Geophys. Res. 1980. Vol. 85. P. 1695.
5. Белаховский В. Б., Пилипенко В. А. Возбуждение Pc5-пульсаций геомагнитного поля и риометрического поглощения // Космические исследования. 2010. Т. 48, №4. С. 319–334.
6. Modulation of total electron content by ULF Pc5 waves / V. Pilipenko et al. // J. Geophys. Res.: Space Physics. 2014. Vol. 119, Issue 6. P. 4358–4369.
7. , Pilipenko V., Murr D., Fedorov E., Kozlovsky A. Modulation of the ionosphere by Pc5 waves observed simultaneously by GPS/TEC and EISCAT / V. Belakhovsky et al. // Earth, Planets and Space. 2016. Vol. 68, Issue 1, article id.102. 13 p.

Сведения об авторах

Белаховский Владимир Борисович

к. ф.-м. н., н. с., Полярный геофизический институт, Апатиты

E-mail: belakhov@mail.ru

Пилипенко Вячеслав Анатольевич

д. ф.-м. н., профессор, зав. лабораторией, Институт физики Земли РАН, Москва

E-mail: pilipenko_va@mail.ru

Самсонов Сергей Николаевич

к. ф.-м. н., зав. лабораторией Институт космофизических исследований и астрономии, Якутск

E-mail: s_samsonov@ikfia.ysn.ru

УДК 575+57.04

В. В. Пожарская, Д. А. Петрашова

ЧАСТОТА ЦИТОГЕНЕТИЧЕСКИХ НАРУШЕНИЙ В ЛИМФОЦИТАХ ДЕТЕЙ, ПРОЖИВАЮЩИХ В МУРМАНСКОЙ И МОСКОВСКОЙ ОБЛАСТЯХ

Аннотация

В данной статье приводятся результаты цитогенетических исследований на лимфоцитах детей, проживающих в Мурманской и Московской областях. Значимого влияния фактора проживания в высоких широтах относительно средней полосы России на процесс пролиферации лимфоцитов выявлено не было. Однако меньшее число 3- и 4-ядерных лимфоцитов в пуле культивированных лимфоцитов у подростков, проживающих в Мурманской обл., на фоне большего общего числа многоядерных лимфоцитов позволяет предположить, что влияние региональных условий проживания проявляется в различной скорости деления клеток.

Ключевые слова:

лимфоциты, дети, скорость деления клеток, высокие широты.

V. V. Pozharskaja, D. A. Petrashova

CYTOGENETIC DISTURBANCES FREQUENCY IN LYMPHOCYTES OF THE CHILDREN LIVING IN MURMAN AND MOSCOW REGIONS

Abstract

The results of cytogenetic studies on lymphocytes of children living in the Murmansk and Moscow regions are given in this article. The significant influence of the residence factor in high latitudes relative to the central Russian band on the lymphocytes proliferation was not revealed.

Keywords:

lymphocytes, children, cell division rate, high latitudes.

Введение

Проведенные ранее исследования показали, что население Севера по ряду показателей отличается более высокой заболеваемостью, чем в среднем по России [1]. При этом определенный вклад в заболеваемость жителей арктического региона вносят высокоширотные космо- и гелиофизические агенты, ассоциированные с солнечной активностью [2]. Проживание на Севере повышает чувствительность к воздействию высокоширотных факторов среды и сужает адаптационный диапазон.

Микроядра в лимфоцитах являются маркером различных типов хромосомных нарушений [3], поскольку известно, что микроядра являются небольшими структурами, образующимися в результате отставания хромосом и их фрагментов в процессе митотического деления [4]. Вероятно,

высокоширотные факторы среды могут оказывать влияние на процесс деления клеток, в результате чего может меняться частота цитогенетических нарушений в клетках лимфоцитов относительно аналогичных клеток у проживающих в средних широтах людей.

Материалы и методы исследований

Микроядерный тест проводили на ФГА-стимулированных лимфоцитах цельной периферической крови человека в соответствии со стандартной методикой [5–7]. Долю двуядерных клеток с микроядрами оценивали относительно 1000 двуядерных клеток, цитокинез которых был остановлен цитохалазином В (ЦХВ), т. е. в клетках, проходивших первый митоз между 48 и 72 ч после стимуляции ФГА [8]. Оценка частоты встречаемости клеток с генетическими и цитологическими нарушениями [9] проводили на основе анализа не менее 1000 клеток на каждом препарате. На препаратах идентифицировали: одноядерные клетки, все многоядерные клетки без нарушений (2-, 3- и 4-ядерные клетки), все полиядерные клетки с микроядром или несколькими микроядрами, а также ядра с насечкой, вакуолизацию ядра, нарушения типа ядерных почек и протрузий. Микроядра идентифицировали как хроматиновые округлые тела с гладким непрерывным краем, размером не более 1/3 ядра, лежащие отдельно от основного ядра, не преломляющие свет, с интенсивностью окрашивания и рисунком хроматина, как у основного ядра, и находящиеся в одной плоскости с ядром [9].

Анализ препаратов проводили с помощью микроскопа AXIOSTAR PLUS (Karl Zeiss, Германия) (об. 15х ок. 40, 100), оснащенного камерой CoolSNAPes (Photometrics) с цифровой системой регистрации и обработки изображения на базе ПЗС (Media Cybernetics, Inc.). Все полученные данные вносились в реляционную многопользовательскую базу данных [10].

Статистическая обработка материала проводилась в соответствии с рекомендациями, подготовленными на основе руководящих принципов для проведения исследований с использованием микроядерного теста, разработанных на втором заседании «Международной рабочей группы по оценке генотоксичности» (Вашингтон, США, 25–26.03.1999). Согласно данным рекомендациям, выбор статистических методов анализа должен определяться характером распределения. Особо отмечается, что статистическая значимость не должна быть единственным фактором для определения положительных результатов, руководствоваться необходимо биологическим смыслом обнаруженного явления [3].

Материалом для исследования служили образцы периферической крови 33 детей в возрасте от 14 до 18 лет, проживающих на территории Мурманской обл., забор которой был произведен в 2014–2017 гг. Группа детей была представлена 23 подростками Ловозерского (с. Ловозеро, $n = 13$; с. Краснощелье, $n = 10$) и 13 школьниками из Апатито-Кировского района. Полученная выборка детей, проживающих в селах Ловозеро и Краснощелье, охватывает практически все детское население данной возрастной группы [11].

Группа сравнения была представлена школьниками старших классов (20 человек, возраст 14–18 лет), проживающими в Серпуховском районе Московской обл., забор венозной крови был произведен в 2016 г.

Результаты и их обсуждение

В ходе проведенных исследований установлено, что число бинуклеарных лимфоцитов с микроядром в культуре лимфоцитов, полученных из периферической крови подростков, проживающих в различных населенных пунктах Мурманской обл., варьировало незначительно (от $16,8 \pm 1,5$ до $21,3 \pm 2,4$). При сравнении полученных данных не было выявлено значимых различий в частоте встречаемости двуядерных лимфоцитов с микроядром среди подростков сельских поселений и города. Также не выявлено достоверных отличий у детей, проживающих в высоких широтах, ($18,5 \pm 1,2$) относительно проживающих в Московской обл. ($18,2 \pm 1,2$) (табл. 1). Это свидетельствует о незначительном влиянии высокоширотного фактора на частоту встречаемости бинуклеарных лимфоцитов с микроядром у подростков.

Таблица 1

Встречаемость двуядерных лимфоцитов с микроядром у подростков (14–18 лет), проживающих в Мурманской и Московской областях (на 1000 клеток)

| Регион | Число бинуклеарных лимфоцитов | |
|------------------------------|-------------------------------|----------------|
| | без микроядра | с микроядром |
| Мурманская обл. ($n = 33$) | $981,5 \pm 1,2$ | $18,5 \pm 1,2$ |
| Московская обл. ($n = 20$) | $981,8 \pm 1,2$ | $18,2 \pm 1,2$ |

Анализ пула культивированных лимфоцитов, содержащего клетки с различным числом ядер (1,2,3,4) и полученного из венозной крови подростков, проживающих в разных населенных пунктах Мурманской обл., показал, что нет достоверных различий в частоте встречаемости как бинуклеарных лимфоцитов с микроядром, так и содержащих иное число ядер в клетках, имеющих микроядро. Но у проживающих в городе школьников старших классов имеется тенденция к увеличению числа бинуклеарных лимфоцитов без микроядра ($957,6 \pm 7,0$), относительно сельской местности (от $921,8 \pm 8,2$ до $923,6 \pm 8,4$ в различных селах Мурманской обл.). В целом в городе частота также меньше встречаемости в крови подростков лимфоцитов с микроядрами ($25,2 \pm 3,9$ против $30,4 \pm 2,8$ и $31,8 \pm 3,6$ в сельской местности). При сравнении встречаемости лимфоцитов с микроядром у подростков (14–18 лет), проживающих в различных регионах, значимых различий ни по одному из параметров встречаемости клеток с микроядрами не выявлено (табл. 2).

При оценке частоты встречаемости полиядерных лимфоцитов у подростков, проживающих в разных регионах, установлено, что в средних широтах число полиядерных клеток без микроядер ниже, чем в высоких широтах ($948,5 \pm 3,6$ против $957,2 \pm 3,3$). Это связано с более высокой частотой встречаемости в культуре лимфоцитов клеток, содержащих 3 или 4 ядра (табл. 3). Что может свидетельствовать о незначительной разнице в скорости пролиферации клеток у подростков, проживающих в разных регионах.

Таблица 2

Встречаемость лимфоцитов с микроядром у подростков (14–18 лет),
проживающих в различных регионах (на 1000 клеток)

| Регион | Число бинуклеарных лимфоцитов | | Число клеток содержащих микроядра, без учета двуядерных лимфоцитов | Всего клеток с микроядром |
|--------------------------|-------------------------------|--------------|--|---------------------------|
| | без микроядра | с микроядром | | |
| Мурманская обл. (n = 33) | 933,5±5,3 | 17,2±1,1 | 11,9±1,2 | 29,2±2,0 |
| Московская обл. (n = 20) | 921,1±5,5 | 17,0±1,1 | 12,5±1,3 | 29,5±2,2 |

Таблица 3

Частота встречаемости полиядерных лимфоцитов у подростков,
проживающих в разных регионах (на 1000 клеток)

| Регион | Число полиядерных лимфоцитов | Число полиядерных лимфоцитов, без учета бинуклеарных лимфоцитов |
|--------------------------|------------------------------|---|
| Мурманская обл. (n = 33) | 957,2±3,3 | 23,7±4,2 |
| Московская обл. (n = 20) | 948,5±3,6 | 27,4±3,9 |

Заключение

В ходе проведенных исследований не выявлено значимых различий в частоте встречаемости микроядер в лимфоцитах периферической крови подростков, проживающих в различных населенных пунктах одного района Мурманской области, а также разных районов в пределах области. Но имеющаяся тенденция к увеличению числа бинуклеарных лимфоцитов без аномалий деления ($957,6 \pm 7,0$) и меньшая частота встречаемости лимфоцитов с микроядрами в крови проживающих в городе школьников, обучающихся в старших классах, относительно проживающих в сельской местности подростков ($25,2 \pm 3,9$ против $30,4 \pm 2,8$ и $31,8 \pm 3,6$ в сельской местности), вероятно, может свидетельствовать о том, что значительное влияние на цитогенетический статус населения оказывают условия проживания, неотъемлемой частью которого является питание. Также не удалось выявить значимого влияния фактора проживания в высоких широтах относительно средней полосы России на процесс пролиферации лимфоцитов. Однако меньшее число 3- и 4-ядерных лимфоцитов в пуле культивированных лимфоцитов у подростков, проживающих в Мурманской

обл. ($23,7 \pm 4,2$ против $27,4 \pm 3,9$ у подростков, проживающих в Московской обл.), на фоне большего общего числа многоядерных лимфоцитов ($957,2 \pm 3,3$ против $948,5 \pm 3,6$) позволяет предположить, что влияние региональных условий проживания проявляется в различной скорости деления клеток.

Литература

1. Belisheva N. K., Petrov V. N. The Murmansk region's population health when implementing the strategy of the development of the Russian Federation's Arctic zone // *Kola science centre transactions*. 2013. Т. 6 (19). С. 20.
2. Белишева Н. К., Талыкова Л. В., Мельник Н. А. Популяционные эффекты воздействия космических лучей в высоких широтах // *Медико-биологические эффекты действия радиации: материалы междунар. конф. (10–11 апреля 2012 г.) / ФГУ ФМБЦ им. А. И. Бурназяна ФМБА России*. М., 2012. С. 30.
3. Report from the In Vitro Micronucleus Assay Working Group / M. Kirsch-Volders et al. // *Environmental and Molecular Mutagenesis*. 2000. Vol. 35, No. 3. P. 167–172.
4. Wang X., Jarventaus H., Falck G. C. M., Norppa H., Fenech M. Origin of nuclear buds and micronuclei in normal and folate-deprived human lymphocytes / H. K. Lindberg et al. // *Mutation Research-Fundamental and Molecular Mechanisms of Mutagenesis*. 2007. Vol. 617, No. 1–2. P. 33–45.
5. Fenech M., Morley A. Solutions to the kinetic problem in the micronucleus assay // *Cytobios*. 1985. Vol. 43, No. 172. P. 233–246.
6. Intra- and inter-laboratory variation in the scoring of micronuclei and nucleoplasmic bridges in binucleated human lymphocytes Results of an international slide-scoring exercise by the HUMN project / M. Fenech et al. // *Mutation Research-Genetic Toxicology and Environmental Mutagenesis*. 2003. Vol. 534, No. 1–2. P. 45–64.
7. Yager J. W., Sorsa M., Selvin S. Micronuclei in cytokinesis-blocked lymphocytes as an index of occupational exposure to alkylating cytostatic drugs // *IARC Sci. Publ.* 1988. Vol. 89. P. 213–216.
8. Молекулярно-клеточные последствия аварии на ЧАЭС / И. И. Пелевина и др. // *Радиационная биология. Радиоэкология*. 2011. Т. 51, № 1. С. 154–161.
9. Tolbert P. E., Shy C. M., Allen J. W. Micronuclei and other nuclear anomalies in buccal smears-methods development // *Mutation Research*. 1992. Vol. 271, No. 1. С. 69–77.
10. Петрашова Д. А., Бурцев А. В. Разработка базы данных по микроядерному тесту на клетках человека // *Вестник Кольского научного центра РАН*. 2016. Т. 2. С. 124–136.
11. Численность, размещение и возрастно-половой состав населения Мурманской области. Итоги Всероссийской переписи населения / Федеральная служба государственной статистики, Территориальный орган Федеральной службы государственной статистики по Мурманской области. Мурманск, 2012. 75 с.

Сведения об авторах

Пожарская Виктория Викторовна

к. б. н., н. с., НИЦ Медико-биологических проблем адаптации человека
в Арктике КНЦ РАН

E-mail: vika_pozharskaja@mail.ru

Петрашова Дина Александровна

к. б. н., ученый секретарь, НИЦ Медико-биологических проблем адаптации
человека в Арктике КНЦ РАН

E-mail: petrashova@admksk.apatity.ru

РАДИОФИЗИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРИРОДНЫХ СРЕД

УДК 550.388.2

О. М. Лебедь, С. В. Пильгаев, А. С. Никитенко, А. В. Ларченко, Ю. В. Федоренко

ОЦЕНКА ВЫСОТЫ ИОНОСФЕРНОГО ИСТОЧНИКА, ОБРАЗОВАННОГО ПРИ ВЧ-НАГРЕВЕ СТЕНДОМ EISCAT/HEATING, ПО ДАННЫМ ИЗМЕРЕНИЙ ФАЗ НА СЕТИ ВЫСОКОШИРОТНЫХ СТАНЦИЙ В СПОКОЙНЫХ И ВОЗМУЩЕННЫХ ГЕЛИОГЕОФИЗИЧЕСКИХ УСЛОВИЯХ

Аннотация

Работа посвящена оценке высоты ионосферного источника с использованием данных регистрации абсолютных фаз компонент поля сигнала источника в obs. Лотта, полученных в нагревном эксперименте на стенде EISCAT/Heating в 2016 г., и результатов моделирования распространения сигналов в волноводе Земля — ионосфера. Показано, что источник расположен вблизи максимума мнимой части показателя преломления, вычисленного по формуле Эпплтона — Хартри для ВЧ-радиоволн. Также приведены доводы в пользу того, что естественные электромагнитные сигналы, создаваемые грозowymi разрядами вблизи экватора, могут быть использованы для оценки профиля электронной концентрации, необходимого для точных измерений высоты ионосферного источника.

Ключевые слова:

нагревный эксперимент, волновод Земля — ионосфера, численная модель.

O. M. Lebed, S. V. Pilgaev, A. S. Nikitenko, A. V. Larchenko, Yu. V. Fedorenko

ESTIMATION OF ALTITUDE OF THE SOURCE IN THE IONOSPHERE CREATED BY THE EISCAT/HEATING FACILITY USING PHASE MEASUREMENTS BY THE NETWORK OF HIGH-LATITUDE STATIONS IN QUIET AND DISTURBED CONDITIONS

Abstract

This article deals with the estimation of ionospheric source altitude using phase measurements by the network of high-latitude stations and comparing these measurements with results of modeling of signal propagation in the Earth-ionosphere waveguide. These measurements were conducted during the heating experiment using the EISCAT/Heating facility located in Tromsø, Norway in 2016. The phases of low-frequency radio waves from the source were registered in the obs. Lotta. The results show that the source is located near the maximum of the imaginary part of the refraction index calculated by Appleton-Hartree formula for HF radio waves. It also is shown that the natural electromagnetic signals produced by thunderstorms near the equator may be used to assess the electron density profile necessary for precise measurements of ionospheric source altitude.

Key words:

heating experiment, Earth-ionosphere waveguide, numerical model.

Введение

Эксперименты по нагреву высокоширотной ионосферы позволяют исследовать физические процессы, происходящие в ионосферной плазме, и эффекты распространения низкочастотных волн в волноводе Земля — ионосфера. Результаты такого рода исследований могут быть использованы как для целей связи на низких частотах, так и для изучения глубинного распределения проводимости земной поверхности для получения сведений о ее геологической структуре.

В экспериментах по нагреву ионосферы мощная модулированная коротковолновая (КВ) радиоволна, излучаемая нагревным стендом, создает источник на высотах D-слоя ионосферы, излучающий низкочастотные электромагнитные сигналы с частотой, равной частоте модуляции. Высота, на которой образовался ионосферный источник в каждом конкретном эксперименте, зависит от состояния ионосферы, определяемого профилем электронной концентрации. Для моделирования и интерпретации результатов нагрева важно знать или хотя бы приблизительно оценить высоту, на которой располагался ионосферный источник.

В данной работе мы оценили высоту ионосферного источника с использованием данных регистрации абсолютных фаз компонент поля сигнала источника в обл. Лотта, полученных в нагревном эксперименте на стенде EISCAT/Heating в 2016 г., и результатов моделирования распространения сигналов в волноводе Земля-ионосфера.

Описание эксперимента

Эксперименты по модификации нижней ионосферы мощным модулированным КВ сигналом проводились в 2016 г. 24, 25 и 26 октября с 15 до 17 UTC в рамках КВ нагревной кампании ААНИИ. Модификация высокоширотной ионосферы осуществлялась с помощью КВ нагревного комплекса EISCAT/Heating, расположенного в г. Тромсе, Норвегия ($69,6^\circ$ N, $19,2^\circ$ E; $L = 6,2$, $I = 78^\circ$). Его технические характеристики приведены в работе [1]. Нагрев производился необыкновенной волной с частотой 4,04 МГц. Частоты модуляции, которые использовались в эксперименте, — 1017, 1617, 1817, 2017 и 3017 Гц. Нагрев осуществлялся посылками по 10 (24 и 26 октября) и 5 минут (25 октября) с чередованием указанных частот.

Прием низкочастотных сигналов на частоте модуляции мощной КВ радиоволны осуществлялся одновременно в четырех пунктах наблюдений — Лотта (68.503° N, 28.6202° E), Верхнетуломский (68.592° N, 31.7550° E), Ловозеро (67.975° N 35.0821° E) и Баренцбург (78.093° N, 14.208° E), удаленных от нагревного комплекса EISCAT/Heating на расстояния от 400 до 950 км. На всех пунктах приема были установлены цифровые ОНЧ-приемники, предназначенные для регистрации двух горизонтальных магнитных и вертикальной электрической компонент поля в диапазоне частот от 30 Гц до 15 кГц [2]. Отличительной особенностью приемников является прецизионная синхронизация каждого отсчета цифровых данных с мировым временем с максимальной ошибкой, не превышающей 1 мкс, что дало возможность измерять абсолютные и относительные фазы компонент поля с ошибкой, не превышающей $0,01^\circ$ на использованных в эксперименте частотах [3, 4].

Данные нагревные эксперименты проводились в разных гелиогеофизических условиях. Так, значения суммы трехчасовых индексов планетарной магнитной активности за сутки имели значения $\Sigma Kp = 24$ и 41 для 24 и 25 октября 2016 г. соответственно. Это дает нам возможность сравнивать результаты эксперимента 24 и 25 октября, как проводимые в спокойных и возмущенных гелиогеофизических условиях.

Методика оценки высоты ионосферного источника

Для оценки высоты ионосферного источника мы использовали следующий подход. Нагревной комплекс EISCAT/Heating излучает КВ-сигнал с частотой $4,04$ МГц с начальной нулевой фазой. Абсолютная фаза сигнала, регистрируемая на станциях во время нагревных экспериментов, представляет собой набег фазы (т. е. ее изменение за время распространения сигнала) от передатчика в Тромсе до точки приема. Мы можем смоделировать поле ионосферного источника, расположенного на различных высотах, на расстоянии, соответствующем расстоянию от передатчика до регистратора, и учесть набег фазы от нагревного стенда. Сравнив фазы сигналов, полученные в эксперименте и с помощью моделирования, мы сможем оценить высоту ионосферного источника, соответствующую фазе сигнала, полученной в эксперименте.

Для решения поставленной задачи в данной работе мы ограничились данными обс. Лотта, поскольку она расположена ближе остальных к нагревному комплексу EISCAT/Heating. Это позволит нам сделать более точные оценки высоты ионосферного источника. Кроме того, мы взяли частоту 1017 Гц, чтобы упростить расчет набег фазы, исключив влияние отраженных от верхней стенки волновода волн.

Для моделирования поля ионосферного источника на земной поверхности нами был выбран метод решения волнового уравнения, описанный в работах [5, 6]. Он позволяет найти горизонтальные магнитные и вертикальную электрическую компоненты поля ионосферного источника в любой точке земной поверхности на выбранной частоте. Земная поверхность считается плоской и бесконечно проводящей. Ионосфера представляется в виде слоистой немагнитной среды, однородной в горизонтальном направлении (x, y). В вертикальном направлении свойства среды в каждом слое считаются постоянными и определяются тензором диэлектрической проницаемости. В нашем расчете ионосферный источник представлялся в виде электрического диполя, направление которого совпадает с направлением холловского тока аврорального электроджета [7]. Профиль частоты столкновений электронов $\nu(z)$ рассчитывался с помощью данных эмпирической модели NRLMSISE-00 и считался неизменным во время эксперимента. Статическое магнитное поле Земли рассчитано для координат стенда EISCAT/Heating по модели IGRF, его величина составила $5,53 \cdot 10^{-5}$ Тл. Высотный профиль электронной концентрации $N_e(z)$ получен для 16 UTC 24 и 25 октября 2016 г. из эмпирической модели IRI-2016 [8]. Вычисление N_e для 25 октября проводилось с включенной опцией "E-peak auroral storm model". Это позволило нам получить для 24 и 25 октября среднестатистические спокойный и возмущенный профили электронной концентрации, соответственно. Высотные профили $\nu(z)$ и $N_e(z)$ для обс. Лотта показаны на рис. 1.

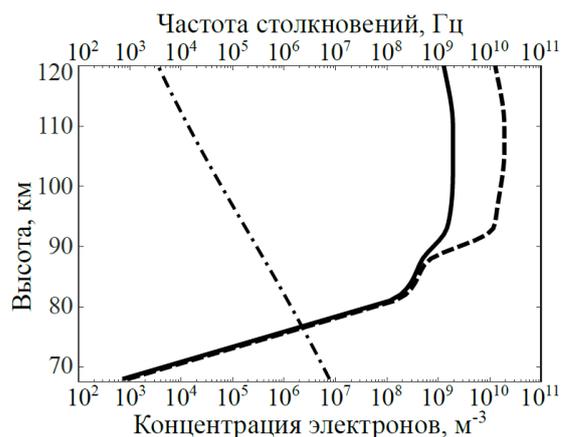


Рис. 1. Высотные профили электронной концентрации для 16:00 UTC 24 (сплошная линия) и 25 (штриховая линия) октября 2016 г. (IRI-2016) и частоты столкновений электронов с нейтралами (штрихпунктирная линия)

Результаты

После проведения предварительной обработки записей сигнала на частоте 1017 Гц в обл. Лотта, для 24 и 25 октября мы выбрали по одной посылке, обладающей наилучшим соотношением сигнал/шум. Затем для каждой посылки оценили среднее значение фазы сигнала. Для спокойных гелиогеофизических условий 24 октября измеренное среднее значение фазы составило 0,3 рад, для возмущенных условий 25 октября оно было 0,07 рад.

На рис. 2 приведены результаты моделирования поля ионосферного источника, расположенного на высотах от 74 до 94 км, на расстоянии 400 км с учетом набега фазы от нагревного стенда. Здесь показаны зависимости абсолютной фазы тангенциальной компоненты магнитного поля на 1017 Гц от высоты источника $\varphi(h_s)$, полученные с помощью моделирования. Из рисунка видно, что зависимости $\varphi(h_s)$ значительно отличаются в разных гелиогеофизических условиях.

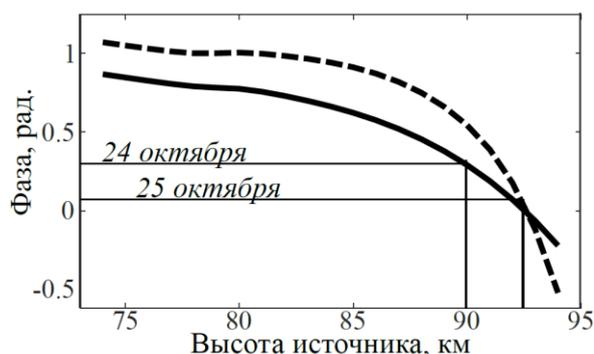


Рис. 2. Зависимости фазы сигнала на 1017 Гц в обл. Лотта относительно передатчика от высоты источника, полученные с помощью моделирования с использованием спокойного (сплошная линия) и возмущенного (штриховая линия) профилей $N_e(h)$, и средние значения фазы, измеренные в эксперименте в соответствующих условиях

Зная экспериментально измеренные значения фаз сигналов ионосферного источника 24 и 25 октября 2016 г., легко оценить высоту источника. Как видно из рис. 2, значениям фаз, измеренным в эксперименте, соответствуют следующие высоты источника: для 24 октября — 90 км, для 25 октября — 93 км.

Для анализа возможности расположения ионосферного источника на полученных высотах был рассчитан показатель преломления n , мнимая часть которого $\text{Im}(n)$ описывает затухание КВ-волны в волноводе Земля — ионосфера. Расчет производился с помощью уравнения Эпплтона — Хартри в квазипродольном приближении для профилей $\nu(z)$ и $N_e(z)$, использованных в моделировании поля ионосферного источника. На рис. 3 показаны высотные профили мнимой части показателя преломления для спокойных и возмущенных гелиогеофизических условий.

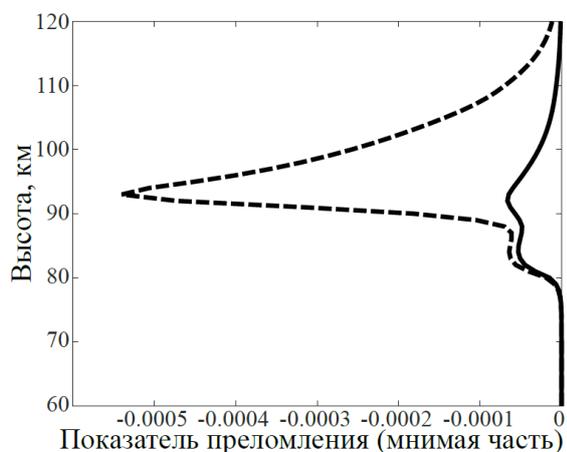


Рис. 3. Зависимости мнимой части показателя преломления от высоты для спокойного (сплошная линия) и возмущенного (штриховая линия) профилей электронной концентрации

Из рисунка видно, что для возмущенного профиля $N_e(z)$ оцененная высота источника располагается как раз на максимуме $|\text{Im}(n)|$, где наблюдается наибольшее поглощение энергии КВ-волны. Для спокойного профиля электронной концентрации, в $|\text{Im}(n)|$ выделяются два практически равнозначных максимума, каждый из которых гораздо меньше максимума, наблюдаемого для возмущенного профиля. В этом случае оценки высоты ионосферного источника помещают его между этими максимумами. Можно сказать, что полученные оценки высоты ионосферного источника не противоречат физическим представлениям о возникновении источника в ионосфере во время экспериментов по ее нагреву.

Обсуждение результатов

Полученные оценки высоты ионосферного источника могут быть неточными, поскольку при моделировании поля источника использовались среднестатистические профили электронной концентрации. Для уточнения высоты нужно учесть возможное отклонение текущего во время эксперимента

состояния ионосферы от того, что дает модель IRI-2016. Несмотря на то, что задача оценки профиля $N_e(z)$ выходит за рамки данной работы, здесь мы рассмотрим основные пути ее решения.

Оценка профиля электронной концентрации нижней ионосферы является сложной задачей. Одним из путей ее решения является привлечение НЧ электромагнитных сигналов, распространяющихся в волноводе Земля — ионосфера, в качестве зондирующих сигналов. Так, в работе [9] была показана возможность оценки профиля $N_e(z)$ по данным нагревного эксперимента 2014 г. Использовались измерения фазовых скоростей распространения сигналов ионосферного источника на частотах 1017 и 3017 Гц на паре станций Ловозеро — Верхнетуломский. Для диагностики нижней ионосферы также используются сигналы СДВ передатчиков. Однако следует отметить, что, во-первых, при отражении от нижней ионосферы глубина проникновения СДВ-волн невелика, и поэтому электронную концентрацию можно оценить лишь в узком диапазоне высот. Во-вторых, такие исследования продуктивны на сравнительно коротких высокоширотных радиотрассах, когда принимается земная волна вместе с однократно и двукратно отраженными от ионосферы волнами. Нами проводились измерения фаз сигналов передатчиков российской радионавигационной системы РСДН-20 в обл. Ловозеро и Верхнетуломский во время эксперимента нагрева 24 и 25 октября 2016 г. Как и ожидалось, значимых отличий в суточных вариациях фазы, связанных с возмущенными гелиогеофизическими условиями, выявлено не было.

Для изучения влияния гелиогеофизических возмущений на нижнюю ионосферу уже давно используют естественные электромагнитные импульсы, порождаемые молниевыми разрядами, — атмосферерики [10]. Они практически постоянно присутствуют в любой точке волновода Земля — ионосфера и, благодаря широкополосности их спектра, позволяют диагностировать практически всю нижнюю ионосферу. Мы провели моделирование поля атмосферерика на земной поверхности методом решения волнового уравнения, описанным и использованным ранее в данной работе. Для моделирования использовались профили электронной концентрации, показанные на рис. 1. В качестве параметра, характеризующего структуру поля в точке регистрации, был выбран индекс круговой поляризации. Результаты моделирования приведены на рис. 4.

На рис. 4, *a* представлены графики зависимости индекса круговой поляризации от частоты атмосферериков, источник которых расположен на расстояниях от 1000 до 2000 км до точки регистрации. Из рисунка видно, что на частотах до 1800 Гц (частоты первого резонанса волновода Земля — ионосфера) распространяется ТЕМ-мода, характеризующаяся почти полным отсутствием круговой поляризации. Выше 1800 Гц атмосферерик распространяется на ТЕМ-, ТЕ01- и ТМ01-модах, что подтверждается сменой поляризации на левую на этих частотах на рисунке. На частотах выше 3000 Гц наблюдается сложная зависимость поляризации от частоты, объясняемая интерференцией высших мод. Следует отметить, что на частотах от 100 до 2500 Гц практически отсутствует зависимость индекса круговой поляризации от расстояния до источника атмосферерика. Это свойство в сочетании с тем фактом, что довольно сложно точно определить расстояние до источника, позволяет считать данный диапазон частот наиболее подходящим для оценок состояния нижней ионосферы по атмосферерикам.

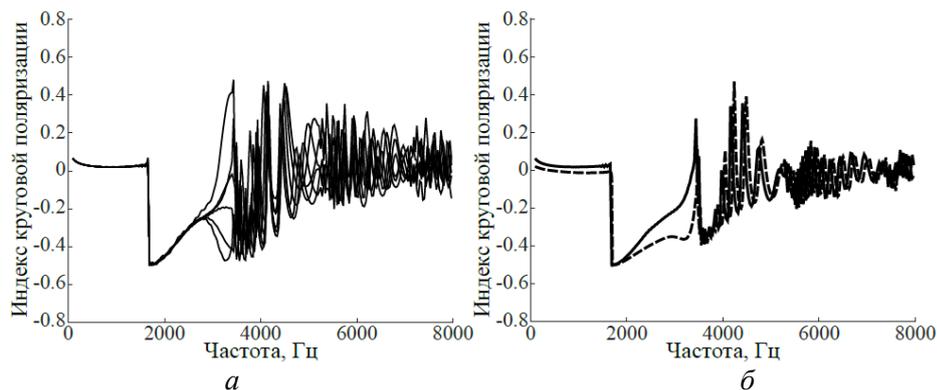


Рис. 4. Зависимости индекса круговой поляризации от частоты для атмосферика: спокойные гелиогеофизические условия, расстояние до источника меняется от 1000 до 2000 км (слева); спокойные (сплошная линия) и возмущенные (штриховая линия) условия, расстояние до источника — 2000 км (справа)

На рис. 4, б, показаны зависимости индекса круговой поляризации от частоты атмосферика, источник которого расположен на расстоянии 2000 км от точки регистрации. Здесь сравниваются вариации индекса в зависимости от гелиогеофизических условий. Из рисунка видно, что до 3000 Гц индексы значительно отличаются. Это позволяет считать, что индекс круговой поляризации является подходящим параметром для оценки профиля электронной концентрации нижней ионосферы в спокойных и возмущенных гелиогеофизических условиях.

Выводы

Проведена оценка высоты ионосферного источника с использованием данных регистрации абсолютных фаз компонент поля сигнала источника в обл. Лотта, полученных в нагревном эксперименте на стенде EISCAT/Heating в 2016 г., и результатов моделирования распространения сигналов в волноводе Земля-ионосфера. Показано, что источник расположен вблизи максимума мнимой части показателя преломления, вычисленного по формуле Эпплтона-Хартри для ВЧ радиоволн. Также приведены доводы в пользу того, что естественные электромагнитные сигналы, создаваемые грозowymi разрядами вблизи экватора, могут быть использованы для оценки профиля электронной концентрации, необходимого для точных измерений высоты ионосферного источника.

Благодарности. Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 16-35-00293.

Литература

1. New capabilities of the upgraded EISCAT high-power HF facility / M. T. Rietveld et al. // Radio Sci. 2016. Vol. 51. No. 9. P 1533–1546.
2. Ларченко А. В., Лебедь О. М., Федоренко Ю. В. Трехкомпонентные измерения структуры электромагнитного поля в диапазоне крайне низких и сверхнизких частот // Радиотехника и электроника. 2015. Т. 60, № 8. С. 793–801.

3. Универсальное устройство синхронизации данных от GPS приемника / С. В. Пильгаев и др. // ПТЭ. 2008. С. 175–176.
4. Филатов М. В., Пильгаев С. В., Федоренко Ю. В. Четырехканальный 24-разрядный синхронизированный с мировым временем аналого-цифровой преобразователь // Приборы и техника эксперимента. 2011. № 3. С. 73–75.
5. Lehtinen N. G., Inan U. S. Radiation of ELF/VLF waves by harmonically varying currents into a stratified ionosphere with application to radiation by a modulated electrojet // J. Geophys. Res. 2008. 113, A06301.
6. Lehtinen N. G., Inan U. S. Full-wave modeling of transionospheric propagation of VLF waves // Geophys. Res. Lett. 2009. 36, L03104.
7. Cohen M. B., Gołkowski M., Inan U. S. Orientation of the HAARP ELF ionospheric dipole and the auroral electrojet // Geophys. Res. Lett. 2008. 35, L02806.
8. The International Reference Ionosphere 2012 - a model of international collaboration / D. Bilitza et al. // J. Space Weather Space Clim. 2014. 4, A07, 1-12.
9. Результаты наземных наблюдений и моделирования поля ионосферного ОНЧ источника в экспериментах по нагреву ионосферы мощным КВ-сигналом / О. М. Лебедь и др. // Гелиогеофизические исследования в Арктике: материалы конф. Мурманск, 2016. С. 28.
10. Cummer S. A., Inan U. S. Bell T. F. Ionospheric D region remote sensing using VLF radio atmospherics // Radio Sci. 1998. 33. P. 1781–1792.

Сведения об авторах

Лебедь Ольга Михайловна,

к.ф.-м.н., н. с., Полярный геофизический институт, Апатиты
E-mail: olgamiysh@yandex.ru

Пильгаев Сергей Васильевич,

н. с., Полярный геофизический институт, Апатиты
E-mail: pilgaev@pgia.ru

Никитенко Александр Сергеевич,

м. н. с., Полярный геофизический институт, Апатиты
E-mail: alex.nikitenko91@gmail.com

Ларченко Алексей Викторович,

м. н. с., Полярный геофизический институт, Апатиты
E-mail: alexey.larchenko@gmail.com

Федоренко Юрий Валентинович,

к. ф.-м. н., доцент, зав. сектором, Полярный геофизический институт, Апатиты
E-mail: yury.fedorenko@gmail.com

УДК 53.089.6

**С. В. Пильгаев, А. В. Ларченко, О. М. Лебедь, М. В. Филатов,
А. С. Никитенко, Ю. В. Федоренко**

УСТРОЙСТВО ДЛЯ КАЛИБРОВКИ РЕГИСТРАТОРОВ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ

Аннотация

Представлено устройство для калибровки электромагнитных систем сбора данных. Отличительной особенностью устройства является стабильность и точная синхронизация фазы выходного синусоидального сигнала с использованием универсального координированного времени, предоставляемого приемником GPS/ГЛОНАСС.

Ключевые слова:

низкочастотный генератор сигналов, передаточная характеристика, калибровка, магнитные рамочные антенны.

S.V. Pil'gaev, A.V. Larchenko, O.M. Lebed', M.V. Filatov, A.S. Nikitenko, Yu. V. Fedorenko

ELECTROMAGNETIC ACQUISITION SYSTEMS CALIBRATION DEVICE

Abstract

The device for calibrating the electromagnetic data acquisition systems is presented. A distinctive feature of this device is stability and precise synchronization of phase of the output sine-wave signal with Universal Coordinated Time provided by GPS/GLONASS receiver.

Keywords:

waveform generator, transfer function, calibration, magnetic loop antennas.

Введение

В настоящее время в ПГИ используется сеть высокоширотных станций наземной регистрации компонент электромагнитного поля КНЧ-, СНЧ- и ОНЧ-диапазонов. При исследовании эффектов распространения электромагнитных волн в волноводе Земля — ионосфера возникает ряд задач, при решении которых требуется прецизионная привязка цифровых данных к мировому времени. Правильность интерпретации данных измерений всецело зависит от точного знания характеристик и свойств датчиков, входящих в конструкцию регистраторов, и точности определения передаточных характеристик их измерительных каналов. В ходе проведенных исследований [1] было выявлено, что для определения характеристик измерительных каналов геофизического оборудования с требуемой точностью выполнения их расчета по электрическим схемам недостаточно и необходимо проведение прямых измерений [2].

Приемные антенны регистраторов расположены на расстоянии 300–500 м от технических зданий с целью уменьшения влияния техногенных помех. В данных условиях для калибровки измерительных каналов регистраторов используются генераторы сигналов с длинными передающими

линиями, что оказывает негативное влияние в виде наводок, затухания, смещения фазы сигнала за счет времени прохождения сигнала до калибровочного устройства (антенны). Нестабильность амплитуды напряжения на выходе генератора учитывается за счет записи калибровочного сигнала на параллельный канал аналого-цифрового преобразователя [3]. Измерения амплитудно-частотных (АЧХ) и фазово-частотных (ФЧХ) характеристик производятся с использованием дискретного набора частот, при этом амплитуды сигнала так же необходимо варьировать от частоты к частоте. Переключения режимов работы генератора (изменения амплитуды и частоты сигнала) в процессе проведения калибровочных измерений производит оператор. Это приводит к трате временных ресурсов и ошибкам, связанным с человеческим фактором.

Перечисленных недостатков при калибровке измерительных каналов систем сбора данных можно было бы избежать при использовании автономного низкочастотного генератора с возможностью автоматического переключения частоты и амплитуды выходного сигнала и привязкой фазы сигнала к мировому времени. При установке генератора непосредственно у антенн можно избежать негативного влияния длинной калибровочной линии.

В ходе поиска подходящего генератора была проанализирована продукция ведущих производителей Keysight (Agilent), B&K Precision, GW Instek, Tabor, Keysight, Tektronix, SRSYS. Среди представленных генераторов низкочастотных сигналов выявлены следующие недостатки. Для переключения частоты и амплитуды сигнала, в лучшем случае, требуются наличие компьютера, что обуславливает невозможность использования генератора в полевых условиях. Генераторы с внешней синхронизацией используют в качестве опорной частоты внешний генератор с фиксированной частотой, как правило, 10 МГц, что приводит к ошибкам квантования и к отклонению фактической частоты от запрограммированной. Как следствие, при обработке данных измерений для получения достоверных АЧХ и ФЧХ приходится предварительно производить вычисления точных частот калибровочного сигнала. Большинство генераторов не поддерживают внешнее триггерование для запуска процесса цифро-аналогового преобразования. Даже если данный функционал поддерживается, точное время между внешним прерыванием и фактическим стартом генерации сигнала в технической документации генераторов зачастую не приводится или является относительной величиной. Знание данного параметра необходимо для измерения времени задержки аналого-цифровых трактов регистраторов и, соответственно, значений абсолютной ФЧХ измерительных каналов. Высокая чувствительность приемных антенн накладывает ограничение на использование высокопотребляющих приборов или компьютеров в непосредственной близости от них. Питание большинства генераторов осуществляется от сети 220 В, что исключает их применение.

Поскольку генераторы, представленные на рынке, не соответствуют заявленным требованиям, было решено разработать и создать мобильный стабильный низкочастотный генератор с привязкой фазы сигнала к мировому времени.

Описание устройства для калибровки (генератор)

Генератор предназначен для формирования низкочастотных сигналов с заданной амплитудой, начальной фазой, частотой и формой. Основные эксплуатационные характеристики генератора определяются микроконтроллером LPC1788 с современным ядром Cortex-M3.

Выходное напряжение генератора вырабатывается встроенным в микроконтроллер 10-разрядным цифро-аналоговым преобразователем (ЦАП) с архитектурой Resistor String. Для распараллеливания процессов ввода-вывода и формирования сигнала используется режим прямого доступа к памяти (DMA, Direct Memory Access), что исключает влияние латентности операций ядра на процесс формирования сигнала. За счет использования двойного буфера ЦАП время передачи слова по шине данных не влияет на равномерность распределения шкалы времени переключений ЦАП. Кольцевой буфер отсчетов ЦАП содержит 4096 слов, что позволяет получить достаточно гладкую форму сигнала на выходе ЦАП. В выборе формы сигнала пользователь не ограничен. Возможна как загрузка формы выходного сигнала при помощи WEB интерфейса, так и выбор из стандартных форм в виде синусоидального, ограниченного линейно изменяющегося или треугольного сигнала. Величина выходного напряжения ЦАП изменяется в пределах 0–3,3 В с шагом примерно 0,03. Для стабилизации уровней ЦАП, и, как следствие, амплитуды выходного сигнала, в схеме использован высокостабильный источник опорного напряжения.

Для согласования выходных сопротивления и напряжения ЦАП с нагрузкой и формирования требуемой амплитуды напряжения генератор оснащен выходным каскадом, выполненным на двух операционных усилителях (ОУ) AD8397. Особенности этой микросхемы являются широкий динамический диапазон и низкий уровень нелинейных искажений при больших значениях выходного тока, что обусловило ее применение в генераторе. Первый ОУ включен по схеме неинвертирующего усилителя с коэффициентом усиления, равным 3. К его выходу подключен второй ОУ, включенный по схеме инвертирующего усилителя с единичным коэффициентом усиления. Таким образом, при напряжении питания ОУ 24 В (± 12 В) и максимальном напряжении на выходе ЦАП 3,3 В, напряжение между выходами неинвертирующего и инвертирующего усилителей составляет 19,8 В.

Для минимизации влияния изменений температуры на характеристики устройства пассивные компоненты аналоговой части генератора подобраны с минимальным коэффициентом температурного сопротивления. Все элементы системы работают в индустриальном диапазоне температур.

Источник опорной частоты

В качестве источника опорной частоты тактового сигнала калибровочного устройства выбран специализированный GPS/GLONASS приемник u-blox lea-m8t, оснащенный высокостабильным генератором с термокомпенсацией. Приемник предназначен для систем, где требуется использование точного времени. Его особенностью является возможность программной установки частоты источника тактового сигнала.

Взаимодействие модулей контроллера с GPS/GLONASS приемником схематично изображено на рис. 1. Тактовый сигнал с выхода приемника используется для работы микроконтроллера LPC1788. Ядро микроконтроллера работает на частоте, в 20 раз большей опорной тактовой частоты. Минимальная и максимальная частота работы ядра микроконтроллера ограничена его характеристиками, в соответствии с которыми опорная частота выбирается в диапазоне от 1 МГц до 6 МГц. Периферийный модуль встроенного цифро-аналогового преобразователя работает на половинной частоте (PBCLK) ядра микроконтроллера.

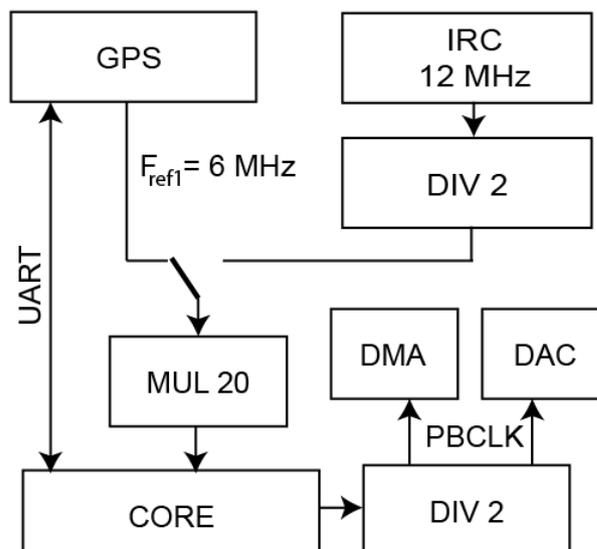


Рис. 1. Взаимодействие микроконтроллера и GPS/GLONASS приемника

Программирование приемника осуществляется через интерфейс UART. В описываемом устройстве частота сигнала всегда выбирается кратной 1 Гц ввиду простоты реализации и отсутствии необходимости проведения калибровки на частотах, меньших 1 Гц. Для каждой выбранной пользователем частоты сигнала на выходе ЦАП рассчитывается частота опорного тактового сигнала и программно устанавливается в приемнике. Для получения сигнала требуемой частоты на выходе ЦАП используются два делителя: значение регистра DACCNTVAL (dv) и число отсчетов в секунду (cv). Сглаженность формы сигнала зависит от количества переключений уровней сигнала ЦАП. Учитывая данные условия, частота опорного тактового сигнала рассчитывается так, чтобы частота работы ядра микроконтроллера была максимальной, и результат от деления частоты работы ЦАП на оба делителя являлся целым числом. Для обеспечения непрерывной работы микроконтроллера во время переключения значения тактовой частоты на выходе GPS/GLONASS приемника используется внутренний IRC 12 МГц резонатор.

Для синхронизации выходного сигнала генератора с началом секунды мирового времени запуск процесса цифро-аналогового преобразования производится по переднему фронту строба по линии PPS. Задержки

распространения сигналов, вносимые кабелем антенны GPS-приемника, компенсируются непосредственно в приемнике. Смещение переднего фронта PPS сигнала от истинного времени из-за ошибок квантования приемника извлекается из сообщения TIM-TP по линии UART. Сдвиг фазы выходного сигнала относительно PPS импульса оценен посредством двулучевого осциллографа и составляет 1,25 мкс. Данная величина включает в себя время обработки прерывания от PPS импульса и время установки цифро-аналогового преобразователя. Таким образом, пользователю предоставляется возможность учесть разницу времени между моментом запуска процесса цифро-аналогового преобразования и секундной метки мирового времени.

В ходе многократных испытаний устройства калибровки погрешность определения задержки измерительных каналов составила 100 нс. Максимальная амплитуда сигнала на выходе 19,8 В (температурный коэффициент 2 ppm/°C² ppm/°C).

Заключение

Авторами было разработано и создано устройство для проведения измерений АЧХ И ФЧХ измерительных каналов регистраторов компонент ЭМ-поля. Разработанное устройство представляет собой генератор сигналов с привязкой волновой формы сигнала к сигналу GPS/GLONASS-приемника. Отличительными особенностями прибора являются низкая себестоимость, простота исполнения, относительно малое энергопотребление и мобильность. Использование данного генератора для калибровки измерительных каналов СНЧ-ОНЧ-регистратора обс. Ловозеро позволило рассчитать абсолютную задержку, вносимую процессом аналого-цифрового преобразования и учесть ее при интерпретации результатов измерений в эксперименте по модификации ионосферы модулированным коротковолновым сигналом нагревного стендом «EISCAT/heating» 2016 г.

Благодарности. Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ мол_а №16-35-00293.

Литература

1. Первые результаты одновременной регистрации ОНЧ-излучений в двух близко расположенных пунктах в авроральных широтах / Ю. Маннинен и др. // Геомагнетизм и аэрономия. 2014. Т. 54, № 1. С. 36–42.
2. Методы оценки и представления передаточных функций геофизических датчиков / А. В. Ларченко и др. // Труды Кольского научного центра РАН. 2016. № 4-2 (38). С. 73–83.
3. Трехкомпонентный СНЧ/ОНЧ-приемник с прецизионной привязкой к мировому времени / С. В. Пильгаев и др. // Труды Кольского научного центра РАН. 2015. Т. 6 (32), вып. 1. С. 113–119.
4. Реакция авроральной нижней ионосферы на солнечные вспышки в марте 2012 года по данным наблюдений в СНЧ-диапазоне / О. М. Лебедь и др. // Геомагнетизм и аэрономия. 2015. Т. 55, № 6. С. 797–807.

Сведения об авторах

Пильгаев Сергей Васильевич

н. с., Полярный геофизический институт, Апатиты
E-mail: pilgaev@pgia.ru

Ларченко Алексей Викторович

м. н. с., Полярный геофизический институт, Апатиты
E-mail: alexey.larchenko@gmail.com

Лебедь Ольга Михайловна

к. ф.-м. н., н. с., Полярный геофизический институт, Апатиты
E-mail: olgamihsh@yandex.ru

Филатов Михаил Валерьевич

м. н. с., Полярный геофизический институт, Апатиты
E-mail: mishgun@yandex.ru

Никитенко Александр Сергеевич

м. н. с., Полярный геофизический институт, Апатиты
E-mail: alex.nikitenko91@gmail.com

Федоренко Юрий Валентинович

к. ф.-м. н., зав. сектором, Полярный геофизический институт, Апатиты
E-mail: yury.fedorenko@gmail.com

УДК 550.385.4

В. Б. Белаховский, Я. Джин, В. Милош

СРАВНЕНИЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ РАЗЛИЧНЫХ ТИПОВ ИОНОСФЕРНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ НА СЦИНТИЛЛЯЦИИ GPS-СИГНАЛОВ В ВЫСОКИХ ШИРОТАХ

Аннотация

В работе произведено сравнение воздействия выпадений заряженных частиц и «патчей» полярной шапки, характеризующихся резким увеличением концентрации в F-области ионосферы, на сцинтилляции GPS-сигналов. Использован сцинтилляционный GPS-приемник на станции NYA. Наличие выпадений заряженных частиц и «патчей» полярной шапки определялось по данным радара EISCAT на Шпицбергене. Рассмотрены различные виды выпадений: дневные и утренние выпадения, выпадения в ночном секторе во время суббури, выпадения, связанные с приходом межпланетной ударной волны. Все рассмотренные типы ионосферных возмущений приводят к росту фазового индекса сцинтилляций σ_{ϕ} . Однако выпадения во время суббури приводят к наибольшему росту фазового индекса сцинтилляций (до 3 рад).

Ключевые слова:

ионосфера, GPS-приемники, полярные сияния, авроральный овал, радар некогерентного рассеяния.

V. B. Belakhovsky, Y. Jin, W. Miloch

THE COMPARISON OF THE INFLUENCE OF DIFFERENT TYPES OF IONOSPHERE DISTURBANCES ON SCINTILLATIONS OF GPS SIGNALS AT HIGH LATITUDES

Abstract

In this work it is conducted the comparison of the influence of charge particles precipitation and polar cap patches characterized by the abrupt increase of the density in F region of the ionosphere on scintillations of GPS signals. The scintillation GPS receiver at NYA station was used. The presence of the charge particle precipitation and polar cap patches was determined by the EISCAT radar (Svalbard) data. It is considered different types of the precipitations: the dayside and morning precipitations, the precipitations on the nightside during the substorms, the precipitations associated with the arrival of interplanetary shock wave. All of the considered types of the ionosphere disturbances lead to the growth of the phase scintillation index σ_{ϕ} . But the precipitation during the substorm leads to the greatest growth of the phase scintillation index (up to the 3 radian).

Keywords:

ionosphere, GPS receiver, aurora, auroral oval, incoherent scatter radar.

Введение

Глобальные навигационные спутниковые системы (ГНСС) играют все большую роль для современной цивилизации. Однако ионосфера как среда для распространения радиоволн способна оказывать негативное влияние на качество принимаемого сигнала. Неоднородности в распределении ионосферной плазмы могут приводить к быстрым флуктуациям амплитуды и фазы сигнала, которые

принято называть ионосферными сцинтилляциями (или мерцаниями мерцаниями) [1]. Сильные сцинтилляции могут приводить к ухудшению качества сигнала и даже к его потере. Поэтому исследование ионосферных сцинтилляций является важным аспектом космической погоды. Ионосферные сцинтилляции наиболее сильны в высоких и экваториальных широтах. Уровень сцинтилляций характеризуется фазовым σ_f и амплитудным (S4) индексами сцинтилляций. Амплитудные сцинтилляции вызваны неоднородностями размером от десятков до сотен метров. Фазовые же сцинтилляции вызваны неоднородностями размером от сотен метров до нескольких километров. Для высокоширотных областей ионосферы больше характерны фазовые сцинтилляции.

В полярной ионосфере наиболее мощными возмущениями являются высыпания заряженных частиц и «патчи» полярной шапки (polar cap patch — PCP). PCP представляют собой локальное возрастание ионосферной концентрации выше 200 км. Размер данных образований в поперечном направлении составляет примерно от 100 до 1000 км. Известно, что появление PCP связано с увеличением интенсивности полярных сияний в эмиссии 630.0 нм [2]. Происхождение «патчей» полярной шапки связано с пересоединением силовых линий на дневной стороне магнитосферы и проникновении плазмы через область открытых силовых линий в полярную ионосферу [3].

В работе [4] было показано, что помимо высыпаний «патчи» полярной шапки также способны приводить к заметному росту сцинтилляций GPS сигналов.

Целью данной работы является сравнение степени воздействия высыпаний заряженных частиц и «патчей» полярной шапки на уровень сцинтилляций GPS-сигналов.

Данные

В работе были использованы данные сцинтилляционного GPS-приемника на станции NYA (арх. Шпицберген). Из данных GPS-приемника вычислялся амплитудный и фазовый индекс сцинтилляций σ_f , полное электронное содержание ионосферы. Типы ионосферных возмущений определялись из вариаций концентрации по данным радара некогерентного рассеяния EISCAT 42m на архипелаге Шпицберген. Луч радара направлен вдоль геомагнитного поля. Для характеристики вариаций геомагнитного поля использованы данные магнитометров IMAGE. Для наблюдения за параметрами солнечного ветра и межпланетного магнитного поля (ММП) использованы данные базы OMNI.

Результаты наблюдений

Было проанализировано более 100 случаев за 2010-2016 гг., когда имелись синхронные наблюдения на радаре EISCAT 42m и на GPS-приемнике (NYA). В данной работе приведено только ряд типичных примеров.

Наличие высыпаний заряженных частиц определялось по данным радара EISCAT как увеличение концентрации в диапазоне высот 100–200 км. Рассматривались различные виды высыпаний: высыпания в утреннем и дневном секторе, ночные суббуревые высыпания, высыпания, связанные с приходом межпланетной ударной волны (МУВ). «Патчи» полярной шапки идентифицировались как резкое увеличение концентрации выше 200 км.

Анализ данных показал, что амплитудный индекс сцинтилляций (S4) практически не изменялся во время рассматриваемых возмущений. Поэтому основное внимание было уделено фазовому индексу сцинтилляций σ_{ϕ} . На рис. 1 (слева) показано наличие высыпаний заряженных частиц в утреннем, дневном секторе. На второй панели разными цветами показан фазовый индекс сцинтилляций, вычисленный для различных GPS спутников, пролетающих в различные моменты времени вблизи приемника на станции NYA. Фазовый индекс достигает значений около 0,4 рад для высыпаний в утреннем, дневном секторе.

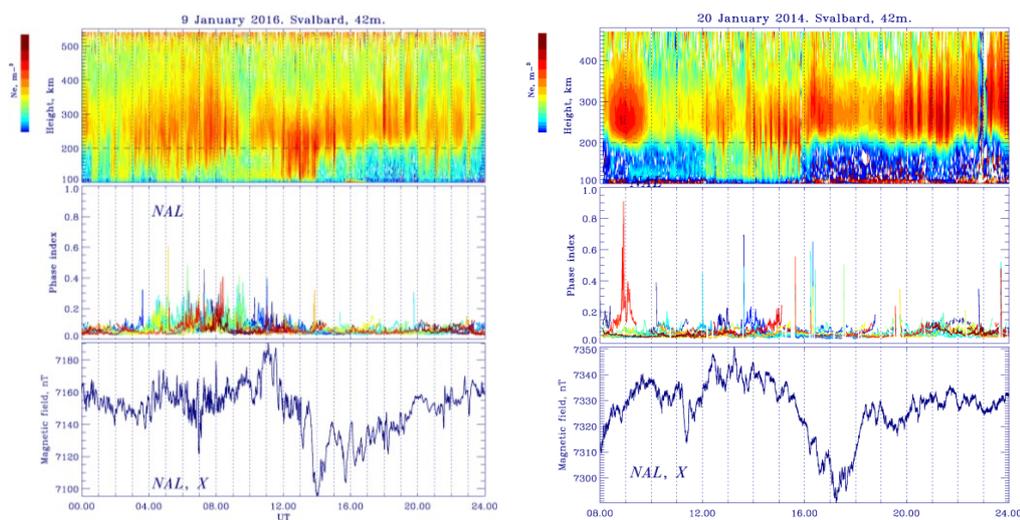


Рис. 1. Концентрация ионосферной плазмы по данным радара EISCAT 42m на архипелаге Шпицберген, фазовый индекс по данным GPS приемника на станции NAL, X-компонента геомагнитного поля по данным станции NAL для 9 января 2016 г. (слева), для 20 января 2014 г. (справа)

На рис. 1 (справа) показан случай с «патчами» полярной шапки. Они идентифицируются как резкое увеличение концентрации выше 200 км в интервалах времени 08–10 UT, 17–24 UT. Фазовый индекс около 09 UT достигает значения около 0,9 рад. По данным базы OMNI, Vz-компонента межпланетного магнитного поля в течение нескольких часов имела отрицательные значения.

Во время высыпаний заряженных частиц, связанных с суббури (рис. 2), фазовый индекс сцинтилляций достигает значений около 3 рад. Величина суббури достигала более 1000 нТл на станции HOR (рис. 3). На станции NOR (67,73°) суббури уже практически не видно.

Для события, связанного с приходом межпланетной ударной волны, 14 декабря 2015 г. не было данных радара EISCAT. Однако хорошо известно, что данные события сопровождаются высыпанием в ионосферу заряженных частиц от единиц до сотен килоэлектронвольт [5]. Фазовый индекс сцинтилляций для данного типа высыпаний достигал значений менее 1.

Таким образом, анализ данных показал, что наибольших значений фазовый индекс сцинтилляций σ_{ϕ} достигает во время высыпаний заряженных частиц во время суббури.

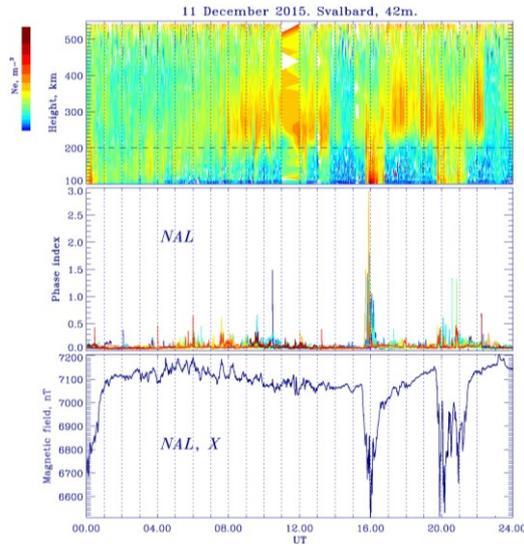


Рис. 2. Концентрация ионосферной плазмы по данным радара EISCAT, фазовый индекс сцинтилляций, вариации X-компоненты геомагнитного поля на станции NAL

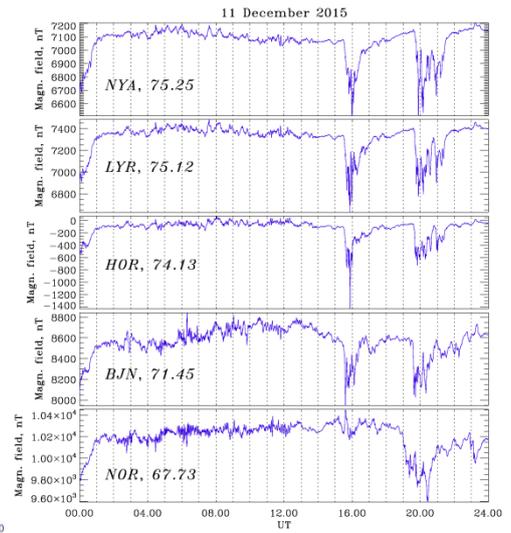


Рис. 3. Вариации X-компоненты геомагнитного поля по данным меридионального профиля станций NOR-BJN-HOR-LYR-NYA

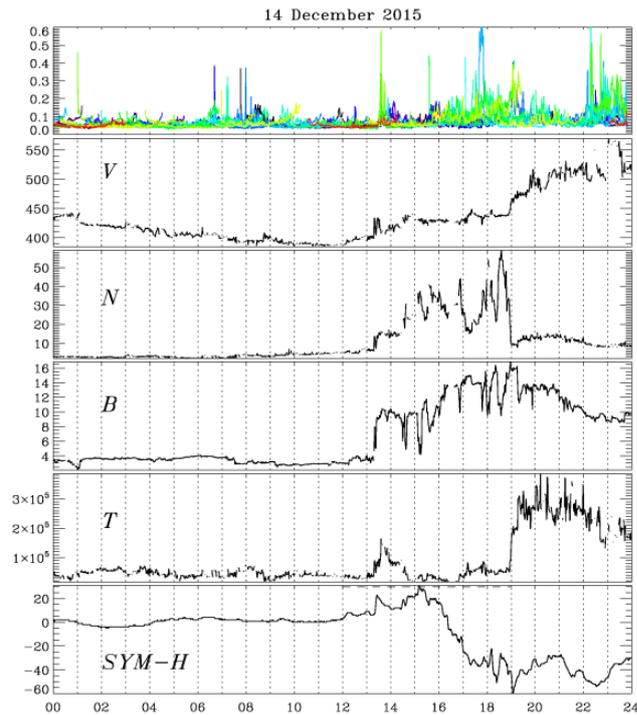


Рис. 4. Фазовый индекс сцинтилляций по данным GPS-приемника на станции NYA; параметры солнечного ветра по данным базы OMNI: скорость, плотность, модуль геомагнитного поля, температура; SYM-H индекс

Заключение

Таким образом, показано, что как высыпания в ионосферу заряженных частиц, так и «патчи» полярной шапки приводят к росту фазового индекса сцинтилляций, определяемого по данным GPS-приемника на станции NAL (арх. Шпицберген). Однако максимальных значений (около 3) фазовый индекс сцинтилляций достигает во время высыпаний, связанных с суббурей.

Благодарность. Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 16-35-60049 мол_a_дк.

Литература

1. Basu S., K. M. Groves, S. Basu, P.J. Sultan. Specification and forecasting of scintillations in communication/navigation links: Current status and future plans, *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.*, 64(16), 1745–1754. 2002.
2. Hosokawa, K., K. Shiokawa, Y. Otsuka, A. Nakajima, T. Ogawa, and J. D. Kelly, Estimating drift velocity of polar cap patches with all-sky airglow imager at Resolute Bay, Canada // *Geophys. Res. Lett.*, 33, L15111, doi:10.1029/2006GL026916. 2006
3. Lorentzen, D. A., J. Moen, K. Oksavik, F. Sigernes, Y. Saito, and M. G. Johnsen, In situ measurement of a newly created polar cap patch // *J. Geophys. Res.*, 115, A12323, doi:10.1029/2010JA015710. 2010.
4. Jin Y., Moen J., Miloch W. GPS scintillation effects associated with polar cap patches and substorm auroral activity: direct comparison // *J. Space Weather Space Clim.* 4. A23. 2014.
5. Zhou X-Y, Strangeway RJ, Anderson PC, Sibeck DG, Tsurutani BT, Haerendel G, Frey HU, Arballo JK. Shock aurora: FAST and DMSP observation // *J. Geophys. Res.* 108:8019. doi:10.1029/2002JA009701. 2003.

Сведения об авторах

Белаховский Владимир Борисович

к. ф.-м. н., н. с., Институт физики Земли РАН, Москва
E-mail: belakhov@mail.ru

Джин Ячи

Phd, postdoc, Университет Осло, Осло

Милош Войчех

PhD, профессор, зав. отделом, Университет Осло, Осло

УДК 550.388.2

А. С. Никитенко, Ю. В. Федоренко, О. М. Лебедь

ОЦЕНКА ПРОСТРАНСТВЕННОЙ СТРУКТУРЫ И СТАТИСТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ЕСТЕСТВЕННЫХ СНЧ/ОНЧ-ИЗЛУЧЕНИЙ ПО ДАННЫМ НАЗЕМНОЙ РЕГИСТРАЦИИ В ВЫСОКИХ ШИРОТАХ

Аннотация

Предложен метод представления излучения, распространяющегося из магнитосферы к земной поверхности, в виде суммы случайных плоских волн. Исследована пространственная структура естественных ОНЧ-излучений на основании измерения плотностей распределения вероятности азимутального угла вектора Пойнтинга и индекса круговой поляризации этих излучений в разнесенных точках в высоких широтах.

Ключевые слова:

волновод Земля — ионосфера, ОНЧ излучения, область выхода.

A. S. Nikitenko, Yu. V. Fedorenko, O. M. Lebed'

THE ESTIMATION OF THE SPATIAL STRUCTURE AND STATISTICAL PROPERTIES OF THE NATURAL ELF/VLF EMISSIONS ACCORDING TO THE GROUND REGISTRATION AT HIGH LATITUDES

Abstract

We proposed a new approach to model of the incident magnetospheric emissions as a sum of random plane waves. We investigated a spatial structure of the natural VLF emissions in high latitudes by using a probability density function of measured both Poynting vector angle and circular polarization index at separated points.

Keywords:

Earth-ionosphere waveguide, VLF emissions, exit point.

1. Введение

Как известно, регистрируемые на земной поверхности магнитосферные СНЧ/ОНЧ-излучения являются результатом взаимодействия волн моды вистлеров с энергичными частицами радиационных поясов [10]. Такое взаимодействие оказывает влияние на динамику этих частиц, обуславливает их высыпания и локальное ускорение. Результаты измерений ОНЧ-излучений на земной поверхности в пространственно разнесенных точках, обсуждаемые, например, в работах [11, 12], показали, что в этих точках наблюдаются различия в распределении интенсивности и поляризации излучений. Согласно выводам работ [3, 5–7] такие различия являются результатом того, что в нижней ионосфере происходит пространственное ограничение фронта падающего излучения. При исследовании особенностей генерации и распространения естественных ОНЧ-излучений по данным наземной регистрации важную роль играет оценка пространственной структуры этих излучений, а также локализация области их выхода из ионосферы.

На сегодняшний день существует большое количество методов локализации области выхода. Первые попытки ее локализации проводились с помощью гониометра [9] — прибора для определения направления на область

выхода по результатам измерений горизонтальных компонент магнитного поля двумя вращающимися взаимно ортогональными магнитными рамками. Такой подход обладает многими недостатками, но основной заключается в том, что точность измерений сильно зависит от поляризации излучений и от угла их падения в точку наблюдений.

Другой метод основан на измерении поляризационных характеристик и азимутального угла вектора Пойнтинга по данным регистрации компонент электромагнитного поля вблизи земной поверхности. При таких измерениях кривизной земной поверхности и конечной проводимостью грунта пренебрегают [5–8, 12]. В таком случае электромагнитное поле у земной поверхности определяется тремя компонентами – вертикальной электрической E_z и двумя горизонтальными магнитными H_x , H_y [8]. Большинство приборов способны регистрировать только горизонтальные компоненты магнитного поля [7, 12]. На основании таких измерений возможно определение поляризации регистрируемых излучений и ориентации поляризационного эллипса. Некоторые регистрирующие системы, например [8], оснащены антенной для регистрации вертикальной компоненты электрического поля E_z . Наличие этой компоненты позволяет определять направление вектора Пойнтинга. Представленные методы обладают несколькими существенными недостатками, один из которых заключается в том, что в основе данных методов лежит предположение о падающем излучении как о плоской волне. В результате распространения излучений в нижней ионосфере на структуру волнового поля оказывают влияние такие процессы, как переотражения волн на ионосферных слоях, рассеяние волн и конверсия мод. Но основным фактором, влияющим в частности на ориентацию вектора Пойнтинга и поляризацию излучений, является отражение от верхней анизотропной стенки волновода Земля-ионосфера при распространении излучений в этом волноводе от области выхода до точки регистрации. Авторы [7] предложили подход, позволяющий учесть эффекты распространения в ионосфере. Согласно этому подходу локализация области выхода проводится путем сравнения результатов моделирования распространения излучений в нижней ионосфере и экспериментальных данных. Расчет производится путем поиска решения волнового уравнения в плоско-слоистой среде [1, 5–7]. Такой подход является более точным, поскольку позволяет учесть вышеупомянутые эффекты распространения в нижней ионосфере.

Представленные методы локализации области выхода были применены для исследования связи динамики авроральных хиссов с динамикой полярных сияний [7], оценки положения источника ОНЧ-излучений, зарегистрированных во время суббури [12], и исследования распределения на земной поверхности поляризации и интенсивности вистлеров [3]. Однако каждый из представленных методов основан на измерении средних значений поляризационных параметров и азимутального угла вектора Пойнтинга исследуемых излучений. Согласно данным спутниковых наблюдений [2] зачастую регистрируемые излучения представляют собой результат суперпозиции случайных плоских волн. В таком случае рассмотрение средних значений индексов поляризации и азимутального угла вектора Пойнтинга могут привести к появлению ошибок в оценке положения области выхода. Чтобы этого избежать, необходимо рассматривать

плотности распределения этих параметров. В данной работе предложен метод представления падающего излучения в виде суммы случайных плоских волн. Исследована пространственная структура естественных ОНЧ-излучений на основании измерения плотностей распределения вероятности безразмерных параметров этих излучений в разнесенных точках в высоких широтах.

2. Метод формирования падающего излучения

Для расчета распространения излучений в нижней ионосфере был использован метод, предложенный в работе [1]. Ионосфера представлена как плоско-слоистая холодная намагниченная плазма. В каждом слое среда считается однородной с магнитной проницаемостью $\mu = 1$ и диэлектрической проницаемостью, определяемой тензором $\hat{\epsilon}$. Статическое магнитное поле Земли в расчетах принято вертикальным. В каждом слое происходит поиск решения волнового уравнения. Затем, используя непрерывность между слоями горизонтальных компонент электрического и магнитного поля, рассчитываются коэффициенты отражения и амплитуды мод волнового поля.

Падающее излучение представлено как сумма N двумерных волновых пучков. Формирование пространственного ограниченного волнового пучка происходит путем пропускания через полупрозрачный экран плоской волны [5, 6]. Выражение, описывающее поле j -го пучка, где $j = 1 \dots N$, выглядит следующим образом:

$$w(x, y) = g(x, y) D_j \exp\left(ik_0 \{n_{xj}x + n_{yj}y\} + \varphi_{0j}\right), \quad (1)$$

где $g(x, y)$ — функция пропускания, определяющая форму пространственного ограничения пучка; D_j — амплитуда; n_{xj} , n_{yj} — горизонтальные компоненты волновых нормалей; φ_{0j} — начальная фаза. Параметры D_j , n_{xj} , n_{yj} и φ_{0j} являются случайными и характеризуются плотностями распределения.

Разложение поля пучка по плоским волнам осуществляется с помощью преобразования Фурье [6, 7]. Обозначим Фурье-образ k -го пучка в пространстве волновых чисел как $G_j(n_x, n_y)$. Тогда, ввиду линейности преобразования Фурье, представление N таких пучков в пространстве волновых чисел будет описываться выражением:

$$NG_j(n_x, n_y). \quad (2)$$

Обозначим решение волнового уравнения для каждой единичной плоской волны с горизонтальными компонентами (n_x, n_y) у бесконечно проводящей земной поверхности как $\mathbf{F}(n_x, n_y)$,

где $F(n_x, n_y) = [H_x(n_x, n_y), H_y(n_x, n_y), E_z(n_x, n_y)]$.

Спектр компонент поля у земной поверхности с учетом экрана и плотности распределения вероятности падающих на экран из магнитосферы плоских волн определяется:

$$F_g(n_x, n_y) = S(n_x, n_y) F(n_x, n_y). \quad (3)$$

3. Обработка

Для исследования пространственной структуры и статистических свойств естественных СНЧ/ОНЧ-излучений используются регистраторы СНЧ/ОНЧ-излучений, расположенные в обсерваториях Ловозеро и Верхнетуломский. Регистрирующая система состоит из двух взаимно перпендикулярных рамочных антенн, предназначенных для регистрации горизонтальных компонент магнитного поля H_x , H_y , а также антенны, представляющей собой вертикальный диполь, которая используется для регистрации вертикальной компоненты электрического поля E_z . Данная система способна регистрировать сигналы в полосе частот от 0,3 Гц до 15 кГц. Для исследования излучений выбирается участок записи, в котором значение рассматриваемого параметра слабо изменяется во времени. Затем выбранный участок записи подвергается фильтрации полосовым фильтром. Ширина полосы фильтра выбирается достаточно узкой, чтобы исключить влияние на результаты измерений эффектов генерации ОНЧ-излучений. Далее полученный реальный сигнал преобразованием Гильберта преобразуется в комплексный.

В данной работе для исследования СНЧ/ОНЧ-излучений будут использованы индекс круговой поляризации P_c и азимутальный угол вектора Пойнтинга φ_S . Результаты наблюдений вертикальной электрической E_z компоненты и горизонтальных магнитных H_x , H_y удобно представлять в виде матрицы когерентности [4]. Параметры P_c и φ_S с помощью элементов поляризационной матрицы определяются следующим образом:

$$P_c = i(H_y H_x^* - H_x H_y^*), \quad \varphi_S = \arctan\left(\frac{H_x E_z^*}{-H_y E_z^*}\right). \quad (4)$$

Расчет этих параметров производится для каждого временного отсчета. Предполагая эргодичность процесса изменений параметра, рассчитывается его плотность распределения вероятности.

4. Моделирование параметров структуры поля естественных ОНЧ излучений для точечной области выхода

На рис. 1 представлены результаты расчета плотности вероятности азимутального угла вектора Пойнтинга φ_S для частоты 1417 Гц (слева) и 2417 Гц (справа) для практически точечной области выхода на трассе вдоль направления юг — север в диапазоне расстояний от 10 до 510 км от центра области выхода.

Из рис.1 следует, что вблизи области выхода говорить об азимуте вектора Пойнтинга бессмысленно: его значения «размазаны» по всему диапазону углов. С удалением от области выхода диапазон углов сужается, стремясь к дельта-функции. Обращает на себя внимание тот факт, что угол, определяемый на частоте 1417 Гц, лежащей ниже частоты поперечного резонанса волновода Земля — ионосфера, вдали от области выхода отклоняется от ожидаемого значения в 90° всего на 5° . На частоте 2417 Гц, лежащей выше частоты поперечного резонанса, отклонение достигает -35° .

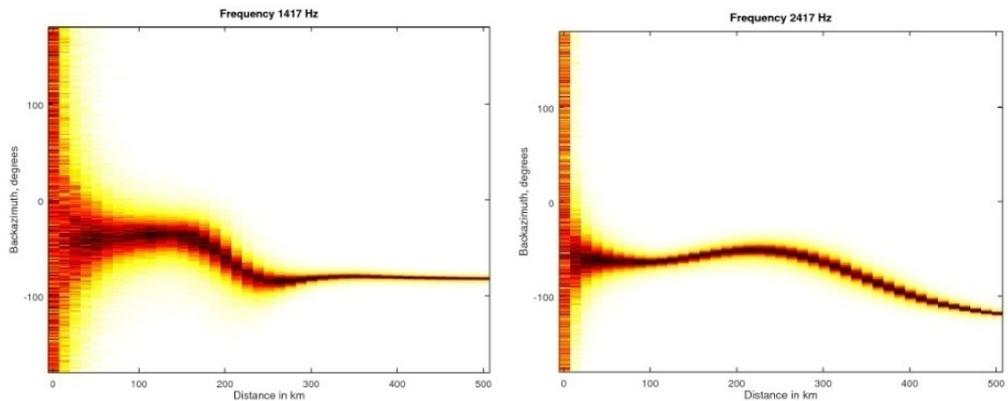


Рис. 1. Плотности распределения вероятности азимутального угла вектора Пойнтинга φ_S для частоты 1417 Гц (слева) и 2417 Гц (справа) для практически точечной области выхода, рассчитанные вдоль трассы юг - север в диапазоне расстояний от 10 до 510 км от центра области выхода

Результаты расчета плотности вероятности индекса круговой поляризации P_c для тех же частот представлены на рис. 2. Значения -1 соответствуют левой круговой, 1 — правой круговой, 0 — линейной поляризации. Видно, что вблизи области выхода, как и ожидалось, поляризация в основном правая, индекс P_c одинаков для обеих частот.

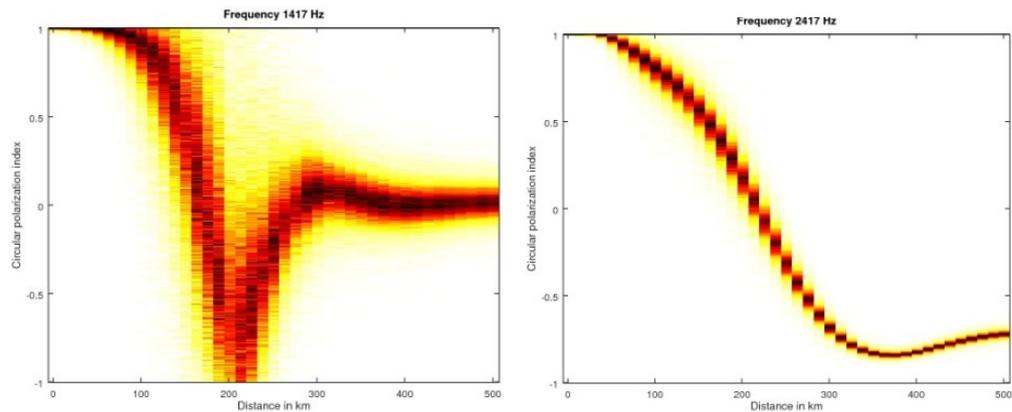


Рис. 2. Плотности распределения вероятности индекса круговой поляризации P_c для частоты 1417 Гц (слева) и 2417 Гц (справа) для практически точечной области выхода, рассчитанные вдоль трассы юг — север в диапазоне расстояний от 10 до 510 км от центра области выхода

По-видимому, влияние волновода здесь невелико и поляризация определяется влиянием статического магнитного поля Земли при распространении в анизотропной ионосфере. С удалением от области выхода плотности распределения вероятности индекса P_c сначала «размазываются», а затем начинает преобладать линейная поляризация, так как на частотах ниже первого поперечного резонанса по волноводу распространяется только линейно поляризованная ТЕМ-мода. На частоте 2417 Гц поляризация переходит

из правой в левую, о чем свидетельствует изменение индекса P_c . Это объясняется различием коэффициентов отражения от ионосферы правой, или свистовой, моды, которая уходит обратно в магнитосферу, и левой моды, коэффициент отражения которой от ионосферы при отсутствии столкновений стремится к единице.

5. Сравнение с экспериментальными данными

Для апробации полученных в ходе моделирования результатов исследованы статистические свойства зарегистрированных в обсерваториях Ловозеро и Верхнетуломский естественных ОНЧ излучений. Динамический спектр излучений по данным обс. Ловозеро представлен на рис. 3. Исследовались плотности распределения параметров φ_S и P_c этих излучений на частоте 1417 Гц.

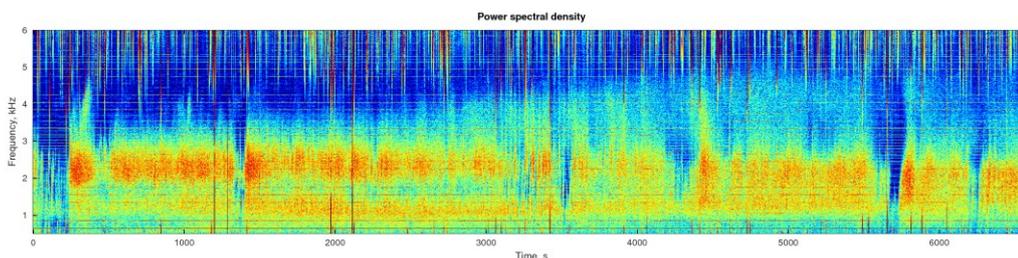


Рис. 3. Динамический спектр излучений, зарегистрированных в обс. Ловозеро 7 декабря 2014 г. в период 06:40-08:40 UT

В Ловозеро наблюдается плотность распределения азимутального угла вектора Пойнтинга с двумя максимумами (рис. 4, слева), и индекс круговой поляризации преимущественно принимает значения равные единице, что соответствует правой круговой поляризации. В обс. Верхнетуломский плотность распределения азимутального угла имеет один максимум, а индекс поляризации принимает равновероятно значения из широкого диапазона значений. Для объяснения полученного результата произведено моделирование распространения ОНЧ-излучений при существовании в ионосфере областей выхода различных форм и размеров. Выявлено, что наблюдаемые плотности распределения вероятности параметров φ_S и P_c могут быть результатом существования в ионосфере протяженной области выхода, чей центр расположен в окрестности обс. Ловозеро (рис. 5). Причем эта область вытянута вдоль оси, перпендикулярной прямой, соединяющей точки регистрации.

На рис. 6 приведены результаты расчета плотностей распределения вероятности азимутального угла вектора Пойнтинга при существовании в нижней ионосфере протяженной области выхода размером 100×1000 км. Расчет производился вдоль трасс, простирающихся от центра области выхода на расстояние 500 км вдоль (рис. 6, слева) и поперек (рис. 6, справа) оси, соответствующей размеру 1000 км. Как видно из рисунков, в окрестности центра области выхода плотности распределения вероятности угла φ_S имеют два максимума. Поляризация на трассе вдоль области выхода преимущественно правая (данные не приведены). С удалением от центра области выхода поляризация стремится к линейной.

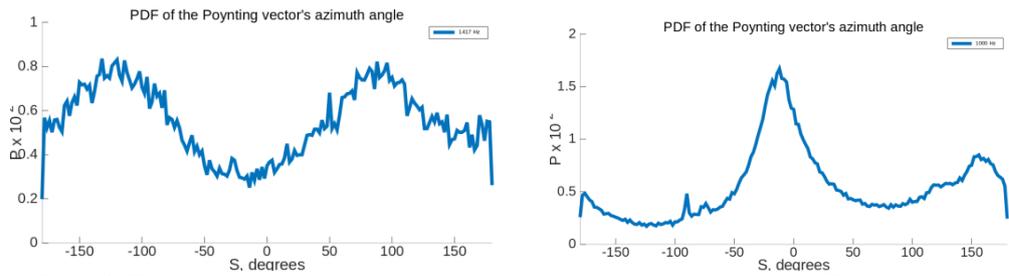


Рис. 4. Плотности распределения азимутального угла вектора Пойнтинга φ_S , измеренные для частоты 1417 Гц в обс. Ловозеро (слева) и обс. Верхнетуломский (справа)

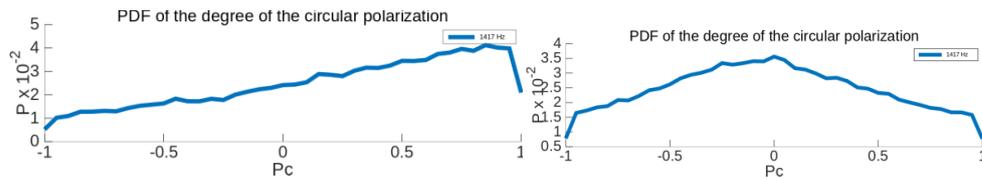


Рис. 5. Плотности распределения индекса круговой поляризации P_c , измеренные для частоты 1417 Гц в обсерваториях Ловозеро (слева) и Верхнетуломский (справа)

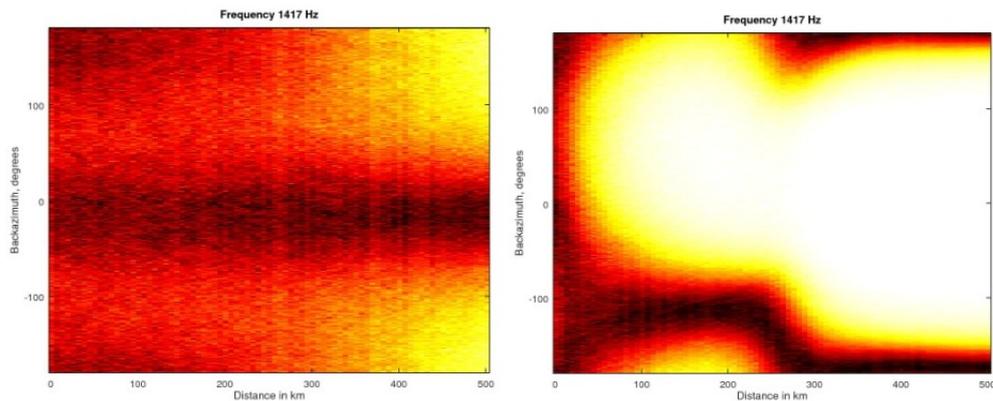


Рис. 6. Плотности распределения вероятности азимутального угла вектора Пойнтинга и индекса круговой поляризации, рассчитанные для протяженной области выхода размером 100×1000 км вдоль трассы: слева — простирающейся от центра области выхода на расстояние 500 км вдоль оси, соответствующей размеру 1000; справа — простирающейся поперек оси, соответствующей размеру 1000 км

6. Выводы

Исследование пространственной структуры естественных ОНЧ-излучений по данным наземных наблюдений является более достоверным, когда рассматриваются плотности распределения вероятности, но не средние значения азимутального угла вектора Пойнтинга или индекса круговой поляризации. Сравнение результатов моделирования и экспериментальных данных показало,

что наблюдаемые на земной поверхности плотности распределения азимутального угла вектора Пойнтинга с двумя выраженными максимумами могут свидетельствовать о существовании в ионосфере протяженной области выхода. В таком случае попытка ее локализации по данным измерений средних значений параметров волнового поля не даст адекватного результата.

Литература

1. Lehtinen N. G., Inan U. S. Radiation of ELF/VLF waves by harmonically varying currents into a stratified ionosphere with application to radiation by a modulated electrojet // *J. Geophys. Res.: Space Physics*. 2008. Vol. 113, A6. P. 57–65.
2. Characteristics of the Poynting flux and wave normal vectors of whistler-mode waves observed on THEMIS / W. Li et al. // *J. Geophys. Res.: Space Physics*. 2013. Vol. 118, No. 4. P. 1461–1471.
3. Machida S., Tsuruda K. Intensity and polarization characteristics of whistlers deduced from multi-station observations // *J. Geophys. Res.: Space Physics*. 1984. Vol. 89, A3. P. 1675–1682.
4. Means J. D. Use of the three-dimensional covariance matrix in analyzing the polarization properties of plane waves // *J. Geophys. Res.* 1972. Vol. 77, No. 28. P. 5551–5559.
5. Full wave calculation for a Gaussian VLF wave injection into the ionosphere / I. Nagano et al. // *National Institute Polar Research Memoirs*. 1982. Vol. 22. P. 46–57.
6. Intensity and polarization characteristics along the earth's surface for the ELF-VLF waves emitted from a transmission cone in the high latitude / I. Nagano et al. // *Memoirs of National Institute of Polar Research. Special issue*. 1986. Vol. 42. P. 34–44.
7. Localization of VLF ionospheric exit point by comparison of multipoint ground-based observation with full-wave analysis / M. Ozaki et al. // *Polar Sci*. 2008. Vol. 2, No. 4. P. 237–249.
8. Tsuruda K., Ikeda M. Comparison of three different types of VLF direction finding techniques // *J. Geophys. Res.: Space Physics*. 1979. Vol. 84, A9. P. 5325–5332.
9. Watts J. M. Direction findings on whistlers // *J. Geophys. Res.* 1959. Vol. 64, No. 11. P. 2029–2030.
10. Беспалов П., Трахтенгерц В. Альфвеновские мазеры / Академия наук СССР, Ин-т прикладной физики М., 1986.
11. Условия в солнечном ветре и магнитосфере во время всплеска нетипичных ОНЧ-шипений (8 декабря 2013 г.) / Н. Клейменова и др. // *Геомагнетизм и Аэронавигация*. 2015. Т. 55, № 3. С. 323.
12. Первые результаты одновременной регистрации ОНЧ излучений в двух близко расположенных пунктах в авроральных широтах / Ю. Маннинен и др. // *Геомагнетизм и Аэронавигация*. 2014. Т. 54, № 1. С. 36.

Сведения об авторах

Никитенко Александр Сергеевич

м. н. с., Полярный геофизический институт, Апатиты

E-mail: alex.nikitenko91@gmail.com

Федоренко Юрий Валентинович

к. ф.-м. н., зав. сектором Полярный геофизический институт, Апатиты

E-mail: yury.fedorenko@gmail.com

Лебедь Ольга Михайловна

к. ф.-м. н., н. с., Полярный геофизический институт, Апатиты

E-mail: olgamihsh@yandex.ru

УДК 621.396.67

В. С. Полежаев, В. И. Милкин

ИЗОТРОПНАЯ КРУГОВАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ В ЭКСКЛЮЗИВНЫХ ИСПОЛНЕНИЯХ

Аннотация

В работе исследуются современные версии антенн круговой поляризации с всенаправленной диаграммой направленности, их модификации, улучшающие электрические и конструкционные параметры, тенденции и направления развития антенн такого класса, как приложения оговариваются условия возникновения круговой поляризации, и некоторые направленные антенны круговой поляризации.

Ключевые слова

круговая поляризация, антенна этажерочный клевер, антенна пагода.

V. S. Polezhayev, V. I. Milkin

ISOTROPIC CIRCULAR POLARIZATION IN EXCLUSIVE DESIGNS

Abstract

The work describes modern designs of circularly polarized antennas with an omnidirectional directivity pattern, their modifications, improving electrical and design parameters, trends and directions of development of antennas of this class, such as applications specifying the conditions for the appearance of circular polarization, and some directional circular polarization antennas.

Keywords:

circular polarization, flooring cloverleaf antenna, pagoda antenna.

Введение

Развитие техники, повлекшее за собой миниатюризацию элементной базы радиоэлектронной аппаратуры, позволило создавать и развивать радиоэлектронные средства связи на малогабаритных подвижных аппаратах и устройствах. Вместе с развитием повысились и требования к приемопередающему оборудованию, в том числе и к антеннам, как на самих аппаратах, так и на станциях их управления. Высокая степень подвижности, увеличение дестабилизирующих факторов и условие постоянной связи с аппаратом из соображений безопасности не позволяют использовать простейшие линейно-поляризованные излучатели, которые не способны обеспечивать надежную связь в вышеперечисленных условиях. Альтернативой с сохранением свойств всенаправленного излучения в одной плоскости, улучшенными характеристиками помехоустойчивости и нетребовательностью к ориентации плоскости поляризации являются излучатели с круговой поляризацией.

Явление круговой поляризации

Механизм появления круговой (или циркулярной) поляризации электромагнитных волн давно описан в учебниках по электродинамике и распространению радиоволн. В литературе [1, 2] общий случай нелинейной поляризации описывается с помощью двух перпендикулярных вибраторов, соединённых серединой и излучающих линейно-поляризованные волны, имеющих разные фазы. При этом вектор поляризации результирующего поля начинает вращаться по эллиптической траектории с частотой колебаний.

Круговая поляризация является частным случаем (рис. 1), когда разность фаз между излучателями равняется 90° . Мгновенное значение модуля вектора напряженности в точке можно определить следующим выражением, записанным в символической форме:

$$E(z, t) = (e_x E_x + e_y E_y) e^{jkz - j\omega t} \quad (1.1)$$

Графическая интерпретация:

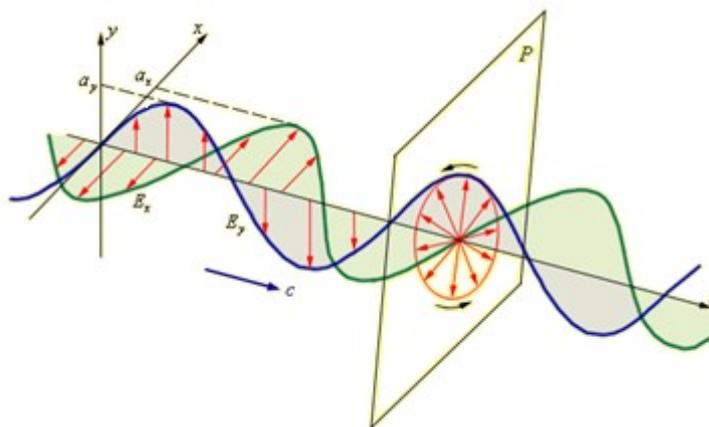


Рис. 1. Интерпретация механизма круговой поляризации

Если взять действительную часть и разложить вектор вращения на горизонтальную и вертикальную составляющие, то получим следующие соотношения:

$$E_x(z, t) = E_0 \cos(kz - \omega t), \quad E_y(z, t) = E_0 \mp \sin(kz - \omega t), \quad (1.2)$$

В зависимости от знака во втором выражении (1.2) вектор поляризации может иметь левое или правое вращение.

Излучатели круговой поляризации

Востребованность антенн круговой поляризации появилась с выходом в космос первых искусственных спутников Земли (ИСЗ), причиной тому стало непредсказуемое изменение вектора поляризации при прохождении волны через слои ионосферы (эффект Фарадея) и неопределенностью положения антенн космического аппарата в свободном пространстве. Еще до запуска первого ИСЗ

была изобретена спиральная антенна, отвечающая требуемым условиям. Диаграмма направленности ее имела направленный характер, а условие вращения вектора поляризации осуществлялось правильным выполнением условий намотки витков [3].



Рис. 2. Спиральная антенна

Также на практике для приема спутниковых сигналов используются антенна типа «волновой канал» с круговой поляризацией и квадрифилярная антенна.

Кроме преимущества гарантированного приёма электромагнитных волн с различной ориентацией вектора поляризации, круговая поляризация способствует уменьшению межлучевой интерференции благодаря тому, что в момент отражения вектор поляризации луча меняет свое направление вращения на противоположное. Даже при условии наведения отраженного луча на антенну, он слабо, вплоть до ничтожно малого уровня, повлияет на прием сигнала, благодаря тому, что для приема направление вектора вращения поляризации должно совпадать с соответствующей характеристикой антенны. Из последнего следует, что при эксплуатации беспроводных линий связи с излучателями круговой поляризации необходимо согласовывать последние по вращению вектора поляризации, т.е. они должны быть идентичными.

Современные тенденции к развитию

Дальнейшее развитие техники, повлекшее за собой уменьшение элементной базы радиоэлектронной аппаратуры, позволило создавать и развивать радиоэлектронные средства связи на малогабаритных подвижных аппаратах и устройствах, к примеру, беспилотные летательные аппараты (БПЛА). Одной из сложностей при создании таких средств связи было и есть обеспечение их антенным оборудованием, которое отвечало бы обеспечению необходимого уровня качества приёма сигнала, необходимую диаграмму направленности и требуемые массогабаритные параметры антенны.

По причинам высокой степени подвижности летательного аппарата, дестабилизирующих факторов полёта, а также необходимости постоянной связи с БПЛА по соображениям безопасности, идеальным вариантом излучателя для БПЛА является изотропная антенна с круговой поляризацией, но по физическим соображениям невозможно создание идеального изотропного вибратора, достаточным условием будет антенна с всенаправленной диаграммой направленности в горизонтальной плоскости, аналогичной диполлю.

Возможным вариантом организации радиоканала между БПЛА и оператором может быть оснащение БПЛА антенной круговой поляризации, а блок управления оператор антенной с линейной поляризацией, тогда затухание сигнала в приемном тракте и блока управления и БПЛА будет составлять 3 дБ с возможной межлучевой интерференцией в условиях сложной электромагнитной обстановки (лес, здания и др.). При оснащении БПЛА и блока управления антеннами круговой поляризации практически исключается межлучевая интерференция, а единственным условием качественной работы является согласование антенн по направлению вращения вектора поляризации.

На момент второй половины 2017 г. на рынке антенн, удовлетворяющих вышеуказанным требованиям, самыми популярными для оснащения малогабаритных БПЛА являются антенны «клевер» и «пагода».

Антенна «клевер»

Конструктивно антенна «клевер» представляет собой три или четыре соединённых друг с другом «лепестка», где в месте их соединения подключается источник питания одним полюсом на наклонные прямые и другим на горизонтальные (рис. 3). Длина лучей равняется $\lambda/4$, а дуги $\lambda/2$, тем самым полная длина элементов лепестка равняется длине волны λ . Расстояние от точки питания до каждой точки дуги равняется $\lambda/4$.

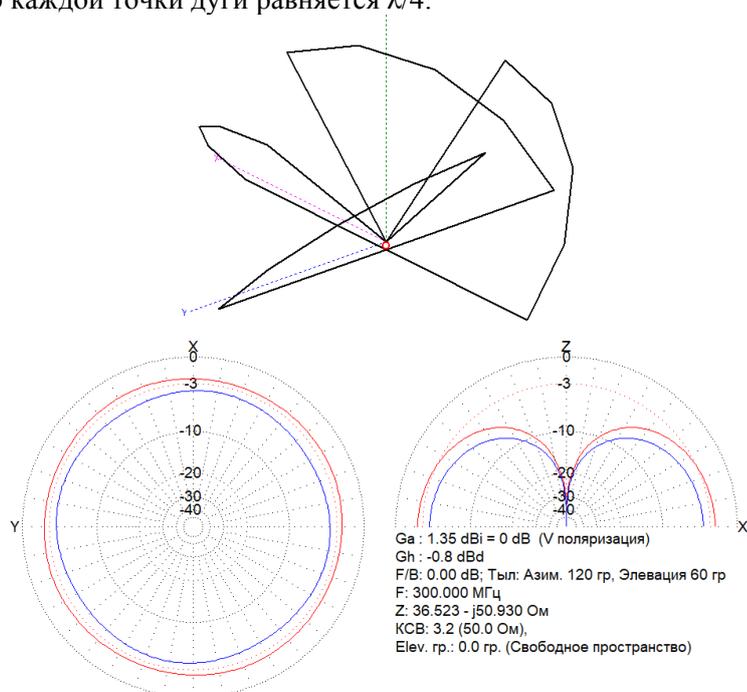


Рис. 3. Антенна «клевер» с четырьмя лепестками

Диаграмма направленности «клевера» — всенаправленная, практически совпадает с таковой у полуволнового диполя, но максимальный коэффициент усиления составляет 1,35 dBi, что меньше, чем у диполя, также слабая конструктивная надёжность, обоснованная плохой жесткостью каркаса реальной антенны являются существенными ее недостатками.

Были проведены исследования по компенсации вышеизложенных недостатков, так одним из способов повышения коэффициента усиления является применение коллинеарной структуры «клеверов» (рис. 4), где «клевера» разнесены друг от друга на расстояние $\lambda/2$ для синфазного сложения двух волн, излучаемых от каждого элемента. Следствием использования такого приема является суженная вдоль вертикальной диаграмма направленности и, следовательно, увеличение коэффициента усиления. Компьютерная модель показала увеличение коэффициента усиления на 2,27 дБ, поэтому на основе нее был создан исследовательский макет этажерочного «клевера» и подана заявка на получение патента на изобретение.

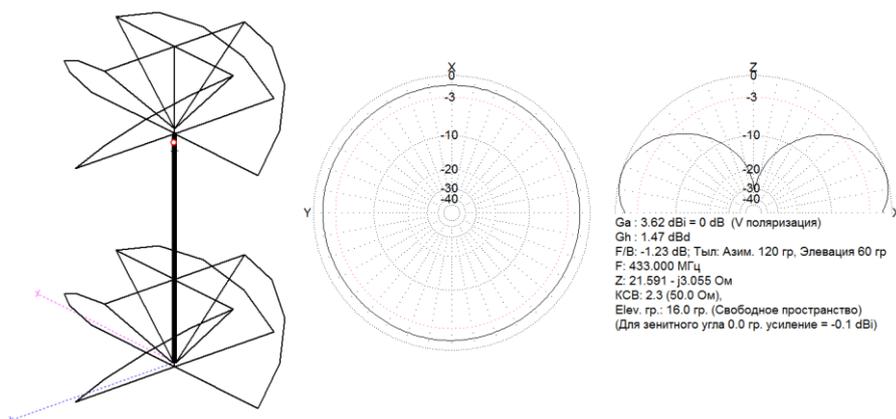


Рис. 4. Компьютерная модель этажерочного «клевера»

Для повышения конструктивной надёжности «клевера» имеется возможность использовать гибридную конструкцию из фольгированного стеклотекстолита и медной проволоки. Это позволяет увеличить жесткость конструкции при минимальном изменении электрических параметров антенны. В качестве проверки данного решения были созданы компьютерная модель (рис. 5) квазишунтовой модификации клевера с улучшенными параметрами сопротивления и ее натурный исследовательский макет для частоты 2,4 ГГц для тестирования работоспособности антенны и первичного описания технологического процесса изготовления. Моделирование проводилось в программе Ansoft HFSS 14.

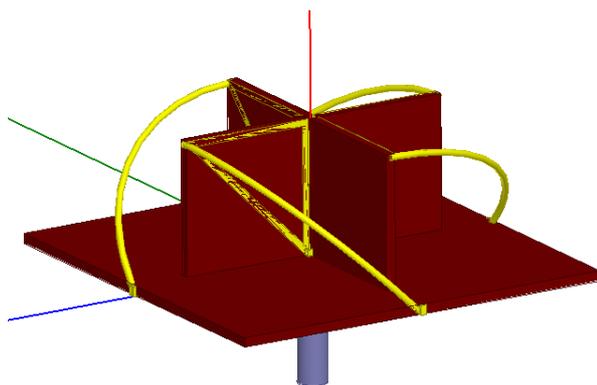


Рис. 5. Модель квазишунтового «клевера»

Вышеуказанный принцип можно применить к антенне «этажерочный клевер». Возможным вариантом реализации может быть конструкция, состоящая из четырех перпендикулярно расположенных пластин фольгированного стеклотекстолита, медные дорожки которого образуют горизонтальные и наклонные проводники антенны. На рис. 6. приведена конструкция «разнонаправленного этажерочного клевера» смоделированного в программе HFSS 14. В отличие от проволочного варианта такая антенна имеет больший коэффициент усиления равный 3,78 дБ и более упрощенную технологию изготовления из-за «развернутых» друг от друга «клеверов».

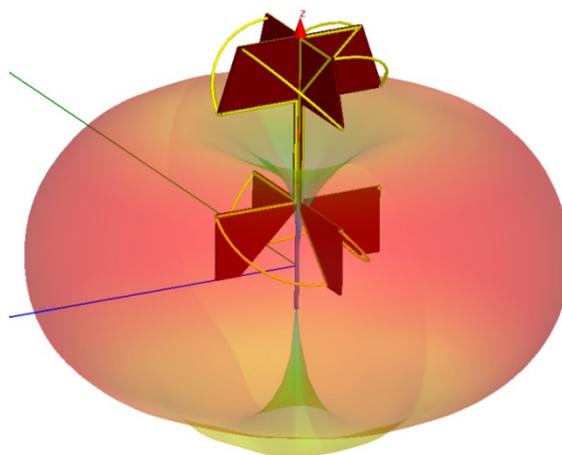


Рис. 6. Вид компьютерной модели «разнонаправленного этажерочного клевера»

Вращение вектора поляризации в антенне «клевер» реализуется посредством сложения векторов исходящих из точки питания направленные вдоль вертикальной оси и векторов исходящих из дуги, главным образом, на переходе дуги в прямую, которые направлены вдоль остальных осей. Это обеспечивает ортогональность векторов поляризации. Разность фаз, равную 90° , обеспечивает расстояние дуги от центра точки питания равное $\lambda/4$. Остальные векторы напряженности, показанные на рис. 7 формируют изотропную в горизонтальной плоскости диаграмму направленности.

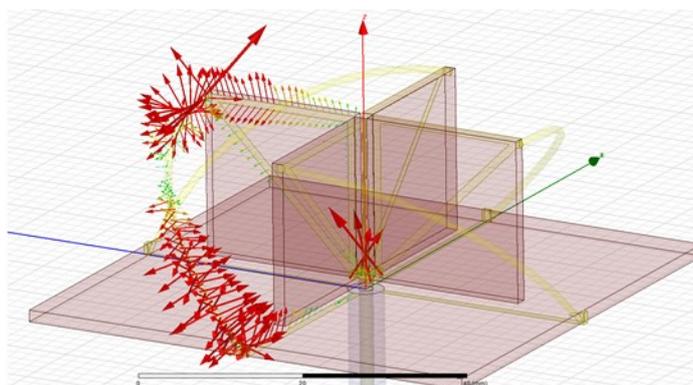


Рис. 7. Изображение векторов напряженности антенны квазишунтовой «клевер»

Для этажерочного «клевера» принцип формирования поля с круговой поляризацией аналогичен одиночному клеверу.

Антенна «пагода»

В сентябре 2016 г. в представлении страница [4] аспиранта Лёвенского католического университета Мартена Берта (нидерл. Барта), который под своим авторством представляет изотропную антенну круговой поляризации, называемой им «пагода».

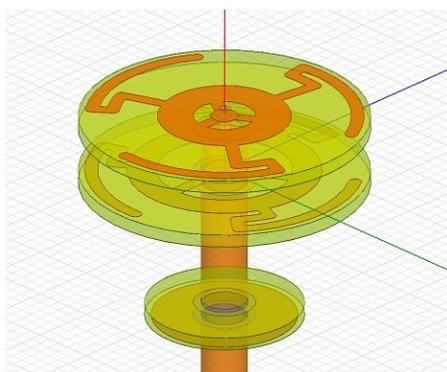


Рис. 8. Модель антенны «пагода»

На своей странице он ставит «пагоду» против антенны «клевер», сравнивая их характеристики. Несмотря на очень схожие параметры диаграммы направленности и коэффициента усиления, «пагода» явно выигрывает у «клевера» по конструктивной надежности и несущественно по габаритам. Но, как и у любого технического решения, у такой антенны есть ряд недостатков: узкая полоса пропускания и серьезные требования к соблюдению спецификаций конструкции, что определяет направления для дальнейшей модификации конструкции.

Интерес в данной антенне представляет также реализация всенаправленной диаграммы направленности в горизонтальной плоскости и круговой поляризации. При, казалось бы, очевидных сходствах конструкций «пагоды» и клевера: секторное расположение проводников и расстояние от центра до дуг, равное $\lambda/4$, пагода имеет разрыв в дугах и неочевидное фазирование векторов напряженности для обеспечения круговой поляризации.

Заключение

Рост актуальности и сфер применения изотропных антенн круговой поляризации будет только увеличиваться по мере развития техники в сфере не только беспилотных летательных аппаратов, но и спутниковых систем связи. Требования к уменьшению габаритов и отказа к фиксированной привязке положений объектов в пространстве исключают использование на них линейно-поляризованных излучателей. И вопреки правовым ограничениям сфер связи, где антенны круговой поляризации критически необходимы, возникнут новые направления техники, где они станут востребованы для полного раскрытия потенциала технических решений и соблюдения необходимых требований.

В данной работе исследованы реализации антенн с вращающимся вектором поляризации и направления их развития, а также представлены эксклюзивные авторские версии антенн круговой поляризации.

Литература

1. Джексон Дж. Классическая электродинамика / пер. с англ. Г. В. Воскресенского и Л. С. Соловьева; под ред. Э. Л. Бурштейна. М.: Мир, 1965. 228 с.
2. Петров Б. М. Электродинамика и распространение радиоволн: учебник для вузов. 2-е изд., испр. М.: Горячая линия-Телеком, 2007 С. 134–136.
3. Ротхаммель К. Антенны: пер. с нем. 3-е изд., доп. М.: Энергия, 1979. 254 с.
4. Pagoda antenna. URL: <http://www.maartenbaert.be/quadcopters/antennas/pagoda> (дата обращения: 02.10.2017).

Сведения об авторах

Полежаев Владислав Сергеевич

студент V курса, специальность «Радиоэлектронные системы и комплексы»,
МГТУ, Мурманск
E-mail: polezhaev.2014@yandex.ru

Милкин Владимир Иванович

доцент кафедры РирТКС, Морской институт, МГТУ, Мурманск
E-mail: MilkinVI@mstu.edu.ru

ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫЕ МЕТОДЫ И ИНФОРМАЦИОННЫЕ ТЕХНОЛОГИИ В ГЕОФИЗИКЕ

УДК 519.6:551.511

З. В. Суворова, И. В. Мингалев, О. И. Ахметов, О. В. Мингалев

ЯВНАЯ КОНСЕРВАТИВНАЯ СХЕМА РАСЩЕПЛЕНИЯ ДЛЯ УРАВНЕНИЙ МАКСВЕЛЛА

Аннотация

В данной работе представлена новая явная схема для численного интегрирования уравнений Максвелла в изотропных и анизотропных диэлектриках и проводниках. В этой схеме электрическое и магнитное поля вычисляются в одни и те же моменты времени в одинаковых узлах пространственной сетки, а также используется расщепление по пространственным направлениям и физическим процессам. Схема является консервативной, монотонной, имеет 2-й порядок точности по времени и 3-й по пространственным переменным. Представленная схема при моделировании распространения низкочастотных сигналов в волноводе Земля — ионосфера позволяет использовать существенно больший шаг интегрирования по времени, чем широко используемый метод конечных разностей во временной области при одинаковой точности.

Ключевые слова:

уравнения Максвелла, схема расщепления, численное моделирование.

Z. V. Suvorova, I. V. Mingalev, O. I. Ahmetov, O. V. Mingalev

THE EXPLICIT CONSERVATIVE SPLITTING SCHEME FOR MAXWELL'S EQUATIONS

Abstract

This paper presents a new explicit scheme for the numerical integration of Maxwell's equations in isotropic and anisotropic dielectrics and conductors, as well as in the plasma in the case of the Vlasov-Maxwell system. In this scheme, the electric and magnetic fields are calculated in the same time points in the same spatial grid nodes, and a splitting in spatial directions and physical processes has been used. Scheme is monotonic and has 2nd order accuracy in time and 3rd order accuracy in the spatial variables. The presented scheme allows us to use a much larger step of time integration in modeling the propagation of low-frequency signals in the ionosphere than the widely used method of finite differences in the time domain for the same accuracy.

Keywords:

Maxwell's equations, splitting scheme, numerical simulation.

Введение

Существует широкий круг задач, в которых требуется проводить численное интегрирование уравнений Максвелла. К таким задачам относятся численное моделирование динамики бесстолкновительной плазмы в рамках системы уравнений Власова-Максвелла и распространение сигналов в диэлектриках и проводниках, в которых выполняется закон Ома. Важной для практики областью является моделирование распространения в волноводе Земля-ионосфера различных низкочастотных сигналов и их проникновения в этот волновод из магнитосферы.

Последние десятилетия для численного интегрирования уравнений Максвелла широко используется метод конечных разностей во временной области (метод КРВО), который в англоязычной литературе принято называть *finite-differences time-domain method* и использовать сокращение *FDTD method* [1–6]. Существенным недостатком этого метода является то, что для реализации свободного ухода волн из области моделирования необходимо вводить модельные поглощающие слои толщиной как минимум в десятки шагов сетки, которые прилегают снаружи к границе области моделирования и обеспечивают затухание и торможение сигнала, ушедшего из области моделирования, настолько, чтобы в этой области можно было пренебречь сигналом, отраженным от внешней границы поглощающего слоя. Для определения оптимальных параметров этого слоя, как правило, требуется большой объем тестовых расчетов. Это существенно увеличивает вычислительные затраты, а также усложняет разработку моделей.

На шаг интегрирования по времени в методе КРВО также имеются два ограничения. Первое требует выполнения условия Куранта для обеспечения устойчивости. Второе ограничение связано со схемой учета проводимости среды. Для достижения приемлемой точности требуется, чтобы шаг интегрирования был мал по сравнению с временем изменения полей за счет проводимости среды. При моделировании распространения низкочастотных сигналов в ионосфере (высоты 60–600 км) на пространственной сетке с шагом по высоте 0,5–1 км второе ограничение может быть в 10–100 раз более строгим, чем первое. Это обусловлено тем, что за время прохождения сигналом одного шага сетки поле сигнала существенно затухает и вращается вследствие проводимости ионосферной плазмы и наличия сильного геомагнитного поля, из-за которого ионосферная плазма имеет тензорные диэлектрическую проницаемость и проводимость.

В данной работе предложена новая явная схема численного интегрирования уравнений Максвелла, в которой отсутствует второе ограничение на шаг интегрирования по времени. В предложенной схеме электрическое и магнитное поля вычисляются в одни и те же моменты времени в одних и тех же узлах пространственной сетки, в отличие от метода КРВО. Также используется расщепление по пространственным направлениям и по физическим процессам, причем затухание поля сигнала за счет проводимости и его вращение при наличии холловской проводимости среды учитываются на отдельных шагах расщепления по аналитическим формулам. В схеме используется противопотоковая аппроксимация пространственных производных (метод Годунова с коррекцией потоков). Схема является монотонной, имеет 2-й порядок точности по времени и 3-й по пространственным переменным.

Важными достоинствами предлагаемого метода являются консервативность, то есть выполнение в конечно-разностном виде закона сохранения энергии электромагнитного поля и обеспечение равенства нулю дивергенции магнитного поля, а также автоматическое выполнение условий для электромагнитного поля на границе раздела сред, то есть не требуется «сшивки» решения на этих границах.

Построение схемы

Обозначим через $\mathbf{r} = (x, y, z)$ декартовы координаты в пространстве \mathbb{R}^3 , через t – время, через $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$, $\mathbf{D}(\mathbf{r}, t)$, $\mathbf{H}(\mathbf{r}, t)$ и $\mathbf{B}(\mathbf{r}, t)$ – напряженность и индукцию электрического и магнитного полей, через $\mathbf{j}(\mathbf{r}, t)$ – плотность полного тока в момент времени t в точке \mathbf{r} . Будем использовать систему СИ. Запишем уравнение Фарадея и уравнение Максвелла

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\text{rot} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t), \quad \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} = \text{rot} \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) - \mathbf{j}(\mathbf{r}, t) \quad (1)$$

в виде гиперболического векторного уравнения 1-го порядка.

Сначала рассмотрим неоднородный изотропный проводник, в котором выполняется закон Ома в форме

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}, t) = \sigma(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) + \mathbf{J}(\mathbf{r}, t), \quad (2)$$

где $\sigma(\mathbf{r})$ – скалярная проводимость среды, $\mathbf{J}(\mathbf{r}, t)$ – плотность заданного стороннего тока, а материальные уравнения имеют вид

$$\mathbf{D}(\mathbf{r}, t) = \varepsilon_0 \varepsilon(\mathbf{r}) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t), \quad \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = \mu_0 \mu(\mathbf{r}) \mathbf{H}(\mathbf{r}, t), \quad (3)$$

где $\varepsilon(\mathbf{r})$ и $\mu(\mathbf{r})$ – безразмерные относительные диэлектрическая и магнитная проницаемости среды, ε_0 и μ_0 – электрическая и магнитная постоянные.

Отметим, что в случае диэлектрика или проводника $\mathbf{J}(\mathbf{r}, t)$ имеет физический смысл плотности стороннего тока в источнике, порождающем сигнал. В случае системы Власова-Максвелла для плазмы $\sigma(\mathbf{r}) \equiv 0$, $\varepsilon(\mathbf{r}) \equiv 1$ и $\mu(\mathbf{r}) \equiv 1$, а $\mathbf{J}(\mathbf{r}, t)$ имеет физический смысл плотности тока плазмы, которая в ходе численного решения вычисляется по функциям распределения компонент плазмы и на этапе численного решения уравнений Максвелла является заданной функцией.

Обозначим через $c_0 = 1/\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}$ скорость света в вакууме, а через $c(\mathbf{r}) = c_0/\sqrt{\varepsilon(\mathbf{r}) \mu(\mathbf{r})}$ – скорость света в среде в точке \mathbf{r} . Введем перенормированные поля $\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = c_0 \mathbf{B}(\mathbf{r}, t)$, $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \sqrt{\varepsilon(\mathbf{r}) \mu(\mathbf{r})} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$, плотность стороннего тока $\mathbf{J}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{J}(\mathbf{r}, t) \sqrt{\mu(\mathbf{r})} / (\varepsilon_0 \sqrt{\varepsilon(\mathbf{r})})$, вектор $\mathbf{M}(\mathbf{r}) = \nabla c + c(\nabla \mu(\mathbf{r})) / \mu(\mathbf{r})$ и функцию $\eta(\mathbf{r}) = \sigma(\mathbf{r}) / (\varepsilon_0 \varepsilon(\mathbf{r}))$. Умножая уравнение Фарадея на c_0 , получим уравнение:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\text{rot}(c\mathbf{E}). \quad (4)$$

Подстановка уравнений (2), (3) и введенных обозначений в уравнение Максвелла приводит это уравнение к виду:

$$\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \text{rot}(c\mathbf{B}) - [\mathbf{M} \times \mathbf{B}] - \eta\mathbf{E} - \mathbf{J}. \quad (5)$$

Введем матрицы \mathbf{R}_x , \mathbf{R}_y , \mathbf{R}_z и нулевую матрицу \mathbf{O} размера 3×3 :

$$\mathbf{R}_x = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \mathbf{R}_y = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \mathbf{R}_z = \begin{pmatrix} 0 & -1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \mathbf{O} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (6)$$

Оператор rot в декартовых координатах можно представить в виде

$$\text{rot} \mathbf{a} = \mathbf{R}_x \frac{\partial \mathbf{a}}{\partial x} + \mathbf{R}_y \frac{\partial \mathbf{a}}{\partial y} + \mathbf{R}_z \frac{\partial \mathbf{a}}{\partial z}. \quad (7)$$

Введем 6-мерный вектор-столбец переменных $\mathbf{u} = (B_x, B_y, B_z, E_x, E_y, E_z)^T$ и вектор $\mathbf{F} = (F_1, F_2, F_3, F_4, F_5, F_6)^T$, компоненты которого заданы формулами:

$$F_1 = F_2 = F_3 = 0, \quad (F_4, F_5, F_6)^T = -[\mathbf{M} \times \mathbf{B}] - \eta\mathbf{E} - \mathbf{J}, \quad (8)$$

Используя обозначения (6), а также формулы (7) и (8), систему из уравнений (4), (5) можно представить в виде векторного уравнения

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\mathbf{A}_x \mathbf{u}) + \frac{\partial}{\partial y}(\mathbf{A}_y \mathbf{u}) + \frac{\partial}{\partial z}(\mathbf{A}_z \mathbf{u}) = \mathbf{F}, \quad (9)$$

где через \mathbf{A}_x , \mathbf{A}_y , \mathbf{A}_z обозначены симметричные матрицы размера 6×6 , заданные формулами:

$$\mathbf{A}_x = \begin{pmatrix} \mathbf{O} & c\mathbf{R}_x \\ -c\mathbf{R}_x & \mathbf{O} \end{pmatrix}, \quad \mathbf{A}_y = \begin{pmatrix} \mathbf{O} & c\mathbf{R}_y \\ -c\mathbf{R}_y & \mathbf{O} \end{pmatrix}, \quad \mathbf{A}_z = \begin{pmatrix} \mathbf{O} & c\mathbf{R}_z \\ -c\mathbf{R}_z & \mathbf{O} \end{pmatrix}. \quad (10)$$

Рассмотрим случай анизотропной среды с тензорными проводимостью $\boldsymbol{\sigma}(\mathbf{r})$ и относительной диэлектрической проницаемостью $\hat{\boldsymbol{\epsilon}}$, но скалярной магнитной проницаемостью:

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}, t) = \boldsymbol{\sigma}(\mathbf{r})\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) + \mathbf{J}(\mathbf{r}, t), \quad \mathbf{D}(\mathbf{r}, t) = \varepsilon_0 \hat{\boldsymbol{\epsilon}}(\mathbf{r}, t) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t), \quad \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = \mu_0 \mu(\mathbf{r}) \mathbf{H}(\mathbf{r}, t). \quad (11)$$

Поскольку тензор $\hat{\boldsymbol{\epsilon}}$ всегда симметричен и имеет положительные собственные значения, то существует любая степень этого тензора, в том числе тензор $\hat{\boldsymbol{\epsilon}}^{-1}(\mathbf{r})$, обратный к $\hat{\boldsymbol{\epsilon}}$, а также взаимно обратные тензоры $\hat{\boldsymbol{\epsilon}}^{1/2}(\mathbf{r})$ и $\hat{\boldsymbol{\epsilon}}^{-1/2}(\mathbf{r})$. В этом случае введем перенормированные поля $\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = c_0 \mathbf{B}(\mathbf{r}, t)$,

$E(\mathbf{r}, t) = \sqrt{\mu(\mathbf{r})} \boldsymbol{\varepsilon}^{1/2}(\mathbf{r}) E(\mathbf{r}, t)$, плотность стороннего тока
 $J(\mathbf{r}, t) = \sqrt{\mu(\mathbf{r})} \boldsymbol{\varepsilon}^{1/2}(\mathbf{r}) J(\mathbf{r}, t) / \varepsilon_0$, тензоры $\hat{\mathbf{c}}_{\alpha\beta} = \mathbf{R}_{\alpha\beta} / \sqrt{\mu(\mathbf{r})} \boldsymbol{\varepsilon}^{-1/2}(\mathbf{r})$ и
 $\boldsymbol{\eta}(\mathbf{r}) = \varepsilon_0^{-1} \boldsymbol{\varepsilon}^{-1/2}(\mathbf{r}) \boldsymbol{\sigma}(\mathbf{r}) \boldsymbol{\varepsilon}^{-1/2}(\mathbf{r})$, вектор $\mathbf{M}(\mathbf{r}) = \nabla \mu(\mathbf{r}) / \mu(\mathbf{r})$. С помощью введенных
 обозначений и формулы (7) уравнение Фарадея можно записать в виде

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\text{rot} \left(\hat{\mathbf{c}}_{\alpha\beta} \mathbf{R}_{\alpha\beta} \hat{\mathbf{c}}_{\alpha\beta} \right) , \quad (12)$$

а уравнение Максвелла — в виде

$$\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\hat{\mathbf{c}}_{\alpha\beta} \mathbf{R}_{\alpha\beta} \hat{\mathbf{c}}_{\alpha\beta} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\hat{\mathbf{c}}_{\alpha\beta} \mathbf{R}_{\alpha\beta} \hat{\mathbf{c}}_{\alpha\beta} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\hat{\mathbf{c}}_{\alpha\beta} \mathbf{R}_{\alpha\beta} \hat{\mathbf{c}}_{\alpha\beta} \right) - \left[\frac{\partial \hat{\mathbf{c}}_{\alpha\beta}}{\partial x} \mathbf{R}_{\alpha\beta} - \left(\frac{\hat{\mathbf{c}}_{\alpha\beta}}{\partial y} \right) \mathbf{R}_{\alpha\beta} - \left(\frac{\hat{\mathbf{c}}_{\alpha\beta}}{\partial z} \right) \mathbf{R}_{\alpha\beta} - \hat{\mathbf{c}}_{\alpha\beta} \right] - \boldsymbol{\eta} \mathbf{E} - \mathbf{J} . \quad (13)$$

Уравнения (12) и (13) можно записать в виде векторного уравнения (9), в котором симметричные матрицы $\mathbf{A}_x, \mathbf{A}_y, \mathbf{A}_z$ определяются формулами:

$$\mathbf{A}_x = \begin{pmatrix} \mathbf{O} & \mathbf{R}_x \hat{\mathbf{c}} \\ -\hat{\mathbf{c}} \mathbf{R}_x & \mathbf{O} \end{pmatrix}, \quad \mathbf{A}_y = \begin{pmatrix} \mathbf{O} & \mathbf{R}_y \hat{\mathbf{c}} \\ -\hat{\mathbf{c}} \mathbf{R}_y & \mathbf{O} \end{pmatrix}, \quad \mathbf{A}_z = \begin{pmatrix} \mathbf{O} & \mathbf{R}_z \hat{\mathbf{c}} \\ -\hat{\mathbf{c}} \mathbf{R}_z & \mathbf{O} \end{pmatrix}, \quad (14)$$

а компоненты вектора \mathbf{F} заданы формулами:

$$F_1 = F_2 = F_3 = 0, \quad (F_4, F_5, F_6)^T = - \left[\frac{\partial \hat{\mathbf{c}}_{\alpha\beta}}{\partial x} \mathbf{R}_{\alpha\beta} - \left(\frac{\hat{\mathbf{c}}_{\alpha\beta}}{\partial y} \right) \mathbf{R}_{\alpha\beta} - \left(\frac{\hat{\mathbf{c}}_{\alpha\beta}}{\partial z} \right) \mathbf{R}_{\alpha\beta} - \hat{\mathbf{c}}_{\alpha\beta} \right] - \boldsymbol{\eta} \mathbf{E} - \mathbf{J} . \quad (15)$$

Векторное уравнение (9) задает 6-мерную линейную гиперболическую систему уравнений 1-го порядка, записанную в консервативной форме. Ее правая часть \mathbf{F} линейно зависит от компонент вектора \mathbf{u} . Для численного интегрирования таких систем разработано достаточно много разностных схем, в том числе схемы повышенного порядка точности, которые применяются для уравнений газовой динамики. Наиболее полное описание этих схем содержится в монографиях [7, 8]. Используя метод расщепления по пространственным направлениям и физическим процессам [8-10], можно построить явные монотонные схемы численного интегрирования системы (9), которые сводятся к последовательному интегрированию 1-мерных по пространству гиперболических систем уравнений.

Для изотропной среды и для анизотропной среды с симметричным тензором проводимости (при отсутствии холловской проводимости) на каждом временном шаге нужно последовательно проинтегрировать 3 системы уравнений, например в таком порядке:

$$\frac{\partial \mathbf{u}'}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (\mathbf{A}_x \mathbf{u}') = \mathbf{F}_x, \quad \frac{\partial \mathbf{u}''}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial y} (\mathbf{A}_y \mathbf{u}'') = \mathbf{F}_y, \quad \frac{\partial \mathbf{u}'''}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} (\mathbf{A}_z \mathbf{u}''') = \mathbf{F}_z . \quad (16)$$

При этом правые части систем (16) выбираются так, чтобы они не изменялись на своем шаге расщепления и удовлетворяли равенству

$$\mathbf{F} = \mathbf{F}_x + \mathbf{F}_y + \mathbf{F}_z. \quad (17)$$

Оптимальный выбор этих правых частей будет обсуждаться ниже. На каждом из шагов расщепления для двух компонент магнитного поля и двух компонент электрического поля, ортогональных направлению шага, рассчитывается распространение сигнала конечно-разностным способом, а также рассчитывается по аналитическим формулам затухание за счет проводимости третьей компоненты электрического поля. В качестве начальных условий для каждой системы уравнений в (16) берутся значения, рассчитанные в результате предыдущего шага расщепления. Сохранить второй порядок аппроксимации по времени в схеме расщепления можно, если циклически изменять порядок выполнения шагов расщепления. Например, выполняя сначала в следующем порядке шаги по пространственным направлениям: xuz , uxz , zxy , xzy , uzx , zux . Обоснование этого утверждения содержится, например, в монографиях [8, 9].

В случае анизотропной среды с холловской проводимостью (такой средой является плазма в ионосфере и магнитосфере) тензор проводимости представляется в виде суммы его симметричной и антисимметричной частей. В этом случае к трем шагам расщепления схемы (16) добавляется четвертый шаг расщепления. При этом на трех шагах расщепления (16) учитывается только симметричная часть тензора проводимости, а на четвертом шаге учитывается вращение электрического поля за счет антисимметричной части тензора проводимости, которое описывается аналитическими формулами. При этом магнитное поле не изменяется. На этом шаге в каждой точке расчетной сетки аналитически решается система уравнений

$$\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = [\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{E}], \quad \boldsymbol{\Omega} = (\eta_{yz}, -\eta_{xz}, \eta_{xy})^T,$$

в которой $\eta_{xy}, \eta_{xz}, \eta_{yz}$ являются компонентами антисимметричной части тензора $\boldsymbol{\eta}$. Эта система задает вращение поля \mathbf{E} с вектором угловой скорости $\boldsymbol{\Omega}$. Соответствующее циклическое изменение последовательности выполнения шагов расщепления обеспечивает второй порядок аппроксимации по времени и в этом случае.

Пусть заданы равномерная сетка по времени $t_n = t_0 + n\tau$, где τ – шаг по времени, и равномерная пространственная сетка в декартовых координатах, целые и полужелые узлы которых заданы соотношениями

$$\begin{aligned} x_i &= x_0 + i \cdot h_x, & y_j &= y_0 + j \cdot h_y, & z_k &= z_0 + k \cdot h_z, & \mathbf{r}_{i,j,k} &= (x_i, y_j, z_k), \\ x_{i+1/2} &= x_0 + (i + 1/2) \cdot h_x, & y_{j+1/2} &= y_0 + (j + 1/2) \cdot h_y, \\ z_{k+1/2} &= z_0 + (k + 1/2) \cdot h_z, \end{aligned}$$

в которых h_x, h_y, h_z – шаги сетки по осям x, y, z соответственно. Будем использовать для значений функции f в узлах сетки обозначения

$$f(\mathbf{r}_{i,j,k}, t_n) = f_{i,j,k}^n.$$

Рассмотрим для случая изотропной среды послойный переход для первой системы из (16), которая интегрируется на шаге расщепления по направлению x . В этом случае представим заданную первой формулой в (10) матрицу \mathbf{A}_x в виде $\mathbf{A}_x = \mathbf{Q}\mathbf{\Lambda}\mathbf{Q}^{-1} \cdot c$, где $\mathbf{\Lambda}$ — диагональная матрица, на диагонали которой стоят поделенные на c собственные числа матрицы \mathbf{A}_x , \mathbf{Q} — матрица, столбцы которой есть правые собственные векторы матрицы \mathbf{A}_x , определенные с точностью до множителя, а \mathbf{Q}^{-1} — матрица, обратная к \mathbf{Q} . Строки матрицы \mathbf{Q}^{-1} — левые собственные векторы матрицы \mathbf{A}_x . Эти матрицы для изотропной среды постоянны. Их можно взять в виде

$$\mathbf{\Lambda} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad \mathbf{Q} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1/2 & 0 & 0 & 0 & 1/2 \\ 0 & 0 & 1/2 & 0 & 1/2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1/2 & 0 & 1/2 & 0 \\ 0 & -1/2 & 0 & 0 & 0 & 1/2 \end{pmatrix}, \quad \mathbf{Q}^{-1} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

С помощью введенных матриц $\mathbf{\Lambda}$, \mathbf{Q} и \mathbf{Q}^{-1} первую систему уравнений в (16) представим в виде векторного уравнения

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (\mathbf{Q}\mathbf{\Lambda}\mathbf{Q}^{-1} c \mathbf{u}) = \mathbf{F}_x. \quad (18)$$

Введем вектор-столбец характеристических переменных (линеаризованные инварианты Римана) по направлению x , заданный формулой $\mathbf{w} = \mathbf{Q}^{-1} \mathbf{u}$. Компоненты вектора \mathbf{w} заданы формулами:

$$\begin{aligned} w_1 &= B_x, & w_2 &= B_y - E_z, & w_3 &= B_z - E_y, \\ w_4 &= E_x, & w_5 &= B_z + E_y, & w_6 &= B_y + E_z \end{aligned} \quad (19)$$

Умножим уравнение (18) слева на матрицу \mathbf{Q}^{-1} . В результате получим векторное уравнение

$$\frac{\partial \mathbf{w}}{\partial t} + \mathbf{\Lambda} \frac{\partial (c\mathbf{w})}{\partial x} = \mathbf{Q}^{-1} \mathbf{F}_x, \quad (20)$$

которое является системой из шести скалярных уравнений для характеристических переменных. Отметим, что для изотропной среды правые части систем (16) лучше всего взять в виде

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{F}_x &= (0, 0, 0, -\eta E_x - J_x, -M_z B_x, M_y B_x)^T, \\ \mathbf{F}_y &= (0, 0, 0, M_z B_y, -\eta E_y - J_y, -M_x B_y)^T, \\ \mathbf{F}_z &= (0, 0, 0, -M_y B_z, M_x B_z, -\eta E_z - J_z)^T, \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

что обеспечивает выполнение формул (17) и (8), а также наиболее простую форму уравнений для характеристических переменных на каждом шаге расщепления. Для изотропной среды уравнения системы (20) с учетом формул (17) и (19) имеют вид:

$$\frac{\partial w_1}{\partial t} = 0, \quad \frac{\partial w_4}{\partial t} = -\eta w_4 - J_x, \quad (22)$$

$$\frac{\partial w_2}{\partial t} + \frac{\partial(cw_2)}{\partial x} = -M_y w_1, \quad \frac{\partial w_5}{\partial t} + \frac{\partial(cw_5)}{\partial x} = -M_z w_1, \quad (23)$$

$$\frac{\partial w_3}{\partial t} - \frac{\partial(cw_3)}{\partial x} = M_z w_1, \quad \frac{\partial w_6}{\partial t} - \frac{\partial(cw_6)}{\partial x} = M_y w_1, \quad (24)$$

Отметим, что в силу первого уравнения в (22) на шаге расщепления по x постоянна w_1 и, следовательно, постоянны правые части уравнений (23), (24). Также отметим, что второе уравнение в (22) является линейным уравнением 1-го порядка с постоянным коэффициентом и его решение определяется по формуле Коши:

$$w_4^{n+1} = w_4^n \exp(-\eta \tau) - \int_0^\tau J_x(t_n + s) \exp(-\eta(\tau - s)) ds, \quad (25)$$

в которой интеграл можно вычислять численно или аналитически, если задана аналитическая зависимость стороннего тока $\mathbf{J}(\mathbf{r}, t)$ от времени. Эта формула определяет послойный переход для переменной w_4 . В итоге для изотропной среды численное интегрирование первой системы из (16) сводится к численному интегрированию четырех независимых 1-мерных по пространству уравнений переноса (23) и (24).

Уравнения (23) описывают волны, бегущие вдоль оси x слева направо, а уравнения (24) описывают волны, бегущие вдоль оси x справа налево. Для этих уравнений предложено большое число разностных схем [7, 8]. Существует несколько явных монотонных схем, которые имеют 3-й порядок точности по пространству и 1-й порядок точности по времени. Тестовые расчеты показали, что для получения приемлемого качества численного решения необходимо использовать схемы повышенного порядка точности. Авторами данной работы была предложена следующая явная гибридная схема, которая имеет 2-й порядок точности по времени и 3-й по пространству.

Рассмотрим построение этой схемы для уравнений (23). Эти уравнения можно записать в виде

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial(cf)}{\partial x} = g, \quad (26)$$

где правая часть g не зависит от времени. Явные разностные схемы для уравнения (26) записываются в виде

$$f_{ijk}^{n+1} - f_{ijk}^n = -\left(C_{i+1/2,jk} f_{i+1/2,jk}^n - C_{i-1/2,jk} f_{i-1/2,jk}^n\right) + \tau g_{ijk}, \quad (27)$$

где $C_{i+1/2,jk} = c_{i+1/2,jk} \tau / h_x > 0$ есть число Куранта в узле сетки $r_{i+1/2,j,k}$.

Порядок точности схемы (27) и ее монотонность обеспечиваются способом вычисления значений функции f в полуцелых по x узлах сетки. Для записи этого способа обычно используют параметр, называемый анализатором гладкости функции f и заданный формулой

$$\mathfrak{R} = \frac{f_{ijk}^n - f_{i-1,jk}^n}{f_{i+1,jk}^n - f_{ijk}^n}, \quad (28)$$

и функцию $G(\mathfrak{R})$, называемую ограничителем потока. Формулы для вычисления $f_{i+1/2}^n$ записывают в виде

$$f_{i+1/2,jk}^n = f_{ijk}^n + \frac{1}{2}(1 - C_{i+1/2,jk}) G(\mathfrak{R}) (f_{i+1,jk}^n - f_{ijk}^n). \quad (29)$$

Для схемы Лакса — Вендроффа $G(\mathfrak{R}) = 1$, для схемы Бима — Уорминга $G(\mathfrak{R}) = \mathfrak{R}$. Эти схемы имеют 2-й порядок точности по времени и по пространству. При $G(\mathfrak{R}) = 0$ получается монотонная схема 1-го порядка точности. Как показано в работах [11, 12], для монотонности схемы (27), (29) необходимо выполнение следующего условия на ограничитель потока:

$$0 \leq G(\mathfrak{R}) \leq \min(2, \mathfrak{R} + |\mathfrak{R}|). \quad (30)$$

Из (30) следует, что схема Лакса Вендроффа монотонна при выполнении условия $\mathfrak{R} \geq 0.5$, а схема Бима — Уорминга монотонна при выполнении условия $0 \leq \mathfrak{R} \leq 2$. Эти схемы являются немонотонными, однако области монотонности этих схем перекрываются. В работе [13] была предложена явная гибридная схема для численного интегрирования уравнений динамики несжимаемой жидкости, в которой осуществляется переключение между схемами Лакса — Вендроффа и Бима — Уорминга. В предложенной авторами гибридной схеме осуществляется переключение между шестью схемами, которые имеют 2-й порядок точности по времени и 3-й по пространству и которые монотонны при выполнении условий переключения. Эти условия, а также сама схема записываются в следующем виде:

1. Если $f_{i+1jk}^n - f_{ijk}^n = 0$, то полагаем $G(\mathfrak{R}) = 0$.
2. Если $f_{i+1jk}^n - f_{ijk}^n \neq 0$ и $\mathfrak{R} < 0$, то полагаем $G(\mathfrak{R}) = (1 - C_{i+1/2jk})/2$.
3. Если $f_{i+1jk}^n - f_{ijk}^n \neq 0$ и $\mathfrak{R} > 0$, то:
 - а) при $0 < \mathfrak{R} < (1 - C_{i+1/2jk})/(3 - C_{i+1/2jk})$ полагаем $G(\mathfrak{R}) = \mathfrak{R}(2 - C_{i+1/2jk})$,
 - б) при $(1 - C_{i+1/2jk})/(3 - C_{i+1/2jk}) \leq \mathfrak{R} \leq (2 - C_{i+1/2jk})/(5 - C_{i+1/2jk})$ полагаем $G(\mathfrak{R}) = \mathfrak{R}(1 + C_{i+1/2jk})/2 + (1 - C_{i+1/2jk})/2$,
 - в) при $(2 - C_{i+1/2jk})/(5 - C_{i+1/2jk}) \leq \mathfrak{R} \leq (4 + C_{i+1/2jk})/(1 + C_{i+1/2jk})$ полагаем $G(\mathfrak{R}) = \mathfrak{R}(1 + C_{i+1/2jk})/3 + (2 - C_{i+1/2jk})/3$,
 - г) при $(4 + C_{i+1/2jk})/(1 + C_{i+1/2jk}) < \mathfrak{R}$ полагаем $G(\mathfrak{R}) = (3 + C_{i+1/2jk})/2$.

Отметим, что пункты а) и б) являются уточнениями схемы Бима — Уорминга, а пункт г) является уточнением схемы Лакса — Вендроффа до 3-го порядка точности по пространству. Пункт в) является схемой 3-го порядка точности по пространству, использующей центральные разности. Прямой проверкой можно убедиться, что условие монотонности (30) выполняется для пунктов а), б), в) и г).

Рассмотрим уравнения (24) и запишем их в виде

$$\frac{\partial f}{\partial t} - \frac{\partial(cf)}{\partial x} = g, \quad (31)$$

где правая часть g_i не зависит от времени. Явные разностные схемы для уравнения (31) записываются в виде

$$f_{ijk}^{n+1} - f_{ijk}^n = \left(C_{i+1/2jk} f_{i+1/2jk}^n - C_{i-1/2jk} f_{i-1/2jk}^n \right) + \tau g_{ijk}, \quad (32)$$

который аналогичен (27). В схеме (32) значения функции f в полуцелых по x узлах сетки вычисляются по формуле

$$f_{i+1/2jk}^n = f_{i+1jk}^n - \frac{1}{2}(1 - C_{i+1/2jk})G(\mathfrak{R})(f_{i+1jk}^n - f_{ijk}^n),$$

в которой анализатор гладкости функции f задан формулой

$$\mathfrak{R} = \frac{f_{i+2jk}^n - f_{i+1jk}^n}{f_{i+1jk}^n - f_{ijk}^n},$$

а условия переключения для ограничителя потока $G(\mathfrak{R})$

точно такие же, как в изложенной выше схеме для уравнения (26).

Рассмотрим задание граничных условий для предложенной схемы на шаге расщепления по направлению x . Поскольку уравнения (23) описывают волны, бегущие вдоль оси x слева направо, то необходимо задавать значения характеристических переменных w_2 и w_3 на левой границе. Аналогично,

поскольку уравнения (24) описывают волны, бегущие вдоль оси x справа налево, то необходимо задавать значения характеристических переменных w_3 и w_6 на правой границе.

Условие свободного ухода волн на левой границе области моделирования реализуется в случае, когда на этой границе задаются значения переменной w_2 , не связанные со значениями переменной w_6 , и значения переменной w_3 , не связанные со значениями переменной w_5 . Условие свободного ухода волн на правой границе области моделирования реализуется в случае, когда на этой границе задаются значения переменной w_5 , не связанные со значениями переменной w_3 , и значения переменной w_6 , не связанные со значениями переменной w_2 . Условие отражения волн на левой границе области моделирования реализуется, когда на этой границе задаются значения переменных $w_2 = K_l w_6$ и $w_3 = K_l w_5$, где K_l – коэффициент отражения на левой границе. Аналогично условие отражения волн на правой границе области моделирования реализуется, когда на этой границе задаются значения переменных $w_6 = K_r w_2$ и $w_5 = K_r w_3$, где K_r – коэффициент отражения на правой границе.

Послойные переходы для второй системы из (16), которая интегрируется на шаге расщепления по направлению y , и для третьей системы из (16), которая интегрируется на шаге расщепления по направлению z , выполняются аналогично описанному переходу на шаге расщепления по направлению x .

В случае анизотропной среды на шаге расщепления по направлению x матрицы \mathbf{Q} и \mathbf{Q}^{-1} имеют несколько более сложный вид, чем в случае изотропной среды, но уравнения системы (18) полностью аналогичны таковым в случае изотропной среды. Можно показать, что в случае анизотропной среды $w_1 = B_x$, выполняется первое из уравнений (20), w_4 является линейной комбинацией компонент электрического поля, уравнение для w_4 не содержит производную по x , а остальные четыре уравнения являются уравнениями переноса, аналогичными уравнениям (21)–(24).

Заключение

В данной работе предложена новая явная схема для численного интегрирования уравнений Максвелла, которая имеет существенные отличия от широко используемого метода конечных разностей во временной области (FDTD method). Первое отличие состоит в том, что в предложенной схеме электрическое и магнитное поля вычисляются в одни и те же моменты времени в одинаковых узлах пространственной сетки. Второе отличие состоит в том, что в предложенной схеме используется расщепление по пространственным направлениям и физическим процессам, причем затухание поля сигнала за счет проводимости среды и его вращение при наличии холловской проводимости учитываются на отдельных шагах расщепления по аналитическим формулам.

В схеме используется противопотоковая аппроксимация пространственных производных (метод Годунова с коррекцией потоков), обеспечивающая для схемы монотонность, а также 2-й порядок точности по времени и 3-й по пространственным переменным. Схема является консервативной. Она может использоваться для численного интегрирования уравнений Максвелла в изотропных и анизотропных диэлектриках и проводниках, в которых выполняется закон Ома, а также для численного интегрирования системы уравнений Власова-Максвелла.

Проведенные авторами тестовые расчеты показали монотонность и консервативность предложенной схемы. Для нее представлены граничные условия свободного ухода волны из области моделирования. Представленная схема при моделировании распространения низкочастотных сигналов в волноводе Земля — ионосфера позволяет использовать существенно больший шаг интегрирования по времени, чем широко используемый метод конечных разностей во временной области при одинаковой точности расчетов.

Благодарности. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, проект 17-01-00100.

Литература

1. Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media / Yee Kane // *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*. 1966. Vol. 14. P. 302–307.
2. Simpson J. J. Current and future applications of 3-D global Earth-ionospheric models based on the full-vector Maxwell's equations FDTD method // *Surveys Geophys.* 2009. Vol. 30. P. 105–130.
3. Simpson J. J., Taflove A. A review of progress in FDTD Maxwell's equations modeling of impulsive subionospheric propagation below 300 kHz // *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*. 2007. Vol. 55, No. 6 (June 2007). P. 1582–1590.
4. Paul D. L., Railton C. J. Spherical ADI FDTD method with application to propagation in the Earth ionosphere cavity // *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*. 2012. Vol. 60, No. 1 (January 2012). P. 310–317.
5. Yu Y., Simpson J. J. An collocated 3-D FDTD model of electromagnetic wave propagation in magnetized cold plasma // *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*. 2010. Vol. 58, No. 2 (February 2010). P. 469–478.
6. Семенов А. Н., Смирнов А. П. Численное моделирование уравнений Максвелла с дисперсными материалами // *Математическое моделирование*. 2013. Т. 25, № 12. С. 19–32.
7. Semenov A. N., Smirnov A. P. Numerical modeling of Maxwell's equations with dispersive materials // *Matem. Mod.* 2013. Vol. 25, No. 12. S. 19–32.
8. Куликовский А. Г., Погорелов Н. В., Семенов А. Ю. Математические вопросы численного решения гиперболических систем уравнений. 2-е изд., испр. и доп. М.: Физматлит, 2012. 656 с.
9. Бисикало Д. В., Жилкин А. Г., Боярчук А. А. Газодинамика тесных двойных звезд. М.: Физматлит, 2013. 632 с.

10. Ковеня В. М., Яненко Н. Н. Метод расщепления в задачах газовой динамики. Новосибирск: Наука, 1981.
11. Вязников К. В., Тишкин В. Ф., Фаворский А. П. Построение монотонных разностных схем повышенного порядка аппроксимации для систем уравнений гиперболического типа // Матем. Моделирование. 1989. Т. 1, № 5. С. 95–120.
12. Harten A. High resolution schemes for hyperbolic conservation laws // J. Comp. Phys. 1983. Vol. 49. P. 357.
13. Sweby P. K. High Resolution Schemes Using Flux Limiters for Hyperbolic Conservation Laws // SIAM J. Numer. Anal. 1984. Vol. 21. P. 995.

Сведения об авторах

Суворова Зоя Викторовна

программист, Полярный геофизический институт, Апатиты
E-mail: suvorova@pgia.ru

Мингалев Игорь Викторович

д. ф.-м. н., зам. директора по науке, Полярный геофизический институт, Апатиты
E-mail: mingalev_i@pgia.ru

Мингалев Олег Викторович

к. ф.-м. н., зав. сектором, Полярный геофизический институт, Апатиты
E-mail: mingalev_o@pgia.ru

Ахметов Олег Иршатович

к. ф.-м. н., н. с., Полярный геофизический институт, Апатиты
E-mail: akhmetov@pgia.ru

УДК 519.6: 551.511

З. В. Суворова, И. В. Мингалев, О. В. Мингалев, О. И. Ахметов

ТЕСТИРОВАНИЕ ЯВНОЙ КОНСЕРВАТИВНОЙ СХЕМЫ РАСЩЕПЛЕНИЯ ДЛЯ УРАВНЕНИЙ МАКСВЕЛЛА

Аннотация

В данной работе представлены результаты тестирования новой явной схемы численного интегрирования уравнений Максвелла. С помощью тестовых расчетов были доказаны монотонность и консервативность схемы, исследована зависимость от угла падения коэффициента отражения плоской волны от границ области моделирования. Также было произведено сравнение численного и аналитического решений для задачи о поле точечного электрического диполя на плоской границе двух сред, а также для задачи о поле электрического диполя в однородном проводнике.

Ключевые слова:

уравнения Максвелла, схема расщепления, численное интегрирование.

Z. V. Suvorova, I. V. Mingalev, O. V. Mingalev, O. I Ahmetov

TESTING THE EXPLICIT CONSERVATIVE SPLITTING SCHEME FOR MAXWELL'S EQUATIONS

Abstract

This paper presents the test results of the new explicit scheme for numerical integration of Maxwell's equations in isotropic and anisotropic dielectrics and conductors. With the help of test calculations proved the monotonicity and conservatism of the scheme, the dependence of the angle of incidence of the wave reflection coefficient of the wave from the border region modeling. It was also made the comparison of the numerical solution with analytical solution of the problem about a field of a point electric dipole on a flat boundary between two media, as well as problem on the field of an electric dipole in a homogeneous conductor.

Keywords:

Maxwell's equations, splitting scheme, numerical integration.

Введение

Авторами этой статьи ранее была предложена явная консервативная схема численного интегрирования уравнений Максвелла в диэлектриках и проводниках, в которых выполняется закон Ома. Описание этой схемы опубликовано в этом же номере журнала этим же коллективом авторов. Важными достоинствами предложенной схемы являются консервативность, то есть выполнение в конечно-разностном виде закона сохранения энергии электромагнитного поля и обеспечение равенства нулю дивергенции магнитного поля. В данной работе представлены результаты тестовых расчетов, которые доказывают монотонность и консервативность. Также представлены результаты исследования зависимости от угла падения коэффициента численного отражения при падении плоской волны на границу области моделирования и результаты сравнения численного и аналитического решений для задачи о поле точечного электрического диполя на плоской границе двух сред, а также для задачи о поле электрического диполя в однородном проводнике.

Предложенная схема и условия свободного ухода волны на границе области моделирования без использования модельного поглощающего слоя дали следующую зависимость от угла падения отношения амплитуды волны, отраженной от границы области моделирования, к амплитуде падающей волны. Для волн, падающих под углом от 80° до 90° , указанное отношение не превышает 0,01, при угле падения 60° это отношение уже составляет примерно 0,05, при угле падения 45° — примерно 0,16, при угле падения 27° — примерно 0,35, а при угле падения $18,4^\circ$ — примерно 0,43.

Предложенная схема была использована авторами для моделирования прохождения низкочастотных сигналов в волноводе Земля — ионосфера. При этом удалось получить зависимость скорости сигнала от его частоты очень близкую к зависимости, полученной в экспериментах.

Монотонность схемы

Монотонность схемы была проверена авторами при моделировании распространения плоских и сферических волн с П-образным профилем. Область моделирования представляла собой куб, шаги равномерной пространственной сетки были одинаковы по всем направлениям. Число узлов сетки по каждому направлению было равным 385. На границе области моделирования было задано условие свободного ухода волны. Для представления численного и аналитического решений используются безразмерные координаты и безразмерные компоненты напряженности электрического поля. На рис. 1 приведены зависимости от координаты x компоненты поля E_y в бегущей вдоль оси x слева направо плоской линейно поляризованной волне с П-образным профилем в момент времени, когда передний фронт волны еще не достиг границы области моделирования. Шаг пространственной сетки по каждому направлению был равным 0,025, а число Куранта было равным 0,25. Пунктирная линия представляет численное решение, а сплошная линия — аналитическое решение. Из рис. 1 видно, что численное решение хорошо воспроизводит амплитуду, передний и задний фронты волны, что отсутствуют нефизические осцилляции численного решения и что скачок в численном решении размывается не более чем на 8 узлов сетки. Расчеты показали, что эта ширина размывания скачка сохраняется во времени.

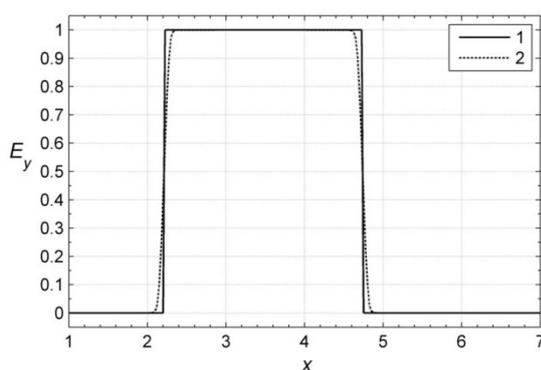


Рис. 1. Безразмерная компонента поля E_y в плоской линейно поляризованной волне с П-образным профилем, бегущей вдоль оси x слева направо:
1 — точное решение; 2 — численное решение

Консервативность схемы

Консервативность схемы вытекает из консервативной формы записи системы уравнений, лежащей в основе рассматриваемой модели. Объем статьи не позволяет привести полученное авторами полное доказательство этого утверждения, которое является очень громоздким. В многочисленных тестовых расчетах было проверено выполнение в конечно-разностном виде равенства нулю дивергенции магнитного поля, а также закона сохранения энергии электромагнитного поля. Во всех этих расчетах использовалась регулярная сетка в декартовых координатах с постоянным шагом, а дивергенция магнитного поля вычислялась с помощью центральных разностей со вторым порядком точности. При этом использовались различные начальные условия и источники излучения. Во всех случаях конечно-разностная дивергенция магнитного поля в точности равнялась нулю.

Также в этих тестовых расчетах проверялся баланс энергии для контрольного объема каждого узла сетки и баланс энергии для всей области моделирования. В безразмерном виде в целых узлах сетки в целые моменты времени вычислялись энергия поля $U = \mathbf{E}^2 + \mathbf{B}^2$ и вектор потока энергии $\mathbf{S} = [\mathbf{E} \times \mathbf{B}]$, а также $\text{div} \mathbf{S}$ с помощью центральных разностей. Уравнение локального баланса энергии при отсутствии источников излучения записывается в виде $\frac{\partial U}{\partial t} + \text{div} \mathbf{S} = 0$. Относительное нарушение этого уравнения в целых узлах сетки вычислялось в полуцелые моменты времени по формуле

$$\theta^{n+1/2} = \left| 2(U^{n+1} - U^n) / \tau + \text{div}(\mathbf{S}^n + \mathbf{S}^{n+1}) \right| / \left(2|U^{n+1} - U^n| / \tau + \left| \text{div}(\mathbf{S}^n + \mathbf{S}^{n+1}) \right| \right)$$

для тех узлов сетки, в которых $2|U^{n+1} - U^n| / \tau + \left| \text{div}(\mathbf{S}^n + \mathbf{S}^{n+1}) \right| \neq 0$. При вычислениях с одинарной точностью величина $\theta^{n+1/2}$ не превышала 10^{-5} во все моменты времени.

Для проверки общего баланса энергии в безразмерном виде в целые моменты времени с двойной точностью вычислялись суммарная энергия поля во всей области моделирования W и суммарный поток энергии поля через границу области моделирования P . При этом поля, энергия поля и ее поток в узлах сетки вычислялись с одинарной точностью. Уравнение общего баланса энергии в области моделирования при отсутствии источников излучения записывается в виде $\frac{\partial W}{\partial t} + P = 0$. Относительное нарушение этого уравнения вычислялось в полуцелые моменты времени по формулам

$$\delta^{n+1/2} = \left| 2(W^{n+1} - W^n) / \tau + P^n + P^{n+1} \right| / \left(2|W^{n+1} - W^n| / \tau + \left| P^n + P^{n+1} \right| \right).$$

Расчеты показали, что величина $\delta^{n+1/2}$ не превышала 10^{-6} во все моменты времени. Таким образом, тестовые расчеты показали, что предложенная схема обеспечивает выполнение закона сохранения энергии с высокой точностью.

Численное отражение волн от границы области моделирования

Также были проведены расчеты с целью определить для предложенной схемы коэффициент отражения при падении плоской волны на границу области моделирования под разными углами. Эти расчеты показали, что для граничного условия свободного ухода волны отношение амплитуды отраженной волны к амплитуде падающей плоской волны принимает следующие значения при различных углах падения:

- для волн, падающих под углом $80\text{--}90^\circ$, отношение не превышает $0,01$;
- при угле падения 60° это отношение уже составляет $\approx 0,05$;
- при угле падения 45° — примерно $0,16$;
- при угле падения 27° — примерно $0,33$;
- при угле падения $18,4^\circ$ — примерно $0,43$.

На рис. 2 в безразмерном виде представлены результаты расчетов падения плоской линейно поляризованной волны на границу области моделирования под углами 63° , 45° и 27° . Электрическое поле волны направлено вдоль оси x . Падающая волна движется в плоскости yz в сторону левого нижнего угла области моделирования. Безразмерная амплитуда изменения электрического поля в этой волне равна 1. На левой части рисунка волна падает под углом 45° , а на правой части она падает под углом 63° к левой по y границе и под углом 27° к нижней по z границе. Видно, что на левой части рис. 2 амплитуда отраженной волны не превышает 16% от амплитуды падающей волны. Также на правой части рис. 2 видно, что для угла падения 27° амплитуда отраженной волны не превышает 35% от амплитуды падающей волны, а для угла падения 63° — 6% .

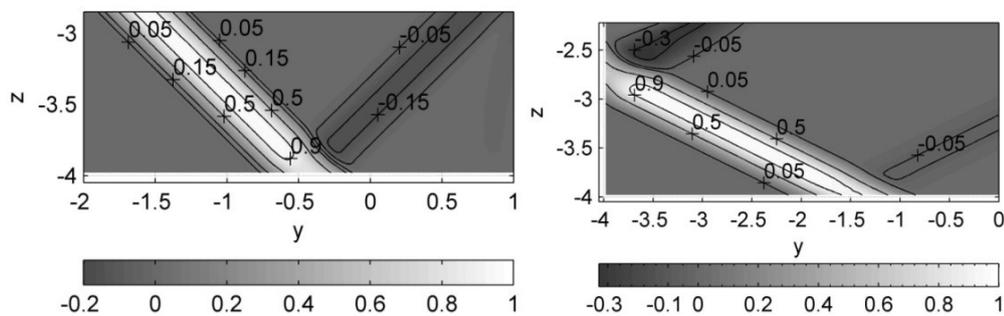


Рис. 2. Безразмерное электрическое поле в плоской волне, линейно поляризованной вдоль оси x и падающей на границу области моделирования в плоскости yz , и в волне, отраженной от этой границы. Справа угол падения равен 45° , слева этот угол равен 63° на левой по y -границе и равен 27° на нижней по z -границе

Расчеты показали, что для полного подавления эффекта отражения волн, падающих почти по касательной к границе, достаточно ввести модельный поглощающий слой толщиной $25\text{--}30$ узлов.

Сравнение результатов расчетов с точными решениями

Авторами были получены численные решения задач о распространении сигнала от точечного электрического диполя, расположенного на границе однородных диэлектрика и проводника, а также расположенного в однородных проводнике и диэлектрике. Эти численные решения сравнивались с точными аналитическими решениями этих задач.

Область моделирования представляла собой куб, шаги равномерной пространственной сетки были одинаковы по всем направлениям, диполь и начало координат находились в центре области моделирования. Направление электрического диполя было постоянным и совпадало с направлением оси x . Дипольный момент менялся во времени по формуле гармонических колебаний с амплитудой, которая в начальный момент времени равнялась нулю, а затем в течение двух периодов колебаний плавно возрастала от нуля до некоторого значения и далее оставалась постоянной. Таким образом, дипольный излучатель плавно включался в начальный момент времени и плавно выходил на режим гармонических колебаний с постоянной амплитудой. Поперечный размер области моделирования составлял 8 длин волн установившихся колебаний в диэлектрике. На границе области моделирования было задано условие свободного ухода волны. Число узлов сетки по каждому направлению было равным 385 (49 узлов на длину волны), а число Куранта было равным 0,5. Для представления численного и аналитического решений используются безразмерные координаты x, y, z , выраженные в длине волны установившихся колебаний, безразмерные компоненты индукции магнитного поля. В случае двух сред верхняя половина области моделирования (при $z > 0$) являлась диэлектриком, а нижняя половина (при $z < 0$) являлась проводником.

Задача о поле точечного электрического диполя, расположенного на границе двух однородных сред, в случае, когда дипольный момент гармонически колеблется с амплитудой P_m и частотой ω_0 , имеет точное аналитическое решение [1, 2]. В этом решении векторный потенциал магнитного поля $A(\mathbf{r}, t)$ имеет только две ненулевые компоненты вдоль осей x и z . Их комплексные амплитуды в системе СИ заданы формулами

$$A_{mx}^{(\alpha)}(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0 \mu_1 \mu_2 \omega_0 P_m}{2\pi} \int_0^{+\infty} \frac{\lambda e^{-|z|\sqrt{\lambda^2 - k_\alpha^2}} J_0(\lambda \sqrt{x^2 + y^2}) d\lambda}{F(\lambda)}, \quad A_{my}^{(\alpha)}(\mathbf{r}) = 0, \quad (1)$$

$$A_{mz}^{(\alpha)}(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0 \mu_1 \mu_2 \omega_0 P_m x}{2\pi \mu_\alpha \sqrt{x^2 + y^2}} \int_0^{+\infty} \frac{(k_1^2 - k_2^2) \lambda^2 e^{-|z|\sqrt{\lambda^2 - k_\alpha^2}} J_1(\lambda \sqrt{x^2 + y^2}) d\lambda}{F(\lambda) (k_1^2 \mu_2 \sqrt{\lambda^2 - k_2^2} + k_2^2 \mu_1 \sqrt{\lambda^2 - k_1^2})},$$

в которых $F(\lambda) = \mu_1 \sqrt{\lambda^2 - k_2^2} + \mu_2 \sqrt{\lambda^2 - k_1^2}$, $J_0(s)$ и $J_1(s)$ — функции Бесселя, индекс $\alpha = 1$ используется для верхнего полупространства $\{z > 0\}$, в котором магнитная и диэлектрическая проницаемости среды и ее проводимость равны соответственно $\mu_1, \varepsilon_1, \sigma_1$, квадрат волнового числа

$k_1^2 = \mu_1 \mu_0 \omega_0 (\varepsilon_1 \varepsilon_0 \omega_0 - i \sigma_1)$, а индекс $\alpha = 2$ используется для нижнего полупространства $\{z < 0\}$, в котором указанные параметры среды равны $\mu_2, \varepsilon_2, \sigma_2$, $k_2^2 = \mu_2 \mu_0 \omega_0 (\varepsilon_2 \varepsilon_0 \omega_0 - i \sigma_2)$. Подставив формулы (1) в формулу $\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = \text{rot} \mathbf{A}(\mathbf{r}, t)$, получим квадратурную формулу для комплексной амплитуды компоненты поля B_y . Из-за больших размеров эту формулу не приводим. Расчеты по этой формуле проводились с помощью численного вычисления входящих в нее интегралов.

На рис. 3 представлена зависимость безразмерной амплитуды установившихся колебаний компоненты поля B_y от безразмерной координаты x для численного решения задачи о поле гармонически колеблющегося точечного электрического диполя на границе диэлектрика с параметрами $\mu_1 = \varepsilon_1 = 1, \sigma_1 = 0$ и проводника с параметрами $\mu_2 = \varepsilon_2 = 1, \sigma_2 = \varepsilon_0 \omega_0$, а также эта зависимость, рассчитанная по квадратурной формуле для точного аналитического решения вдоль двух прямых, проходящих параллельно оси x через точки с безразмерными координатами $y = 0,5, z = -1$ в проводнике и $y = 0,5, z = 1$ в диэлектрике. Видно, что две указанные зависимости очень близки между собой. Этот факт подтверждает хорошую точность предложенной схемы.

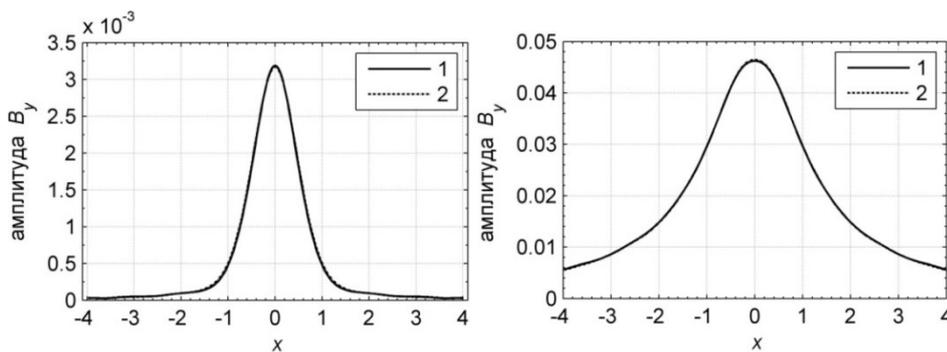


Рис. 3. Амплитуда гармонических колебаний компоненты поля B_y при наличии точечного диполя на границе двух сред. Слева в проводнике, справа в диэлектрике, 1 — точное решение, 2 — численное решение

В однородном проводнике векторный потенциал точечного электрического диполя, находящегося в начале координат и направленного вдоль оси x , в системе СИ задан формулой

$$\begin{aligned}
 \mathbf{A}(\mathbf{x}, t) = & -\frac{\mu \mu_0}{4\pi |\mathbf{x}|} \exp\left(-\frac{\eta |\mathbf{x}|}{2c}\right) \frac{d\mathbf{P}(t - |\mathbf{x}|/c)}{dt} + \\
 & + \frac{\mu \mu_0 \eta}{8\pi c} \theta(ct - |\mathbf{x}|) \int_{|\mathbf{x}|/c}^t I_1\left(\frac{\eta}{2} \sqrt{\tau^2 - (|\mathbf{x}|/c)^2}\right) \frac{\exp(-\eta\tau/2)}{\sqrt{\tau^2 - (|\mathbf{x}|/c)^2}} \frac{d\mathbf{P}(t - \tau)}{d\tau} d\tau,
 \end{aligned}$$

в которой использованы обозначения: $\eta = \sigma/(\varepsilon\varepsilon_0)$, где σ — проводимость среды, $c = 1/\sqrt{\varepsilon_0\mu_0\varepsilon\mu}$ — скорость света в среде, через $\mathbf{P}(t)$ обозначен момент диполя как функция времени, а через $I_0(s) = J_0(is)$, $I_1(s) = -iJ_1(is)$ — модифицированные функции Бесселя. В случае, когда диполь направлен вдоль оси x , для компонент индукции магнитного поля вытекают следующие формулы:

$$B_x(\mathbf{x}, t) = 0, \quad B_y(\mathbf{x}, t) = z \Phi(|\mathbf{x}|, t), \quad B_z(\mathbf{x}, t) = -y \Phi(|\mathbf{x}|, t), \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \Phi(|\mathbf{x}|, t) = & -\frac{\mu\mu_0\eta^2}{32\pi c^2|\mathbf{x}|} \exp\left(-\frac{\eta|\mathbf{x}|}{2c}\right) \frac{dP(t-|\mathbf{x}|/c)}{dt} - \\ & -\frac{\mu\mu_0}{4\pi c|\mathbf{x}|^2} \exp\left(-\frac{\eta|\mathbf{x}|}{2c}\right) \left(\frac{d^2P(t-|\mathbf{x}|/c)}{dt^2} + \left(\frac{c}{|\mathbf{x}|} + \frac{\eta}{2}\right) \frac{dP(t-|\mathbf{x}|/c)}{dt} \right) \\ & \frac{\mu\mu_0\eta^2}{16\pi c} \int_{|\mathbf{x}|/c}^t \frac{dP(t-\tau)}{d\tau} \exp\left(-\frac{\eta\tau}{2}\right) \left(\frac{2I_1(\xi)}{\xi^3} - \frac{I_0(\xi)}{\xi^2} \right) \Bigg|_{\xi=\frac{\eta}{2}\sqrt{\tau^2-(|\mathbf{x}|/c)^2}} d\tau. \end{aligned}$$

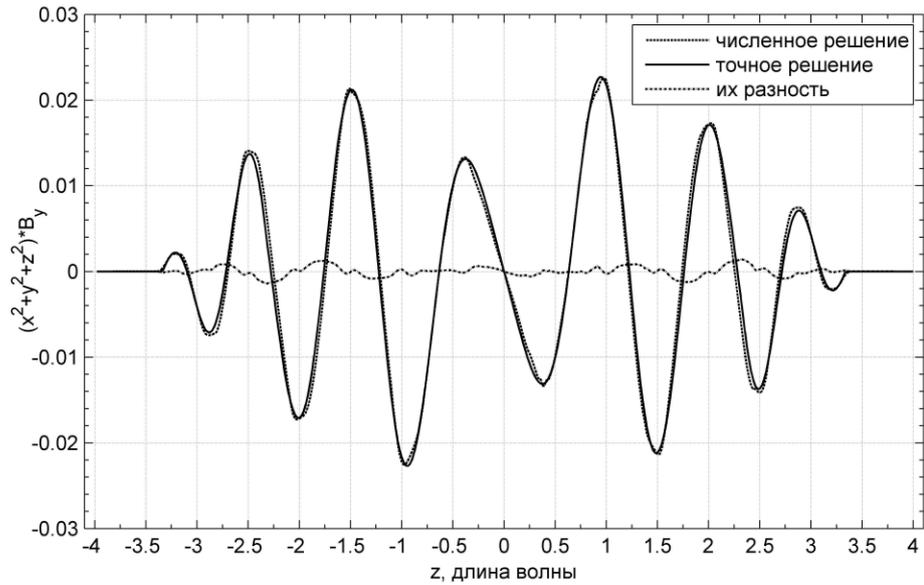


Рис. 4. Зависимость выражения $(x^2 + y^2 + z^2)B_y$ от z при $x = 0$ и $y = 0,5$ в момент времени, когда передний фронт сигнала находится в области моделирования

На рис. 4 представлены численное решение задачи о поле точечного электрического диполя в однородном проводнике и точное аналитическое решение, рассчитанное по квадратурным формулам с помощью численного

вычисления интегралов. Приведена зависимость произведения $(x^2 + y^2 + z^2)B_y$, в котором все величины безразмерные, от безразмерной координаты z при значениях безразмерных координат $x=0$ и $y=0,5$ в момент времени, когда передний фронт сигнала еще не достиг границы области моделирования. Пунктирная линия представляет численное решение, сплошная линия - точное аналитическое решение, рассчитанное по формулам (2), а штрихпунктирная линия - разность этих решений. Видно, что численное решение хорошо воспроизводит передний фронт сигнала и что точки максимумов и минимумов произведения $(x^2 + y^2 + z^2)B_y$ для численного и аналитического решений совпадают с высокой точностью. Наибольшее различие между этими решениями имеет место в точках, где модуль производной от произведения $(x^2 + y^2 + z^2)B_y$ по переменной z имеет максимальные значения.

Проведенное сравнение численных и аналитических решений позволяет сделать вывод, что с помощью предложенной в данной работе схемы можно получать численные решения уравнений Максвелла, обладающие высокой точностью при использовании пространственных сеток со средним разрешением. Также тестовые расчеты показали, что предложенная схема заметно превосходит по точности другие схемы, имеющие порядок точности по пространству меньше 3-го.

Заключение

Проведенные авторами тестовые расчеты показали монотонность и консервативность предложенной схемы. Для нее представлены граничные условия свободного ухода волны из области моделирования. Исследована зависимость от угла падения коэффициента численного отражения волны от границы области моделирования при использовании этих граничных условий. Также в данной работе проведено сравнение полученных с помощью предложенной схемы численных решений двух задач о поле точечного электрического диполя на плоской границе двух сред и о поле этого диполя в однородном проводнике с аналитическими решениями этих задач. Это сравнение показало хорошую точность предложенной схемы.

Представленная схема при моделировании распространения низкочастотных сигналов в волноводе Земля-ионосфера позволяет использовать существенно больший шаг интегрирования по времени, чем широко используемый метод конечных разностей во временной области при одинаковой точности расчетов.

Благодарность. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, проект 17-01-00100.

Литература

1. Тихонов А. Н., Самарский А. А. Уравнения математической физики. 5-е изд-е. М.: Наука, 1977.
2. Светов Б. С. Основы геоэлектрики. М.: Изд-во ЛКИ, 2008.

Сведения об авторах

Суворова Зоя Викторовна

программист, Полярный геофизический институт, Апатиты
E-mail: suvorova@pgia.ru

Мингалев Игорь Викторович

д. ф.-м. н., зам. директора по науке, Полярный геофизический институт, Апатиты
E-mail: mingalev_i@pgia.ru

Мингалев Олег Викторович

к. ф.-м. н., зав. сектором, Полярный геофизический институт, Апатиты
E-mail: mingalev_o@pgia.ru

Ахметов Олег Иршатович

к. ф.-м. н., н. с., Полярный геофизический институт, Апатиты
E-mail: akhmetov@pgia.ru

УДК 535.23

Е. А. Федотова, И. В. Мингалев, К. Г. Орлов

НАБОР ПАРАМЕТРИЗАЦИЙ МОЛЕКУЛЯРНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ ЗЕМЛИ В ИК-ДИАПАЗОНЕ

Аннотация

В данной работе представлено семейство параметризаций молекулярного поглощения в атмосфере Земли в частотном диапазоне $10\text{--}2000\text{ см}^{-1}$ в интервале высот от поверхности Земли до 76 км. Проведено сравнение результатов расчетов поля собственного излучения атмосферы Земли с использованием этих параметризаций с результатами эталонных расчетов (Line-by-Line), которые выполнены с разрешением по частоте излучения $0,001\text{ см}^{-1}$.

Ключевые слова:

параметризация молекулярного поглощения, эталонные расчеты потоков излучения, собственное излучение атмосферы.

E. A. Fedotova, I. V. Mingalev, K. G. Orlov

A SET OF PARAMETERIZATIONS OF MOLECULAR ABSORPTION IN THE EARTH'S ATMOSPHERE IN THEIR RANGE

Abstract

This paper presents a set of parameterizations of molecular absorption in the Earth's atmosphere in the frequency range of $10\text{--}2000\text{ cm}^{-1}$ in the interval of altitudes from the surface to 76 km and a comparison of the results of calculations of fields of intrinsic radiation of the Earth's atmosphere, using these parameterizations with the results of the line-by-line calculations, that is performed with frequency resolution of radiation 0.001 cm^{-1} .

Keywords:

parameterizations of molecular absorption, line-by-line calculations of radiation fluxes, the emission of the atmosphere.

Введение

Расчет поля собственного ИК-излучения атмосферы необходим в различных физических приложениях, в частности, для интерпретации данных дистанционного зондирования атмосферы, а также для расчета нагрева атмосферы собственным ИК-излучением. При моделировании общей циркуляции атмосферы Земли необходимо проводить расчет нагрева атмосферы собственным ИК-излучением в диапазоне частот от 10 до 3000 см^{-1} . При этом возникает проблема скорости проведения таких расчетов. Для гарантированного достижения точности 1–2 % разрешение по частоте должно составлять, примерно, $0,001\text{ см}^{-1}$. Расчеты с таким высоким разрешением по частоте называются эталонными расчетами (Line-by-Line). Они требуют очень больших вычислительных затрат и по этой причине не могут использоваться в моделях общей циркуляции атмосферы в настоящее время и в обозримом будущем.

Для решения указанной проблемы разработан метод быстрого расчета поля излучения, для названия которого используются термин «метод correlated K-distribution» и термин «метод лебеговского осреднения сечений поглощения

по частоте» [1–6]. Основная идея этого метода состоит в том, что узкие спектральные каналы по определенному алгоритму объединяются в группы. Каждая такая группа заменяется на один широкий модельный канал, который также называют членом k -распределения. В результате несколько миллионов узких спектральных каналов заменяются на несколько десятков или несколько сотен модельных каналов, для каждого из которых проводится численное решение уравнения переноса излучения. Процедуру построения указанных модельных каналов называют построением параметризации молекулярного поглощения. Для проверки точности построенной параметризации результаты расчета поля излучения в модельных каналах сравниваются с результатами эталонных расчетов.

К настоящему времени создано большое число различных параметризаций молекулярного поглощения в атмосфере Земли в частотном диапазоне $10\text{--}3000\text{ см}^{-1}$, которые содержат от нескольких десятков до $150\text{--}200$ модельных каналов. Общая особенность этих параметризаций заключается в том, что все они обеспечивают хорошую точность (в пределах $0,5\text{ К/сутки}$) расчетов скоростей нагрева-выхолаживания атмосферы за счет собственного излучения на высотах тропосферы и нижней стратосферы (примерно, до 20 км). На больших высотах точность этих параметризаций существенно ухудшается. Цель данной работы состоит в том, чтобы создать семейство параметризаций молекулярного поглощения в атмосфере Земли, которые обладают приемлемой точностью не только в тропосфере, но также в стратосфере и нижней мезосфере.

Общий алгоритм построения параметризации

Алгоритм построения параметризации состоит в следующем. Весь участок спектра разбивается на широкие интервалы. В каждом таком интервале узкие спектральные каналы по определенному алгоритму объединяются в широкие модельные каналы. Рассмотрим широкий интервал частот $[\nu_{\min}, \nu_{\max}]$. Обозначим через N — число модельных каналов, h_c — высоту, на которой производится объединение узких каналов в широкие модельные каналы (высота сортировки), $K^{\text{мол}}(h_k, \nu_i)$ — объемный коэффициент молекулярного поглощения в узких спектральных каналах, который рассчитывается с использованием спектроскопической базы данных HITRAN 2012 (здесь h_k — высота от поверхности Земли, ν_i — частота). На высоте сортировки h_c , в интервале частот $[\nu_{\min}, \nu_{\max}]$ рассчитываются максимальное и минимальное значения коэффициента молекулярного поглощения:

$$K_{\min} = \min_{\nu_i} K^{\text{мол}}(h_c, \nu_i), \quad K_{\max} = \max_{\nu_i} K^{\text{мол}}(h_c, \nu_i).$$

Для построения широких модельных каналов вводится сетка значений объемного коэффициента молекулярного поглощения на высоте сортировки h_c , например, равномерная сетка в логарифмическом масштабе, заданная следующим образом:

$$K_j = (K_{\min})^{(1-j/N)} \cdot (K_{\max})^{(j/N)}, \quad j = 1, 2, \dots, N.$$

Затем осуществляется сортировка узких каналов на группы, которые объединяются в широкие модельные каналы. Все узкие каналы, для которых выполняется условие $K^{mol}(h_c, \nu_i) \in (K_{j-1}, K_j]$, объединяются в широкий модельный канал с номером j . Обозначим через M_j – число узких каналов, вошедших в модельный канал с номером j , а через $\Omega_j = (i_{j,1}, \dots, i_{j,M_j})$ — список номеров узких каналов, вошедших в модельный канал с номером j , записанных в порядке возрастания. Для каждого узла сетки по высоте h_k в широком модельном канале с номером j вычисляются средние значения функции Планка $B(T, \nu)$ по формуле:

$$B_j^{mod}(h_k) = \frac{1}{M_j} \sum_{i \in \Omega_j} B(T(h_k), \nu_i),$$

объемного коэффициента поглощения (молекулярного и аэрозольного):

$$K_j^{mod}(h_k) = \frac{1}{B_j^{mod}(h_k) \cdot M_j} \sum_{i \in \Omega_j} K(h_k, \nu_i) \cdot B(T(h_k), \nu_i),$$

объемного коэффициента рассеяния (молекулярного и аэрозольного):

$$\alpha_j^{mod}(h_k) = \frac{1}{B_j^{mod}(h_k) \cdot M_j} \sum_{i \in \Omega_j} \alpha(h_k, \nu_i) \cdot B(T(h_k), \nu_i)$$

альбедо однократного рассеяния:

$$\omega_j(h_k) = \frac{\alpha_j^{mod}(h_k)}{K_j^{mod}(h_k) + \alpha_j^{mod}(h_k)},$$

где $K(h_k, \nu_i)$, $\alpha(h_k, \nu_i)$ — объемные коэффициенты поглощения (молекулярного и аэрозольного) и рассеяния в узком спектральном канале с частотой ν_i , на высоте h_k , $B(T(h_k), \nu_i)$ — значение функции Планка в узком спектральном канале с частотой ν_i , на высоте h_k . Индикатриса рассеяния в модельном канале с номером j вычисляется по формуле:

$$\chi_j^{i \ddot{a}}(h_k, u) = \frac{1}{\alpha_j^{i \ddot{a}}(h_k) \cdot B_j^{i \ddot{a}}(h_k) \cdot M_j} \sum_{i \in \Omega_j} \chi(h_k, \nu_i, u) \cdot \alpha(h_k, \nu_i) \cdot B(T(h_k), \nu_i),$$

где $\chi(h_k, \nu_i, u)$ — индикатриса рассеяния для излучения с частотой ν_i на высоте h_k , на угол, косинус которого равен u .

На этом процесс объединения узких каналов в широкие модельные и вычисления средних значений оптических характеристик в широких модельных каналах выполнен. Таким образом, сотни тысяч узких спектральных каналов заменяются на десятки или сотни (в зависимости от требуемой точности и скорости расчетов) широких модельных каналов.

После этого в каждом модельном канале решается одномерное по пространству уравнение переноса излучения. Для численного решения этого уравнения используется новый вариант метода дискретных ординат, детально описанный в работе [7]. В расчетах использовалось приближение горизонтально —

однородной атмосферы и учитывалось молекулярное и аэрозольное рассеяние [8–13]. Также использовались равномерная сетка по высоте с шагом 200 м и равномерная сетка по зенитным углам с шагом менее 9° .

Результаты расчетов

Авторами данной работы были проведены эталонные расчеты (Line-by-Line) поля собственного излучения атмосферы Земли и расчеты с использованием параметризаций оптических характеристик атмосферы Земли в частотном диапазоне $10\text{--}2000\text{ см}^{-1}$, в интервале высот от поверхности Земли до высоты 76 км. Расчеты проводились для различного числа модельных каналов, на разных высотах сортировки. Некоторые результаты этих расчетов представлены на рис. 1–4. В расчетах использовались вертикальные профили температуры и концентраций основных атмосферных газов, рассчитанные по эмпирической модели NRLMSISE-00 для условий июля над северной Атлантикой на широте 55° . Частотный диапазон $10\text{--}2000\text{ см}^{-1}$ был разбит на 4 диапазона по 500 см^{-1} , и в каждом таком диапазоне подбиралась своя параметризация.

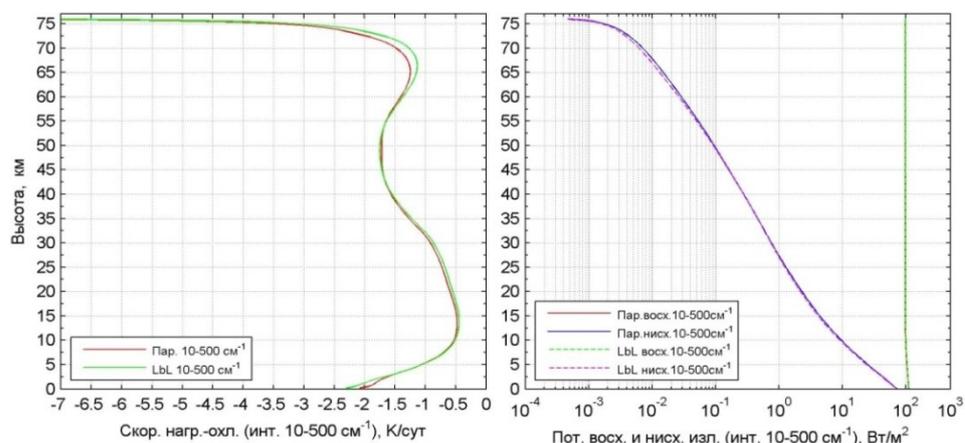


Рис. 1. Результаты расчетов методом LBL и с помощью параметризации, содержащей по 25 модельных каналов в каждом из 10 интервалов: $10\text{--}50\text{ см}^{-1}$, $50\text{--}100\text{ см}^{-1}$, $100\text{--}150\text{ см}^{-1}$, ..., $450\text{--}500\text{ см}^{-1}$, высота сортировки 45 км

На рис. 1 представлены результаты расчетов скорости нагрева-охлаждения атмосферы и потоков восходящего и нисходящего излучения в частотном диапазоне $10\text{--}500\text{ см}^{-1}$, где используется следующая параметризация. Весь диапазон делится на 10 широких интервалов ($10\text{--}50\text{ см}^{-1}$, $50\text{--}100\text{ см}^{-1}$, $100\text{--}150\text{ см}^{-1}$, ..., $450\text{--}500\text{ см}^{-1}$), а затем каждый такой интервал делится на 25 модельных каналов, ширина которых определяется в процессе сортировки. Таким образом, 490 000 узких спектральных каналов заменяются на 250 модельных каналов, в каждом из которых решается уравнение переноса излучения. В этом частотном диапазоне объединение узких спектральных каналов в широкие модельные каналы производится на высоте 45 км.

Из рис. 1 видно, что скорость нагрева-охлаждения атмосферы с использованием параметризации очень близка к эталонным расчетам. Наибольшее отклонение от эталонных расчетов при такой параметризации

достигается на высоте 67 км и составляет около 0,2 К/сутки. Потoki восходящего и нисходящего излучения, рассчитанные с использованием параметризации, совпадают с эталонными расчетами с относительной погрешностью меньше 1 %.

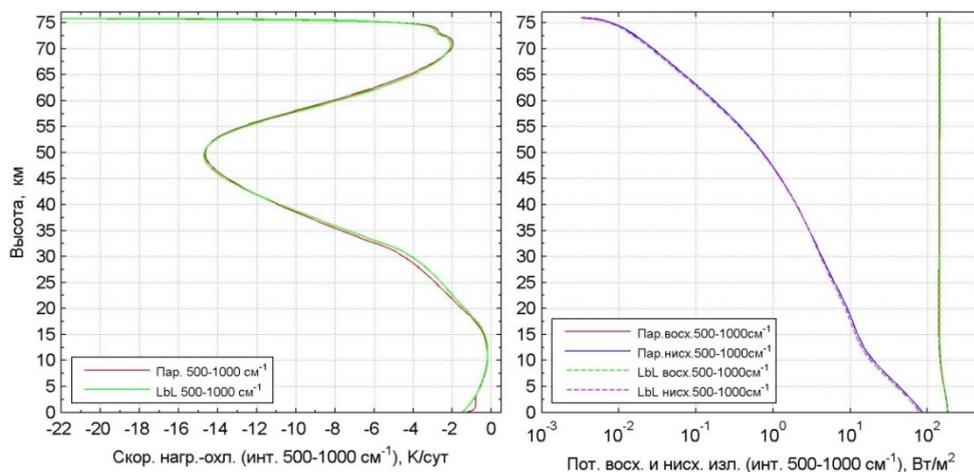


Рис. 2. Результаты расчетов методом LbL и с помощью параметризации, содержащей по 25 модельных каналов в каждом из 10 интервалов $500\text{--}550\text{ см}^{-1}$, $550\text{--}600\text{ см}^{-1}$, $600\text{--}650\text{ см}^{-1}$, ..., $950\text{--}1000\text{ см}^{-1}$, высота сортировки 45 км

На рис. 2 представлены результаты расчетов скорости нагрева-охлаждения атмосферы и потоков восходящего и нисходящего излучения в частотном диапазоне $500\text{--}1000\text{ см}^{-1}$. Весь диапазон также делится на 10 интервалов шириной по 50 см^{-1} ($500\text{--}550\text{ см}^{-1}$, $550\text{--}600\text{ см}^{-1}$, $600\text{--}650\text{ см}^{-1}$, ..., $950\text{--}1000\text{ см}^{-1}$), а затем каждый такой интервал делится на 25 модельных каналов. Здесь 500 000 узких спектральных каналов заменяются на 250 модельных каналов. В этом частотном диапазоне объединение узких спектральных каналов в широкие модельные каналы производится на высоте 45 км.

Из рис. 2 видно, что скорость нагрева-охлаждения атмосферы с использованием параметризации близка к эталонным расчетам, с относительной погрешностью меньше 1 %. Потoki восходящего и нисходящего излучения, рассчитанные с использованием параметризации, также совпадают с эталонными расчетами с относительной погрешностью меньше 1 %.

На рис. 3 представлены результаты расчетов скорости нагрева-охлаждения атмосферы и потоков восходящего и нисходящего излучения в частотном диапазоне $1000\text{--}1500\text{ см}^{-1}$. Весь диапазон делится на 10 интервалов шириной по 50 см^{-1} ($1000\text{--}1050\text{ см}^{-1}$, $1050\text{--}1100\text{ см}^{-1}$, $1100\text{--}1150\text{ см}^{-1}$, ..., $1450\text{--}1500\text{ см}^{-1}$), а затем каждый такой интервал делится на 25 модельных каналов. В этом частотном диапазоне объединение узких спектральных каналов в широкие модельные каналы производится на высоте 43 км.

Из рис. 3 видно, что скорость нагрева-охлаждения атмосферы с использованием параметризации отклоняется от эталонных расчетов на высоте 21 км примерно на 0,2 К/сутки. На остальных высотах графики очень близки.

Потоки восходящего и нисходящего излучения, рассчитанные с использованием параметризации, совпадают с эталонными расчетами с относительной погрешностью меньше 1 %.

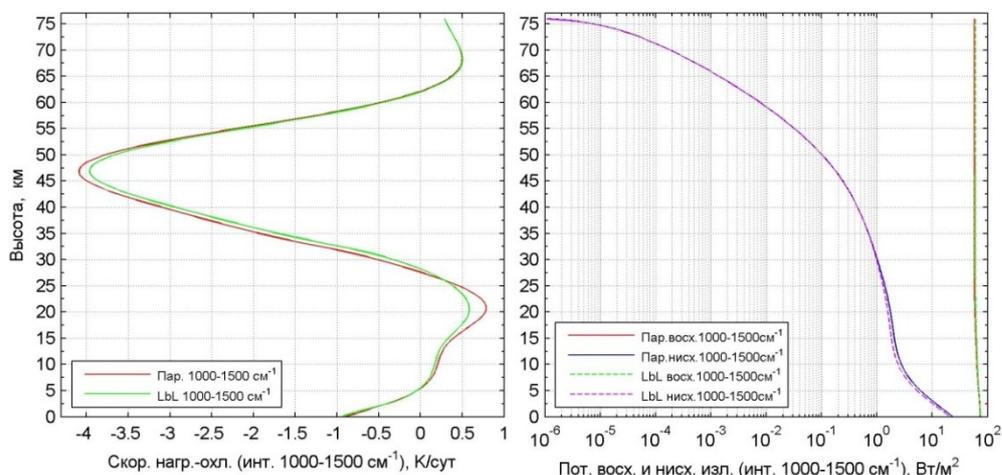


Рис. 3. Результаты расчетов методом LBL и с помощью параметризации, содержащей по 25 модельных каналов в каждом из 10 интервалов 1000–1050 см⁻¹, 1050–1100 см⁻¹, 1100–1150 см⁻¹, ..., 1450–1500 см⁻¹, высота сортировки 43 км

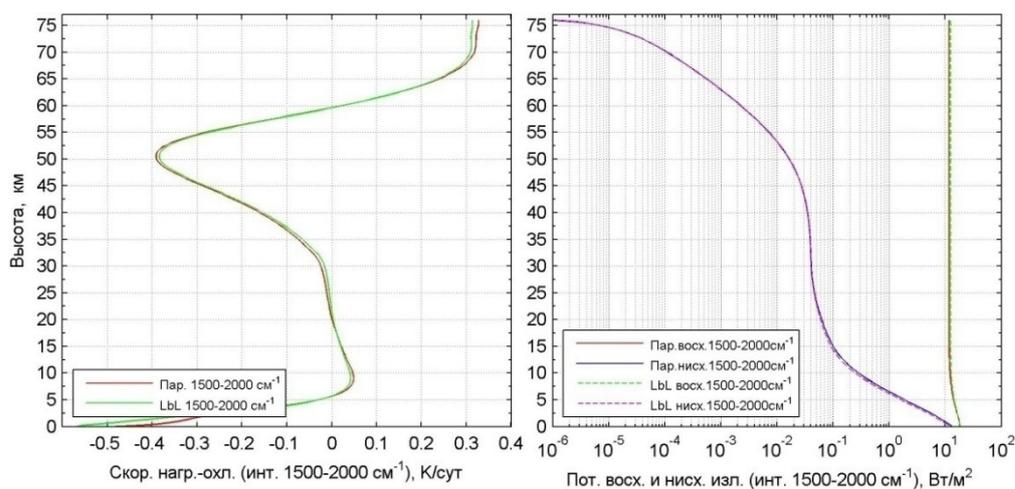


Рис. 4. Результаты расчетов методом LBL и с помощью параметризации, содержащей по 25 модельных каналов в каждом из 10 интервалов 1500–1550 см⁻¹, 1550–1600 см⁻¹, 1600–1650 см⁻¹, ..., 1950–2000 см⁻¹, высота сортировки 43 км

На рис. 4 представлены результаты расчетов скорости нагрева-охлаждения атмосферы и потоков восходящего и нисходящего излучения в частотном диапазоне 1500–2000 см⁻¹. Здесь весь диапазон также делится на 10 интервалов шириной по 50 см⁻¹ (1500–1550 см⁻¹, 1550–1600 см⁻¹, 1600–1650 см⁻¹,

..., 1950–2000 см⁻¹), а затем каждый такой интервал делится на 25 модельных каналов. В этом частотном диапазоне объединение узких спектральных каналов в широкие модельные каналы производится на высоте 43 км.

Из рис. 4 видно, что скорость нагрева-охлаждения атмосферы в этом частотном диапазоне не превышает 0,4 К/сутки. Расчеты, полученные с использованием параметризации близки к эталонным расчетам, с относительной погрешностью меньше 1 %.

Выводы

Результаты расчетов показали, что в спектральном интервале 10–2000 см⁻¹ с помощью параметризации, содержащей несколько сотен модельных каналов, можно добиться точности в расчетах скоростей нагрева-выхолаживания атмосферного газа лучше 0,5 К/сутки в диапазоне высот от 0 до 70 км. Для достижения точности лучше 0,2 К/сутки высота, на которой производится объединение узких спектральных каналов в широкие модельные каналы, должна находиться в пределах 40–45 км. Также результаты расчетов показали, что увеличение числа модельных каналов не всегда сопровождается повышением точности.

Благодарность. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, проект 17-01-00100.

Литература

1. Fomin B. A. A k-distribution technique for radiative transfer simulation in inhomogeneous atmosphere: 1. FKDM, fast k-distribution model for the longwave // *J. Geophys. Res.* 2004. Vol. 109. D02110.
2. Fomin B. A., Paula Correa M. A k-distribution technique for radiative transfer simulation in inhomogeneous atmosphere: 2. FKDM, fast k-distribution model for the shortwave // *J. Geophys. Res.* 2005. Vol. 110. D02106.
3. Radiative transfer for inhomogeneous atmospheres: RRTM, a validated correlated-k model for the longwave / E. J. Mlawer et al. // *J. Geophys. Res.* 1997. Vol. 102, No. D14. P. 16,663–16,682.
4. Hogan R. J. The Full-Spectrum Correlated-k Method for Longwave Atmospheric Radiative Transfer Using an Effective Planck Function // *J. Atmos. Sci.* 2010.
5. Сушкевич Т. А. Математические модели переноса излучения. М.: БИНОМ, 2006. 661 с.
6. Шильков А. В., Герцев М. Н. Верификация метода лебеговского осреднения // *Математ. Моделирование.* 2015. Т. 27, № 8. С. 13–31.
7. Новый вариант метода дискретных ординат для расчета собственного излучения в горизонтально однородной атмосфере / Н. И. Игнатьев и др. // *ЖВМ и МФ.* 2015. Т. 55, № 10. С. 109–123.
8. Ленобль Ж. Перенос радиации в рассеивающих и поглощающих атмосферах. Л.: Гидрометеоиздат, 1990. 264 с.
9. Нагирнер Д. И. Лекции по теории переноса излучения: учеб. пособие. СПб.: Изд-во СПбГУ, 2001. 284 с.
10. Тимофеев Ю. М., Васильев А. В. Теоретические основы атмосферной оптики. СПб.: Наука, 2003. 474 с.

11. Fomin B. A. Effective interpolation technique for line-by-line calculations of radiation absorption in gases // J. Quant. Spectrosc. Rad. Transfer. 1995. Vol. 53. P. 663–669.
12. Evans K. F. The Spherical Harmonics Discrete Ordinate Method for Three-Dimensional Atmospheric Radiative Transfer // J. Atmospheric Sci. 1998. Vol. 55. P. 429–446.
13. Numerically stable algorithm for discrete-ordinate-method radiative transfer in multiple scattering and emitting layered media / K. Stamnes et al. // Applied Optics. 1988. Vol. 27. No. 12. P. 2502–2509.

Сведения об авторах

Федотова Екатерина Алфеевна

м. н. с., Полярный геофизический институт, Апатиты
E-mail: godograf87@mail.ru

Мингалев Игорь Викторович

д. ф.-м. н., зам. директора по науке, Полярный геофизический институт, Апатиты
E-mail: mingalev_i@pgia.ru

Орлов Константин Геннадьевич

к.ф.-м.н., ученый секретарь, Полярный геофизический институт, Апатиты
E-mail: orlov@pgia.ru

УДК 533.95

М. Н. Мельник, О. В. Мингалев, И. В. Мингалев, П. В. Сецко, Т. Г. Когай

**НОВЫЙ МЕТОД ЧИСЛЕННОГО РЕШЕНИЯ ГРАНИЧНОЙ ЗАДАЧИ
ДЛЯ СИСТЕМЫ СТАЦИОНАРНЫХ УРАВНЕНИЙ ВЛАСОВА
И ЕГО ПРИМЕНЕНИЕ ДЛЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ ТОНКОГО ТОКОВОГО СЛОЯ
В ХВОСТЕ МАГНИТОСФЕРЫ ЗЕМЛИ**

Аннотация

Разработан новый метод численного решения граничной (краевой) задачи для системы стационарных уравнения Власова в ограниченной области пространства. Типичными примерами таких задач являются тонкие токовые слои. Новый метод имеет строгое и ясное математическое обоснование, а также удобен для эффективной организации массивно параллельных вычислений на кластерных суперкомпьютерах с выполнением основного объема вычислений на графических процессорах (GPU). В новом методе для аппроксимации функции распределения используется фиксированная регулярная сетка в координатном пространстве и адаптивная (с возможностью ориентации по магнитному полю) регулярная сетка в пространстве скоростей с фиксированным размером и шагом, и с центром в локальной гидродинамической скорости.

Ключевые слова:

уравнения Власова, граничная задача, тонкий токовый слой, магнитосфера Земли.

M. N. Melnik, O. V. Mingalev, I. V. Mingalev, P. V. Setsko, T. G. Kogai

**A NEW METHOD OF THE NUMERICAL SOLUTION OF THE BOUNDARY
PROBLEM FOR THE SYSTEM OF STATIONARY EQUATIONS OF VLASOV AND
ITS APPLICATION FOR SIMULATION OF A THIN CURRENT LAYER IN THE TAIL
OF THE EARTH MAGNETOSPHERE**

Abstract

A new method for the numerical solution of the boundary problem for the system of stationary Vlasov equations in a bounded region of space is developed. Typical examples of such problems are thin current sheets. The new method has a rigorous and clear mathematical justification, and is also convenient for efficiently organizing massively parallel computations on cluster supercomputers with the execution of the bulk of the computations on GPUs. In the new method, a fixed regular grid in the coordinate space and an adaptive (with the possibility of orientation over the magnetic field) regular grid in the velocity space with a fixed size and step, and with a center at the local hydrodynamic speed are used to approximate the distribution function.

Keywords:

Vlasov equations, boundary problem, thin current sheet, Earth magnetosphere.

Введение

В физике бесстолкновительной космической плазмы имеется ряд важных задач, в которых нужно найти равновесную конфигурацию некоторой сложной магнитоплазменной системы в рамках кинетического уровня описания.

Типичными примерами таких актуальных задач являются тонкие токовые слои размерности 1D3V и 2D3V (1- или 2-мерные по пространству и 3-мерные по скоростям). Ввиду сложности системы уравнений и наблюдаемой по спутниковым данным экспериментальной картины, тонкие токовые слои в солнечном ветре и в магнитосфере Земли, а также в магнитосфере Юпитера не описываются известными точными или приближенными аналитическими решениями. Достаточно детальное воспроизведение их равновесной конфигурации может быть получено только с помощью численного решения граничной (краевой) задачи для системы уравнений, которая состоит из стационарных уравнений Власова для каждой компоненты плазмы, уравнения Ампера для магнитного поля и уравнения для стационарного электрического поля. При этом, в зависимости от специфики задачи и ее размерности, возможны различные варианты уравнения для стационарного электрического поля. В настоящее время в основном используются два типа методов численного решения нестационарной системы уравнений Власова: 1) метод крупных частиц (метод PIC в англоязычной литературе) (см., например, [1–2]); 2) сеточные методы (см., например, [3–5]). Каждый из этих методов имеет свой набор достоинств и недостатков. Но для численного решения стационарной граничной задачи применение обоих этих методов встречает ряд труднопреодолимых препятствий. Поэтому нами разработан новый метод численного решения этой задачи, который, по сути, является методом характеристик. Новый метод имеет строгое математическое и ясное физическое обоснование, а также позволяет при помощи ограниченных вычислительных ресурсов получать численные решения сложных и крупномасштабных задач, решение которых указанными выше методами либо затруднительно, либо требует на порядки больших вычислительных ресурсов.

1. Постановка граничной задачи для стационарной системы уравнений Власова

Рассмотрим общую постановку граничной (краевой) задачи для системы стационарных уравнений Власова в ограниченной области пространства без конкретизации системы уравнений для электрического поля, поскольку вид этой системы уравнений зависит от специфики задачи и ее размерности. Рассмотрим случай максимальной размерности 3D3V. Случаи с пониженной размерностью $k_x D k_v V$, где $1 \leq k_x \leq k_v \leq 3$, где k_x — пространственная размерность задачи, k_v — размерность пространства скоростей, рассматриваются на основе общей постановки и упрощений, вытекающих из специфики конкретной задачи.

Рассмотрим плазму из K сортов ионов и электронов в ограниченной области Ω пространства \mathbb{R}^3 . Будем обозначать через $(\mathbf{a}; \mathbf{b})$ и $[\mathbf{a} \times \mathbf{b}]$ скалярное и векторное произведения векторов в пространстве \mathbb{R}^3 , а через $\mathbf{a} \otimes \mathbf{b}$ — образованный этими векторами диадный тензор с компонентами $(\mathbf{a} \otimes \mathbf{b})_{k,l} = a_k b_l$. Для каждой из плазменных компонент $\alpha = 1, \dots, K$ обозначим через $f_\alpha(t, \mathbf{x}, \mathbf{v})$ — функцию распределения, где $\mathbf{x} = (x_1, x_2, x_3)^T \in \mathbb{R}^3$ — пространственная координата, $\mathbf{v} = (v_1, v_2, v_3)^T \in \mathbb{R}^3$ —

скорость, через e_α обозначим заряд частицы (e — заряд протона, для электронов $e_e = -e$), через m_α — массу частицы, через $n_\alpha(\mathbf{x}, t)$ — концентрацию, через $\mathbf{j}_\alpha(\mathbf{x}, t)$ — плотность тока. Через ε_0 и μ_0 обозначим электрическую и магнитные постоянные, а через $c = 1/\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}$ — скорость света в вакууме.

Краевая задача для нерелятивистской стационарной системы уравнений Власова состоит из: 1) стационарных уравнений Власова для одночастичных функций распределения $f_\alpha(\mathbf{x}, \mathbf{v})$ каждой из плазменных компонент α ; 2) формул, определяющих концентрации, плотности тока и тензор напряжений каждой из плазменных компонент α ; 3) выражений для суммарных плотности заряда и тока; 4) вытекающих из уравнений Власова уравнений для моментов 0-го и 1-го порядка для каждой из плазменных компонент α ; 5) системы стационарных уравнений Максвелла для плазмы; 6) граничных условий для полей и для функций распределения. В системе СИ для плазмы, состоящей из K -компонент, система стационарных уравнений Власова и формулы для моментов имеют вид

$$\left(\mathbf{v}; \frac{\partial f_\alpha}{\partial \mathbf{x}} \right) + \frac{q_\alpha}{m_\alpha} \left(\mathbf{E}(\mathbf{x}) + [\mathbf{v} \times \mathbf{B}(\mathbf{x})]; \frac{\partial f_\alpha}{\partial \mathbf{v}} \right) = 0, \quad \alpha = 1, \dots \quad (1.1)$$

$$n_\alpha(\mathbf{x}) = \int_{\mathbb{R}} f_\alpha(\mathbf{x}, \mathbf{v}) d^3\mathbf{v}, \quad \rho_i(\mathbf{x}) = \sum_{\alpha=1}^K e_\alpha n_\alpha(\mathbf{x}), \quad \rho(\mathbf{x}) = \rho_i(\mathbf{x}) - en_e(\mathbf{x}) \quad (1.2)$$

$$\mathbf{j}_\alpha(\mathbf{x}) = e_\alpha \int_{\mathbb{R}} \mathbf{v} f_\alpha(\mathbf{x}, \mathbf{v}) d^3\mathbf{v}, \quad \mathbf{j}_i(\mathbf{x}) = \sum_{\alpha=1}^K \mathbf{j}_\alpha(\mathbf{x}), \quad \mathbf{j}(\mathbf{x}) = \mathbf{j}_i(\mathbf{x}) + \mathbf{j}_e(\mathbf{x}), \quad (1.3)$$

$$\mathbf{\Pi}_\alpha(\mathbf{x}) = m_\alpha \int_{\mathbb{R}} \mathbf{v} \otimes \mathbf{v} f_\alpha(\mathbf{x}, \mathbf{v}) d^3\mathbf{v}. \quad (1.4)$$

Магнитное поле определяется уравнениями Гаусса и Ампера:

$$\operatorname{div} \mathbf{B}(\mathbf{x}) = 0, \quad \operatorname{rot} \mathbf{B}(\mathbf{x}) = \mu_0 \mathbf{j}(\mathbf{x}). \quad (1.5)$$

Система уравнений для электрического поля зависит от пространственных масштабов рассматриваемой задачи и разрешения численной модели. Электрическое поле в стационарном случае должно быть потенциальным:

$$\mathbf{E}(\mathbf{x}) = -\nabla \varphi(\mathbf{x}), \quad \mathbf{x} \in \Omega. \quad (1.6)$$

В случае пространственного разрешения модели на уровне характерного дебаевского расстояния электронов $\lambda_{De} = V_{Te}/\omega_{pe}$ (здесь и далее для каждой компоненты плазмы α через $V_{T\alpha} = \sqrt{eT_\alpha/m_\alpha}$ и $\omega_{p\alpha} = |e_\alpha| \sqrt{n_\alpha/(\varepsilon_0 m_\alpha)}$ обозначены тепловая скорость и плазменная частота, через T_α обозначена температура в эВ), то есть при $\Delta x \sim \lambda_{De}$, выполнены материальное уравнение вакуума

$$\mathbf{D}(\mathbf{x}) = \varepsilon_0 \mathbf{E}(\mathbf{x}), \quad (1.7)$$

а также уравнение Пуассона

$$\operatorname{div} \mathbf{D}(\mathbf{x}) = \rho(\mathbf{x}), \quad (1.8)$$

которое с учетом уравнений (1.7) и (1.6) принимает вид

$$\Delta \varphi(\mathbf{x}) = -\operatorname{div} \mathbf{E}(\mathbf{x}) = -\rho(\mathbf{x})/\varepsilon_0, \quad \mathbf{x} \in \Omega. \quad (1.9)$$

Наибольшим кинетическим масштабом в бесстолкновительной космической плазме является характерный гирорадиус тепловых протонов $r_{cp} = V_{Tp}/\omega_{cp}$, где $\omega_{cp} = eB/m_p$ — гирочастота протонов. В плазме магнитосферы Земли и солнечного ветра этот масштаб не менее чем на три порядка превосходит характерное дебаевское расстояние электронов, т. е. выполнена оценка

$$r_{cp} \geq 1000 \lambda_{De}. \quad (1.10)$$

В случае грубого пространственного разрешения $\Delta x \sim \lambda_{De}$ уравнения (1.7) и (1.8) неприменимы и вектор электрической индукции $\mathbf{D}(\mathbf{x})$ исключается из рассмотрения. В этом случае вместо уравнений (1.9) нужно рассматривать условие квазинейтральности, которое с учетом обозначения в (1.2) для плотности заряда $\rho_i(\mathbf{x}, t)$ ионов примет вид

$$en_e(\mathbf{x}) = \rho_i(\mathbf{x}) = \sum_{\alpha=1}^K e_{\alpha} n_{\alpha}(\mathbf{x}), \quad (1.11)$$

а также вытекающие из уравнений Власова (1.1) уравнения непрерывности

$$\operatorname{div} \mathbf{j}_{\alpha}(\mathbf{x}) = 0, \quad (1.12)$$

и уравнения силового баланса (потока импульса)

$$e_{\alpha} n_{\alpha}(\mathbf{x}) \mathbf{E}(\mathbf{x}) - [\mathbf{B}(\mathbf{x}) \times \mathbf{j}_{\alpha}(\mathbf{x})] - \operatorname{div} \mathbf{\Pi}_{\alpha}(\mathbf{x}) = 0 \quad (1.13)$$

для каждой компоненты плазмы $\alpha = 1, \dots$. Каждое из этих уравнений приводит к равенству

$$\mathbf{E}(\mathbf{x}) = \frac{1}{e_{\alpha} n_{\alpha}(\mathbf{x})} \left([\mathbf{B}(\mathbf{x}) \times \mathbf{j}_{\alpha}(\mathbf{x})] + \operatorname{div} \mathbf{\Pi}_{\alpha}(\mathbf{x}) \right), \quad \alpha = 1, \dots, \quad (1.14)$$

которое определяет напряженность электрического поля как функцию от $\mathbf{B}(\mathbf{x})$, $n_{\alpha}(\mathbf{x})$, $\mathbf{j}_{\alpha}(\mathbf{x})$ и $\mathbf{\Pi}_{\alpha}(\mathbf{x})$. Отметим, что полный тензор напряжений $\mathbf{\Pi}_{\alpha}(\mathbf{x})$ принято представлять в виде суммы тензора инерции $m_{\alpha} n_{\alpha}(\mathbf{x}) \mathbf{u}_{\alpha}(\mathbf{x}) \otimes \mathbf{u}_{\alpha}(\mathbf{x})$ и тензора давления $\mathbf{P}_{\alpha}(\mathbf{x})$:

$$\mathbf{\Pi}_{\alpha}(\mathbf{x}) = m_{\alpha} n_{\alpha}(\mathbf{x}) \mathbf{u}_{\alpha}(\mathbf{x}) \otimes \mathbf{u}_{\alpha}(\mathbf{x}) + \mathbf{P}_{\alpha}(\mathbf{x}), \quad (1.15)$$

где гидродинамическая скорость $\mathbf{u}_{\alpha}(\mathbf{x})$ и тензор давления определяются следующими формулами:

$$\mathbf{u}_{\alpha}(\mathbf{x}) = \frac{\mathbf{j}_{\alpha}(\mathbf{x})}{e_{\alpha} n_{\alpha}(\mathbf{x})} = \frac{1}{n_{\alpha}(\mathbf{x})} \int_{\mathbb{R}} \mathbf{v} f_{\alpha}(\mathbf{x}, \mathbf{v}) d^3 \mathbf{v}, \quad (1.16)$$

$$\mathbf{P}_\alpha(\mathbf{x}) = m_\alpha \int_{\mathbb{R}} (\mathbf{v} - \mathbf{u}_\alpha(\mathbf{x})) \otimes (\mathbf{v} - \mathbf{u}_\alpha(\mathbf{x})) f_\alpha(\mathbf{x}, \mathbf{v}) d^3\mathbf{v}. \quad (1.17)$$

Тогда с учетом уравнения (1.12) и формулы для дивергенции диадного тензора

$$\operatorname{div}(\mathbf{a} \otimes \mathbf{b}) = (\mathbf{a}; \nabla) \mathbf{b} + \mathbf{b} \operatorname{div} \mathbf{a},$$

получим следующие формулы

$$\operatorname{div} \Pi_\alpha(\mathbf{x}) = \operatorname{div} \mathbf{P}_\alpha + m_\alpha \operatorname{div}(n_\alpha \mathbf{u}_\alpha \otimes \mathbf{u}_\alpha) = \operatorname{div} \mathbf{P}_\alpha + m_\alpha n_\alpha (\mathbf{u}_\alpha; \nabla) \mathbf{u}_\alpha. \quad (1.18)$$

Подстановка этих формул в уравнения силового баланса (1.13) приводит их к виду

$$e_\alpha n_\alpha \mathbf{E} = [\mathbf{B} \times \mathbf{j}_\alpha] + \operatorname{div} \mathbf{P}_\alpha + m_\alpha n_\alpha (\mathbf{u}_\alpha; \nabla) \mathbf{u}_\alpha, \quad \alpha = 1, \dots \quad (1.19)$$

Граничные условия для полей могут иметь различную форму, одним из вариантов являются условия Дирихле

$$\mathbf{B}(\mathbf{x}, t)|_{\partial\Omega} = \mathbf{B}_b(\mathbf{x}, t), \quad \mathbf{E}(\mathbf{x}, t)|_{\partial\Omega} = \mathbf{E}_b(\mathbf{x}, t), \quad \mathbf{x} \in \partial\Omega, \quad (1.20)$$

где $\mathbf{B}_b(\mathbf{x}, t)$ и $\mathbf{E}_b(\mathbf{x}, t)$ — заданные функции. Отметим, что в задачах космической плазмы возможно присутствие заданных полей от внешних источников $\mathbf{B}_0(\mathbf{x})$ и $\mathbf{E}_0(\mathbf{x})$, которые должны удовлетворять в области Ω уравнениям

$$\operatorname{div} \mathbf{E}_0(\mathbf{x}) = 0, \quad \operatorname{rot} \mathbf{E}_0(\mathbf{x}) = 0, \quad \operatorname{div} \mathbf{B}_0(\mathbf{x}) = 0, \quad \operatorname{rot} \mathbf{B}_0(\mathbf{x}) = 0, \quad \mathbf{x} \in \Omega, \quad (1.21)$$

Учет этих полей можно ввести в граничные условия (1.20).

Обозначим через $\mathbf{n}(\mathbf{x})$ единичную внешнюю нормаль к границе $\partial\Omega$.

Граничные условия для функций распределения состоят в том, что для каждого сорта частиц на множестве $\Gamma^{(+)} = \{(\mathbf{x}, \mathbf{v}), \mathbf{x} \in \partial\Omega, (\mathbf{n}(\mathbf{x}); \mathbf{v}) < 0\}$ задана функция влета $f_\alpha^{(+)}(\mathbf{x}, \mathbf{v})$.

Рассмотрим очень важный для приложений случай не замагниченных ионов и замагниченных электронов. Введем стандартные для дрейфовой теории (см. [6]) обозначения

$$B = |\mathbf{B}|, \quad \mathbf{b} = \frac{\mathbf{B}}{B}, \quad \mathbf{v}_E = \frac{[\mathbf{E} \times \mathbf{b}]}{B}, \quad v_{\parallel} = \mathbf{v} \cdot \mathbf{b}, \quad v_{\perp} = |\mathbf{v} - v_{\parallel} \mathbf{b}|. \quad (1.22)$$

В нулевом приближении дрейфовой теории для замагниченных электронов их функция распределения $f_e(\mathbf{x}, \mathbf{v})$ переходит в функцию распределения их ведущих центров $F_e(\mathbf{r}, v_{\parallel})$ (см. [6]), которая зависит только от двух компонент скорости (v_{\parallel} в связанной с местным магнитным полем $\mathbf{B}(\mathbf{r})$ декартовой системе координат. В этом случае пространство скоростей для электронов является 2-мерным, что приводит к существенной экономии вычислительных ресурсов при численном моделировании. Стационарное уравнение Власова в дрейфовом приближении имеет вид [6]:

$$\left(\mathbf{U}_e(\mathbf{r}, v_{\parallel}) \left(\frac{\partial F_e}{\partial \mathbf{r}} \right)_{\parallel} \left(\frac{\partial F_e}{\partial v_{\parallel}} \right)_{\parallel} \left(\frac{\partial F_e}{\partial v_{\perp}} \right)_{\perp} \right), \quad (1.23)$$

где скорость ведущего центра $\mathbf{U}_e(\mathbf{r}, v_{\parallel})$, ускорение вдоль магнитного поля $a_{\parallel}(\mathbf{r}, v_{\parallel})$ и модуль «ларморовского» ускорения $a_L(\mathbf{x}, v_{\parallel})$ в нулевом приближении дрейфовой теории определяются формулами, которые удобно представить в форме

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{U}_e(\mathbf{r}, v_{\parallel}) &= \mathbf{v}_E + \mathbf{v}_D, \\ a_{\parallel}(\mathbf{r}, v_{\parallel}) &= -\frac{e}{m_e} \left(\frac{\partial \phi}{\partial z} + v_{\perp}^2 (\mathbf{b}; \nabla B) \right)_{\parallel} - \nabla_{\perp} \cdot \mathbf{v}_E + (\mathbf{v}_E; \nabla) \mathbf{b}, \\ a_L(\mathbf{r}, v_{\parallel}) &= \frac{v_{\perp}}{r} (\mathbf{b}; \nabla B)_{\parallel} + \text{div} \mathbf{v}_E + (\mathbf{v}_E; (\mathbf{b}; \nabla) \mathbf{b}) \end{aligned} \right\}, \quad (1.24)$$

Отметим, что характеристической системой для уравнения (1.23) является 0-е приближение к системе дрейфовых уравнений Морозова — Соловьева (см. [6]), которое с учетом обозначений (1.19) и (1.20) выше имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{r}(t)}{dt} &= \mathbf{U}_e(\mathbf{r}(t), v_{\parallel}(t)), & \frac{dv_{\parallel}(t)}{dt} &= a_{\parallel}(\mathbf{r}(t), v_{\parallel}(t)), \\ \frac{dv_{\perp}(t)}{dt} &= a_L(\mathbf{r}(t), v_{\parallel}(t)) \mathbf{e}_{\perp}(t). \end{aligned} \quad (1.25)$$

Отметим, что в плазме магнитосферы с большим запасом выполнено условие $|\mathbf{E}| \ll$ малости электрического поля по сравнению с магнитным. В этом случае, согласно дрейфовой теории, плотность тока электронов определяется следующей формулой (см. [6]):

$$\mathbf{j}_e(\mathbf{r}) = -en_e(u_{\parallel} \mathbf{b} - \mathbf{v} \times \mathbf{b})_{\parallel} + \frac{[\mathbf{b} \times (\mathbf{b}; \nabla) \mathbf{b}]}{B} + \frac{[\mathbf{b} \times \nabla p_{e\perp}]}{B}, \quad (1.26)$$

где концентрация $n_e(\mathbf{x})$, гидродинамическая скорость вдоль магнитного поля $u_{\parallel}(\mathbf{x})$, а также продольное $p_{\parallel}(\mathbf{x})$ и поперечное $p_{\perp}(\mathbf{x})$ давление определяются через функцию распределения ведущих центров $F_e(\mathbf{x}, v_{\parallel})$ следующими формулами (см. [6]):

$$\left. \begin{aligned} n_e(\mathbf{r}) &= \int_{\mathbb{R}} F_e(\mathbf{r}, v_{\parallel}) dv_{\parallel}, \\ u_{\parallel}(\mathbf{r}) &= \frac{1}{en_e} \int_{\mathbb{R}} v_{\parallel} F_e(\mathbf{r}, v_{\parallel}) dv_{\parallel}, \\ p_{\parallel}(\mathbf{r}) &= \frac{2\pi}{en_e} \int_{\mathbb{R}} v_{\parallel}^2 F_e(\mathbf{r}, v_{\parallel}) dv_{\parallel}, \\ p_{\perp}(\mathbf{r}) &= \frac{2\pi}{en_e} \int_{\mathbb{R}} v_{\perp}^2 F_e(\mathbf{r}, v_{\parallel}) dv_{\parallel}. \end{aligned} \right\} \quad (1.27)$$

$$p_{e\parallel}(\mathbf{r}) = \int_{\mathbb{R}} \int_{\mathbb{R}} \int_{\mathbb{R}} \frac{m_e}{2} v_{\parallel}^2 F_e(\mathbf{r}, \mathbf{v}) d\mathbf{v} \quad (1.28)$$

$$p_{e\perp}(\mathbf{r}) = \frac{m_e}{2} \int_{\mathbb{R}} \int_{\mathbb{R}} v_{\perp}^2 F_e(\mathbf{r}, \mathbf{v}) d\mathbf{v} \quad (1.29)$$

Согласно дрейфовой теории тензор давлений электронов $\mathbf{P}_e(\mathbf{x})$ и их гидродинамическая скорость в нулевом приближении определяются формулами (см. [6]):

$$\mathbf{P}_e = p_{e\perp} \mathbf{I} + (p_{e\parallel} - p_{e\perp}) \mathbf{b} \mathbf{b} \quad (1.30)$$

где \mathbf{I} — единичный тензор. Отметим, что подстановка в уравнение силового баланса для электронов (1.19) формул (1.30) с учетом формулы

$$\operatorname{div} \left(p_{e\perp} \mathbf{I} + (p_{e\parallel} - p_{e\perp}) \mathbf{b} \mathbf{b} \right) + \nabla_{\perp} (p_{e\parallel} \mathbf{b}) + \nabla_{\parallel} (p_{e\perp} \mathbf{b}) + (p_{e\parallel} - p_{e\perp}) \left((\mathbf{b}; \nabla) \mathbf{b} - \mathbf{b} \frac{(\mathbf{b}; \nabla B)}{B} \right)$$

приводит уравнение силового баланса для электронов к следующему виду:

$$e_a n_a (\mathbf{b}; \mathbf{E}) \mathbf{b} = - (\mathbf{b}; \nabla p_{e\parallel}) \mathbf{b} - \nabla_{\perp} \left(\frac{(\mathbf{b}; \nabla B)}{B} \right) \mathbf{b} + m_e n_e |u_{e\parallel}|^2 \mathbf{b} - m_e n_e (\mathbf{u}_e; \nabla) \mathbf{u}_e \quad (1.31)$$

Отметим, что в общем случае для вычисления в узлах сетки моментов функции распределения электронов, указанных в (1.2)–(1.4), нужно вычислить 10 интегралов по 3-мерному пространству скоростей. В случае описания электронов в дрейфовом приближении для вычисления этих моментов нужно вычислить 4 интеграла (1.27)–(1.29) по 2-мерному пространству скоростей. Поэтому применение дрейфового приближения для электронов в случае их замагниченности приводит к существенной экономии вычислительных ресурсов.

2. Теоретическое обоснование численного метода

Допустим, имеется классическое решение описанной выше краевой задачи для системы уравнений Власова (1.1). Будем считать, что поля $\mathbf{E}(\mathbf{x})$ и $\mathbf{B}(\mathbf{x})$ известны в некоторой δ -окрестности Ω_{δ} области Ω (например, продолжены постоянными вдоль нормали $\mathbf{n}(\mathbf{x})$ к границе $\partial\Omega$). Тогда через каждую точку $\mathbf{Z} = (\mathbf{X}, \mathbf{V}) \in \overline{\Omega} \times \mathbb{R}^3$ фазового пространства одной частицы проходит характеристика каждого уравнения Власова (1.1), которая является фазовой траекторией автономной системы обыкновенных дифференциальных уравнений Ньютона — Лоренца. В системе единиц СИ в

нерелятивистском случае система Ньютона — Лоренца вместе с начальными условиями в момент времени $t = 0$ имеет вид:

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{x}(t)}{dt} &= \mathbf{v}(t), \quad \frac{d\mathbf{v}(t)}{dt} = \frac{q_\alpha}{m_\alpha} \left(\mathbf{E}(\mathbf{x}(t)) + [\mathbf{v}(t) \times \mathbf{B}(\mathbf{x}(t))] \right), \\ \mathbf{x}(0) &= \mathbf{X}, \quad \mathbf{v}(0) = \mathbf{V}. \end{aligned} \quad (2.1)$$

Решение задачи Коши (2.1) для последующего изложения удобно обозначить как

$$\mathbf{x}(t) = \mathbf{R}_\alpha(t, \mathbf{X}, \mathbf{V}), \quad \mathbf{v}(t) = \mathbf{U}_\alpha(t, \mathbf{X}, \mathbf{V}), \quad (2.2)$$

то есть эти векторные функции удовлетворяют следующим уравнениям и начальным условиям:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{R}_\alpha(t, \mathbf{X}, \mathbf{V})}{\partial t} &= \mathbf{U}_\alpha(t, \mathbf{X}, \mathbf{V}), \\ \frac{\partial \mathbf{U}_\alpha(t, \mathbf{X}, \mathbf{V})}{\partial t} &= \frac{q_\alpha}{m_\alpha} \left(\mathbf{E}(\mathbf{R}_\alpha(t, \mathbf{X}, \mathbf{V})) + [\mathbf{U}_\alpha(t, \mathbf{X}, \mathbf{V}) \times \mathbf{B}(\mathbf{R}_\alpha(t, \mathbf{X}, \mathbf{V}))] \right), \\ \mathbf{R}_\alpha(0, \mathbf{X}, \mathbf{V}) &= \mathbf{X}, \quad \mathbf{U}_\alpha(0, \mathbf{X}, \mathbf{V}) = \mathbf{V}. \end{aligned} \right\} \quad (2.3)$$

Как известно, функция распределения $f_\alpha(\mathbf{x}, \mathbf{v})$ постоянна вдоль фазовой траектории (2.2), то есть верно тождество

$$f_\alpha(\mathbf{R}_\alpha(t, \mathbf{X}, \mathbf{V}), \mathbf{U}_\alpha(t, \mathbf{X}, \mathbf{V})) \equiv f_\alpha(\mathbf{X}, \mathbf{V}) \equiv \text{const}. \quad (2.4)$$

Отметим, что функция распределения вылетающих из области Ω частиц $f_\alpha^{(-)}(\mathbf{x}, \mathbf{v})$ задана на множестве $\Gamma^{(-)} = \{(\mathbf{x}, \mathbf{v}), \mathbf{x} \in \partial\Omega, (\mathbf{n}(\mathbf{x}); \mathbf{v}) \geq 0\}$,

то есть множества $\Gamma^{(-)}$ и $\Gamma^{(+)}$ являются разложением границы фазового пространства: $\overline{\partial\Omega} \times \mathbb{R} = \Gamma^{(-)} \cup \Gamma^{(+)}$. Для каждой точки

$(\mathbf{X}, \mathbf{V}) \in (\Omega \times \mathbb{R} \cup \Gamma^{(-)})$ рассмотрим характеристику (2.2), которая при $t < 0$ уходит «в прошлое». Возможны только два случая:

1) при некотором $t = -t_{(+)}(\mathbf{X}, \mathbf{V}) < 0$ фазовая траектория $(\mathbf{R}_\alpha(t, \mathbf{X}, \mathbf{V}), \mathbf{U}_\alpha(t, \mathbf{X}, \mathbf{V}))$ попадает в область влета $\Gamma^{(+)}$, на которой задана функция влета $f_\alpha^{(+)}(\mathbf{x}, \mathbf{v})$, а при $-t_{(+)}(\mathbf{X}, \mathbf{V}) < t < 0$ она не выходит из области Ω :

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{R}_\alpha(t, \mathbf{X}, \mathbf{V}) &\in \Omega \quad \text{и} \quad \text{д} \text{е} \quad -t_{(+)}(\mathbf{X}, \mathbf{V}) < t < 0 \\ \mathbf{R}_\alpha(-t_{(+)}(\mathbf{X}, \mathbf{V}), \mathbf{X}, \mathbf{V}) &\in \partial\Omega, \\ \mathbf{U}_\alpha(-t_{(+)}(\mathbf{X}, \mathbf{V}), \mathbf{X}, \mathbf{V}) &\in \partial\Omega, \\ \left(\mathbf{U}_\alpha(-t_{(+)}(\mathbf{X}, \mathbf{V}), \mathbf{X}, \mathbf{V}); \mathbf{n}(\mathbf{R}_\alpha(-t_{(+)}(\mathbf{X}, \mathbf{V}), \mathbf{X}, \mathbf{V})) \right) &< 0 \end{aligned} \right\}; \quad (2.4)$$

2) при любом $t < 0$ фазовая траектория не выходит из $\overline{\Omega}$:

$\mathbf{R}_\alpha(t, \mathbf{X}, \mathbf{V}) \in \overline{\Omega}$, то есть $t_{(+)}(\mathbf{X}, \mathbf{V}) = +\infty$.

На фазовой траектории 1-го типа в силу тождества (2.4) функция распределения равна функции влета в точке $(\mathbf{R}_\alpha(-t_{(+)}(\mathbf{X}, \mathbf{V}), \mathbf{X}, \mathbf{V}), U_\alpha(-t_{(+)}(\mathbf{X}, \mathbf{V}), \mathbf{X}, \mathbf{V}))$ пересечения границы $\partial\Omega$:

$$f_\alpha(\mathbf{X}, \mathbf{V}) = f_\alpha^{(+)}(\mathbf{R}_\alpha(-t_{(+)}(\mathbf{X}, \mathbf{V}), \mathbf{X}, \mathbf{V}), U_\alpha(-t_{(+)}(\mathbf{X}, \mathbf{V}), \mathbf{X}, \mathbf{V})) \quad (2.5)$$

Для фазовой траектории 2-го типа нет общих явных условий, которые бы определяли на ней функцию распределения. В ходе численного моделирования фазовые траектории вычисляются не точно, а с некоторой погрешностью. Кроме того, стационарное решение является лишь абстрактной идеализацией, с помощью которой аппроксимируют достаточно медленно изменяющееся состояние реальной системы. Поэтому у реальной системы всегда имеется характерное время Θ_c существования квазистационарного решения. Отсюда следует, что в ходе численного решения достаточно рассчитывать фазовые траектории (2.2) в прошлое на время $\Theta_k \sim$. Если за это время фазовая траектория не выходит из области Ω , то она считается траекторией 2-го типа. В процессе моделирования либо функция распределения на таких фазовых траекториях, либо вклад ее значений на этих траекториях в ее моменты, должны определяться из специфики конкретной задачи.

Из приведенных рассуждений вытекает схема построения итерационного процесса, которая будет изложена ниже в пункте 4.

3. Дискретизация в координатном пространстве и в фазовом пространстве

Отметим, что детали дискретизации сильно зависят от специфики конкретной задачи. Поэтому здесь мы рассмотрим только общую методику. Обозначим через $\{\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2, \mathbf{e}_3\}$ декартов базис в пространстве \mathbb{R}^3 , то есть $\mathbf{x} = (x_1, x_2, x_3) = x_1 \cdot \mathbf{e}_1 + x_2 \cdot \mathbf{e}_2 + x_3 \cdot \mathbf{e}_3$. Будем использовать регулярную пространственную сетку с шагом Δx и узлами

$$\mathbf{r}(\mathbf{k}) = \mathbf{r}_0 + \Delta x \cdot \mathbf{k} = \sum_{i=1}^3 (r_{0i} + \Delta x \cdot k_i) \cdot \mathbf{e}_i, \quad \mathbf{k} = (k_1, k_2, k_3) \in \mathbb{Z}^3. \quad (3.1)$$

Пусть область моделирования $\Omega \subset \mathbb{R}^3$ является прямоугольником с центром \mathbf{r}_0 :

$$\Omega = \left\{ \mathbf{x} : |x_i - r_{0i}| < N_{xi} \cdot \Delta x = L_i, \quad i = 1, 2, 3 \right\}.$$

Будем использовать сетку, покрывающую область Ω :

$$\overline{\Omega}_h = \left\{ \mathbf{r}(\mathbf{k}), \quad |k_i| \leq N_{xi} + 2, \quad i = 1, 2, 3 \right\}.$$

Шаг сетки Δv_α в пространстве скоростей для частиц сорта α следует определять через характерную температуру этих частиц $T_{\alpha 0}$

(в электронвольтах) по формуле $\Delta v_\alpha = \gamma \cdot V_{T\alpha 0}$, где $\gamma \sim$ и $V_{T\alpha 0} = \sqrt{q_\alpha T_{\alpha 0} / m_\alpha}$ — характерная тепловая скорость.

Отметим, что в задачах для космической плазмы обычно присутствует существенное всюду ненулевое магнитное поле. Для этого случая в пространстве скоростей удобно использовать сетку, связанную с местным магнитным полем $\mathbf{B}(\mathbf{r}(\mathbf{k}))$. Декартов базис связанной с магнитным полем системы координат в узле пространственной сетки $\mathbf{r}(\mathbf{k})$ обозначим через $\{\mathbf{h}_1(\mathbf{k}), \mathbf{h}_2(\mathbf{k}), \mathbf{h}_3(\mathbf{k})\}$, причем будем считать, что вектор $\mathbf{h}_3(\mathbf{k}) = \mathbf{B}(\mathbf{r}(\mathbf{k})) / |\mathbf{B}(\mathbf{r}(\mathbf{k}))|$ направлен вдоль местного магнитного поля.

Для каждой компоненты плазмы α ее функцию распределения $f_\alpha(\mathbf{x}, \mathbf{v})$ в любой момент времени t в каждом узле координатной сетки $\mathbf{r}(\mathbf{k})$ будем считать финитной по скоростям. Будем использовать в пространстве скоростей регулярную прямоугольную сетку фиксированного размера $2 \cdot N_{v\alpha i}$ по каждому измерению $i = 1, 2, 3$, с центром в местной гидродинамической скорости $\mathbf{u}_\alpha(\mathbf{r}(\mathbf{k}))$, которая связана с введенными в (1.2) и (1.3) концентрацией и током этой компоненты формулой

$$\mathbf{u}_\alpha(\mathbf{r}(\mathbf{k})) = \mathbf{j}_\alpha(\mathbf{r}(\mathbf{k})) / (e_\alpha n_\alpha(\mathbf{r}(\mathbf{k}))). \quad (3.2)$$

Обозначим эту сетку через

$$V_{h\alpha}(\mathbf{k}) = \{V_\alpha(\mathbf{k}, \mathbf{q}), -N_{v\alpha i} + 1 \leq q_i \leq N_{v\alpha i}, i = 1, 2, 3\},$$

где $\mathbf{q} = (q_1, q_2, q_3) \in \mathbb{Z}$ — целый индекс узла сетки в пространстве скоростей.

Узлы этой сетки в случае ее постоянной ориентации определяются формулой

$$V_\alpha(\mathbf{k}, \mathbf{q}) = \mathbf{u}_\alpha(\mathbf{r}(\mathbf{k})) + \Delta v_\alpha \sum_{i=1}^3 \left(q_i - \frac{1}{2} \right) \cdot \mathbf{e}_i, \quad (3.3)$$

а в случае ориентации по магнитному полю определяется формулой

$$V_\alpha(\mathbf{k}, \mathbf{q}) = \mathbf{u}_\alpha(\mathbf{r}(\mathbf{k})) + \Delta v_\alpha \sum_{i=1}^3 \left(q_i - \frac{1}{2} \right) \cdot \mathbf{h}_i(\mathbf{k}). \quad (3.4)$$

Эта сетка должна «с запасом» содержать носитель $f_\alpha(\mathbf{r}(\mathbf{k}), \mathbf{v})$ по скоростям, то есть на граничных и приграничных (по скоростям) слоях этой сетки $f_\alpha(\mathbf{r}(\mathbf{k}), V_\alpha(\mathbf{k}, \mathbf{q})) = 0$.

Функция распределения $f_\alpha(\mathbf{x}, \mathbf{v})$ заменяется конечным набором своих значений в точках

$$(\mathbf{r}(\mathbf{k}), V_\alpha(\mathbf{k}, \mathbf{q})) : f_\alpha(\mathbf{x}, \mathbf{v}) \rightarrow \{f_{\alpha h}(\mathbf{k}, \mathbf{q})\},$$

где

$$f_{ah}(\mathbf{k}, \mathbf{q}) = f_{\alpha}(\mathbf{r}(\mathbf{k}), V_{\alpha}(\mathbf{k}, \mathbf{q})), \quad |k_i| \leq N_{xi}, \quad (3.5)$$

$$-N_{vai} + 1 \leq q_i \leq N_{vai}, \quad i = 1, 2, 3.$$

Дискретизация в координатном пространстве состоит в замене полей и моментов функций распределения конечным набором их значений в узлах $\mathbf{r}(\mathbf{k})$ координатной сетки $\overline{\Omega}_h$:

$$F(\mathbf{x}) \rightarrow F_h(\mathbf{k}) = F(\mathbf{r}(\mathbf{k})), \quad F = \mathbf{E}, \mathbf{B}, n_{\alpha}, \mathbf{j}_{\alpha}, \mathbf{\Pi}_{\alpha}. \quad (3.6)$$

При этом интегралы по пространству скоростей в формулах (1.2), (1.3) и (1.4) заменяются соответствующими суммами:

$$\left. \begin{aligned} n_{ah}(\mathbf{k}) &= (\Delta v_{\alpha})^3 \sum_q f_{ah}(\mathbf{k}, \mathbf{q}), \quad \mathbf{j}_{ah}(\mathbf{k}) = e_{\alpha} (\Delta v_{\alpha})^3 \sum_q V_{\alpha}(\mathbf{k}, \mathbf{q}) \cdot f_{ah}(\mathbf{k}, \mathbf{q}), \\ \mathbf{\Pi}_{ah}(\mathbf{k}) &= m_{\alpha} (\Delta v_{\alpha})^3 \sum_q V_{\alpha}(\mathbf{k}, \mathbf{q}) \otimes V_{\alpha}(\mathbf{k}, \mathbf{q}) \cdot f_{ah}(\mathbf{k}, \mathbf{q}). \end{aligned} \right\} \quad (3.7)$$

Значение полей и всех функций, указанных в (3.6), в произвольной точке $\mathbf{x} \in \overline{\Omega}$, как и в методе частиц, вычисляются по значениям в ближайших к точке \mathbf{x} узлах сетки $\overline{\Omega}_h$ в координатном пространстве при помощи линейного взвешивания:

$$F(\mathbf{x}) = \sum_{\mathbf{k}} S_{\mathbf{x}} \left(\frac{\mathbf{x} - \mathbf{r}(\mathbf{k})}{\Delta x} \right) \cdot F_h(\mathbf{k}), \quad (3.8)$$

$$S_{\mathbf{x}}(\mathbf{x}) = \prod_{i=1}^3 W_1(x_i), \quad W_1(\lambda) = \max\{1 - |\lambda|; 0\}$$

Значение функции распределения $f_{\alpha}(\mathbf{x}, \mathbf{v})$ в произвольной точке (\mathbf{x}, \mathbf{v}) фазового пространства вычисляются по значениям (3.5) в ближайших узлах сетки $(\mathbf{r}(\mathbf{k}), V_{\alpha}(\mathbf{k}, \mathbf{q}))$ в фазовом пространстве также при помощи линейного взвешивания:

$$f_{\alpha}(\mathbf{x}, \mathbf{v}) = \sum_{\mathbf{k}} \sum_q S_{\mathbf{x}} \left(\frac{\mathbf{x} - \mathbf{r}(\mathbf{k})}{\Delta x} \right) \cdot S_{\mathbf{v}} \left(\mathbf{k}, \frac{\mathbf{v} - V_{\alpha}(\mathbf{k}, \mathbf{q})}{\Delta v_{\alpha}} \right) \cdot f_{ah}(\mathbf{k}, \mathbf{q}), \quad (3.9)$$

где $S_{\mathbf{v}}(\mathbf{k}, \mathbf{w}) = S_{\mathbf{x}}(\mathbf{w})$ для сетки (3.3), а для сетки (3.4) взвешивание в пространстве скоростей происходит вдоль осей связанной с магнитным полем системы координат, то есть $S_{\mathbf{v}}(\mathbf{k}, \mathbf{w}) = \prod_{i=1}^3 W_1(\langle \mathbf{w}; \mathbf{h}_i(\mathbf{k}) \rangle)$, где $(\mathbf{w}; \mathbf{h}_i(\mathbf{k}))$ — скалярное произведение векторов \mathbf{w} и $\mathbf{h}_i(\mathbf{k})$.

4. Схема итерационного процесса

Рассмотрим кратко основные детали схемы итерационного процесса в терминах перехода $\{F_h^{(\kappa)}\} \rightarrow \{F_h^{(\kappa+1)}\}$ от текущего приближения, обозначенного верхним индексом (κ) , к следующему, которое обозначено

верхним индексом $(\kappa+1)$, для функций распределения и функций, перечисленных в (3.6). Пусть известно приближение для полей $\mathbf{E}_h^{(\kappa)}(\mathbf{k})$ и $\mathbf{B}_h^{(\kappa)}(\mathbf{k})$. Для каждого узла $(\mathbf{r}(\mathbf{k}), V_\alpha(\mathbf{k}, \mathbf{q}))$ сетки на множестве $(\Omega \times \mathbb{R} \cup \leftarrow)$ из фазового пространства выпускаем в прошлое фазовую траекторию (2.2) (которая является решением задачи Коши (2.1)):

$$\left(\mathbf{R}_\alpha(t, \mathbf{r}(\mathbf{k}), V_\alpha(\mathbf{k}, \mathbf{q})), U_\alpha(t, \mathbf{r}(\mathbf{k}), V_\alpha(\mathbf{k}, \mathbf{q})) \right)$$

на время не более указанного в пункте 2 времени Θ_k . При этом поля в произвольной точке из $\overline{\Omega}$ определяются через значения текущего приближения полей на сетке по формулам (3.8). В случае, когда траектория вышла из $\overline{\Omega}$ и попала в приграничную область $\Gamma_\delta^{(+)}$ в некоторый момент времени $t_{(+)} = t_{(+)}(\mathbf{r}(\mathbf{k}), V_\alpha(\mathbf{k}, \mathbf{q})) \leq \Theta_k$, находим $f_\alpha(\mathbf{r}(\mathbf{k}), V_\alpha(\mathbf{k}, \mathbf{q}))$ по формуле (2.5):

$$f_\alpha(\mathbf{r}(\mathbf{k}), V_\alpha(\mathbf{k}, \mathbf{q})) = f_\alpha^{(+)}\left(\mathbf{R}_\alpha(-t_{(+)}, \mathbf{r}(\mathbf{k}), V_\alpha(\mathbf{k}, \mathbf{q})), U_\alpha(-t_{(+)}, \mathbf{r}(\mathbf{k}), V_\alpha(\mathbf{k}, \mathbf{q}))\right).$$

В результате таких действий мы найдем значения функций распределения $f_\alpha(\mathbf{r}(\mathbf{k}), V_\alpha(\mathbf{k}, \mathbf{q}))$ в тех узлах сетки на множестве $(\Omega \times \mathbb{R} \cup \leftarrow)$ из фазового пространства, через которые проходят траектории из области влета $\Gamma_\delta^{(+)}$. Затем на основе формул (3.7) численно находим вклады найденных частей функций распределения в их моменты в узлах пространственной сетки $\mathbf{r}(\mathbf{k})$. Как уже указывалось выше, либо значения функций распределения на замкнутых траекториях, либо их вклад в моменты должны определяться из специфики конкретной задачи.

В результате находим полные значения фигурирующих в (3.7) моментов функций распределения каждой компоненты плазмы. Затем по формулам в (1.3) находим плотность полного тока $\mathbf{j}_h(\mathbf{k})$, по которой в результате решения краевой задачи для системы уравнений (1.5) находим в очередном приближении магнитное поле $\mathbf{B}_h^{(\kappa+1)}(\mathbf{k})$. Далее из соответствующей специфике задачи системы уравнений находим электрическое поле $\mathbf{E}_h^{(\kappa+1)}(\mathbf{k})$. Для контроля сходимости итерационного процесса вычисляется относительное изменение полей в ходе текущей итерации

$$\delta_F^{(\kappa+1)} = 2 \left\| F_h^{(\kappa+1)} - F_h^{(\kappa)} \right\|_h / \left(\left\| F_h^{(\kappa+1)} \right\|_h + \left\| F_h^{(\kappa)} \right\|_h \right), \quad F = \mathbf{E}, \mathbf{B},$$

где $\|F\|_h$ — какая-либо сеточная норма.

5. Применение нового метода к моделированию тонкого токового слоя в хвосте магнитосферы

Новый метод был применен к моделированию тонких токовых слоев в ближнем и среднем хвосте магнитосферы Земли. Постановка задачи, а также основные теоретические вопросы и ключевые детали моделирования изложены в работах [7–9].

На основе нового метода были созданы два варианта программы: в первом расчеты выполнялись на 8 нитях 4-ядерного процессора Intel i7 с практически 100 % распараллеливанием при помощи системы OpenMP, а во втором варианте основной объем вычислений — расчет траекторий, выполнялся на графическом процессоре (GPU) Titan 1080. Второй вариант программы продемонстрировал примерно в 20 раз более высокое быстродействие.

Результаты расчетов по сравнению с ранее выполненными расчетами на основе метода частиц подтвердили существенно лучшие свойства нового метода. В частности, он оказался априорно свободен от ряда модельных эффектов, присущих методу. Также равновесная конфигурация в новом методе достигается всего за несколько итераций, в пределах 10, в то время как в расчетах по методу частиц требовалось несколько десятков итераций. Таким образом, использование нового метода позволяет на хорошем персональном компьютере с одним или двумя современными графическими процессорами (GPU) Titan 1080 моделировать задачи, для которых в случае использования метода частиц требовался бы достаточно мощный кластерный суперкомпьютер.

6. Выводы

В работе предложен новый метод численного решения системы стационарных уравнений Власова, который работает напрямую с функциями распределения. Для их аппроксимации используется фиксированная регулярная сетка в координатном пространстве и подвижная регулярная сетка в пространстве скоростей с фиксированным размером и шагом, с центром в локальной гидродинамической скорости, и с возможностью ориентации ее осей по магнитному полю. Этот прием позволяет отслеживать носитель функции распределения в пространстве скоростей при помощи сетки минимального размера.

По сравнению с методом крупных частиц главное преимущество нового метода состоит в том, что он обеспечивает возможность заранее определить расположение данных в оперативной памяти, к которым в ходе расчетов обращается каждая вычислительная нить. Это свойство позволяет создавать эффективные параллельные алгоритмы с выполнением основной части вычислений на графических процессорах. Благодаря этому предложенный метод позволяет создавать численные модели крупномасштабных процессов в бесстолкновительной космической плазме.

Благодарность. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, проект 17-01-00100, и программы ОФН РАН V.15 «Динамика разреженной плазмы в космосе и лаборатории».

Литература

1. Сигов Ю. С. Численные методы кинетической теории плазмы. М.: МФТИ, 1984. 94 с.
2. Бэдсел Ч., Ленгдон А. Физика плазмы и численное моделирование. М.: Энергоатомиздат, 1989. 452 с.
3. Eliasson B. Numerical simulations of the Fourier transformed Vlasov-Maxwell system in higher dimensions — Theory and applications // Transport Theory and Statistical Physics. 2011. Vol. 39, Issue 5–7.
4. Rieke M., Trost T., Grauer R. Coupled Vlasov and two-fluid codes on GPUs // J. Computational Physics. 2015. Vol. 283. P. 436–452.
5. Elkina N. V., Buchner J. A new conservative unsplit method for the solution of the Vlasov equation // J. Computational Phys. 2006. Vol. 213. P. 862–875.
6. Волков Т. Ф. Вопросы теории плазмы / под ред. М. А. Леонтовича. М.: Госатомиздат, 1964. Вып. 4. С. 3–19.
7. Быков А. А., Зеленый Л. М., Малова Х. В. Тройное расщепление тонкого токового слоя: новый тип плазменного равновесия // Физика плазмы. 2008. Т. 34, № 2, С. 148–155.
8. Тонкие токовые слои в бесстолкновительной плазме: равновесная структура, плазменные неустойчивости и ускорение частиц / Л. М. Зеленый и др. // Физика плазмы. 2011. Т. 37, № 2. С. 137–182.
9. Кинетические модели токовых слоев с широким магнитного поля / О. В. Мингалев // Физика плазмы. 2012. Т. 38, № 4. С. 329–344.

Сведения об авторах

Мельник Михаил Николаевич

м. н. с., Полярный геофизический институт, Апатиты
E-mail: melnik@pgia.ru

Мингалев Олег Викторович

к. ф.-м. н., зав. сектором, Полярный геофизический институт, Апатиты
E-mail: mingalev_o@pgia.ru

Мингалев Игорь Викторович,

д. ф.-м. н., зам. директора, Полярный геофизический институт, Апатиты
E-mail: mingalev_i@pgia.ru

Сецко Павел Владимирович

Программист, Полярный геофизический институт, Апатиты
E-mail: setsko@pgia.ru

Когай Татьяна Герасимовна

стажер-исследователь, Полярный геофизический институт, Апатиты

А. Е. Ганнибал

ПРИМЕНЕНИЕ НЕЙРОННОЙ СЕТИ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЛОЖНЫХ СРАБАТЫВАНИЙ АВТОМАТИЧЕСКОГО ДЕТЕКТОРА СЛАБЫХ СЕЙСМИЧЕСКИХ СОБЫТИЙ

Аннотация

Представлены схема и результаты работы алгоритма определения ложных срабатываний автоматического детектора слабых сейсмических событий с использованием перцептрона. Проведен анализ результатов работы алгоритма. Представлена классификация ошибок работы алгоритма и предложены способы их устранения.

Ключевые слова:

автоматическое детектирование сейсмических событий, нейронные сети, сейсмология.

A. E. Hannibal

THE APPLICATION OF THE NEURAL NETWORK FOR THE DETERMINATION OF THE FALSE TRIGGERING OF THE AUTOMATIC DETECTOR OF WEAK SEISMIC EVENTS

Abstract

A scheme and results of testing of an algorithm of discrimination of false alarms of automatic weak seismic event detector with the aid of perceptron are presented. The analysis of the algorithm performance is done. The classification of the algorithm's mistakes is considered and ways to eliminate the mistakes are proposed.

Keywords:

Automated seismic event detection, neural networks, seismology.

Введение

Мониторинг сейсмической активности подразумевает регистрацию сейсмических событий, происходящих в регионе. Для этого удобно использовать автоматические системы детектирования.

Однако при автоматическом детектировании слабых локальных событий, как правило, возникает большое количество ложных срабатываний. Ситуация усугубляется тем, что мониторинг таких событий имеет наибольшее значение для районов горнодобывающей промышленности, а сейсмические станции в таких регионах часто довольно зашумлены.

За сейсмическое событие могут быть ошибочно приняты шумы, вызываемые транспортом, техникой. На записях станций, расположенных недалеко от берега, это также может быть шум сильных прибрежных волн. Такой характерный источник шума, как пролет самолета, может быть легко исключен благодаря хорошо заметному эффекту Доплера. Но большинство ложных событий представляют локальные всплески шума, не обладающие достаточно заметными характерными особенностями. В связи с этим встает задача автоматического отбрасывания ложных срабатываний автоматического детектора.

Схема работы

В качестве критерия для решения данной задачи было предложено использовать огибающие записей событий в совокупности с алгоритмом распознавания образов. Огибающая рассчитывается как усредненная в окне амплитуда предварительно фильтрованного сигнала.

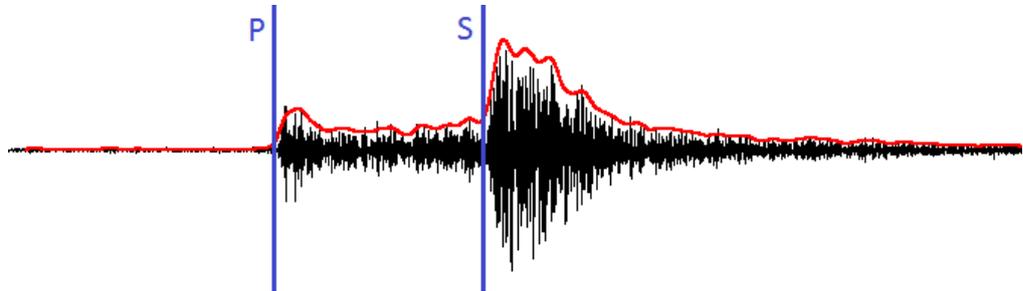


Рис. 1. Пример огибающей сигнала. Синими линиями указаны моменты приходов первичной (P) и вторичной (S) волн

При просмотре данных автоматического детектора становится очевидно, что большинство ложных событий легко отличить по их волновой форме, без использования спектрограмм и др., а огибающая является хорошим критерием «формы» события. Но для ее использования нужны нетривиальные алгоритмы сравнения или распознавания. В качестве такого алгоритма был выбран перцептрон с одним скрытым слоем [1].

Перцептрон является одной из самых простых нейронных сетей, но, как показывает практика, достаточно хорошо справляется с данной задачей. Структура такого перцептрона определяется как:

$$H = f(W_0 \cdot I)$$

$$O = f(W_1 \cdot H)$$

где I — вектор входных значений, H — вектор значений скрытого слоя, O — выходной вектор значений, W_0 , W_1 — матрицы весов, f — поэлементная пороговая функция (в нашем случае гиперболический тангенс).

В качестве входных значений берутся значения отсчетов огибающей сигнала. Выходом является вектор длиной 2, значения элементов которого показывают принадлежность сигнала к классу сейсмических событий и шумов соответственно.

В процессе обучения подбираются такие значения весовых матриц, при которых выход нейронной сети соответствует желаемому.

Процедура подготовки данных состоит из следующих этапов:

1. Автоматический детектор обнаруживает событие и определяет моменты приходов первичной (P) и вторичной (S) волн.
2. Считается усредненная амплитуда сигнала.

$$A_i^{avr} = \frac{1}{2n+1} \sum_{j=-n}^n |A_{i+j}^{fl}|$$

где A^{fl} — амплитуда сигнала, фильтрованного полосовым фильтром, n — полуширина окна суммирования в отсчетах.

3. Получившаяся кривая растягивается или сжимается и смещается так, чтобы первый отсчет соответствовал вступлению Р-волны, а двадцать шестой — S-волны.

4. Первые пятьдесят из получившихся отсчетов подаются на вход нейронной сети.

Процедура сжатия/растяжения необходима для работы алгоритма, так как перцептрон не устойчив к переносу, но также порождает определенные проблемы, описанные ниже. Возможно использование нейронных сетей инвариантных к переносу и сжатию/растяжению, таких как, например, конволюционные сети глубокого обучения [2], конволюционные глубокие сети доверия [3], позволит избавиться от необходимости данной процедуры.

Классификация ошибок

Ошибки работы данного алгоритма, в целом, делятся на два типа: первого рода — когда ложное событие помечается как реальное, и второго рода — когда реальное событие отмечается как ложное. Минимизация количества последних значительно более важна вследствие того, что события, помеченные как ложные, как правило, далее не рассматриваются.

Было выявлено, что ошибки второго рода в результате работы программы достаточно отчетливо делятся на четыре класса:

1. Ошибки обучения, вызванные недостаточностью набора данных, использованного при обучении нейронной сети. В данном случае имеет значение не количество примеров, используемых при обучении, а наличие в обучающем наборе всех типичных классов сейсмических событий, могущих встретиться нейронной сети во время ее работы. Ошибки данного рода, очевидно, можно устранить, переобучив нейронную сеть на более полном наборе данных.

2. Ошибки, вызванные слабостью события. В таких случаях часто даже специалисту бывает трудно выделить событие на фоне шума. Количество ошибок данного рода, возможно, удастся снизить, включив во входные данные сведения о поляризации сигнала [4]. Также с большой вероятностью такие события не несут большой смысловой нагрузки и ими можно пренебречь.

3. Ошибки растяжения, вызванные невозможностью отличия от шума близких событий, сильно растянутых вследствие близкого расположения вступлений фаз. Данный класс ошибок может быть уменьшен с помощью переобучения нейронной сети ценой пропуска ложных срабатываний. Но представляется более рациональным использование отдельного алгоритма для событий с неразделенными фазами.

4. Ошибки, вызванные появлением сильного всплеска шума или нового события в хвосте рассматриваемого. Методы борьбы с ошибками данного рода на данный момент не найдены.

Результаты

На данный момент нейронная сеть обучена на небольшом (150 огибающих) наборе данных, и точность ее работы проверена на другом, также небольшом (200 огибающих) массиве данных и оценивается как:

| | |
|----------------------------|------|
| Верно распознанных событий | 58 % |
| Верно распознанных шумов | 30 % |
| Ошибок первого рода | 8 % |
| Ошибок второго рода | 4 % |

Таким образом, точность работы нейронной сети составляет 88 %, тогда как количество ошибочно исключенных событий составляет 4 %.

Выводы

Такая точность не позволяет использовать нейронную сеть в качестве самостоятельного средства, но ее простота позволяет уже в данном виде легко включить ее в состав комплексной системы, использующей для определения ложных событий совокупность нескольких параметров, полученных различными способами. Программу планируется включить в систему детектирования и предварительной локации по отдельной сейсмостанции NSS [5].

Литература

1. Rosenblatt F. The Perceptron: A Probabilistic Model for Information Storage and Organization in the Brain / Cornell Aeronautical Laboratory // Psychological Review. 1958. Vol. 65, No. 6. P. 386–408.
2. Gradient-based learning applied to document recognition: Proc. IEEE / Y. LeCun et al. 86 (11): 2278–2324.
3. Convolutional Deep Belief Networks for Scalable Unsupervised Learning of Hierarchical Representations / Honglak Lee et al. ACM. 2009. P. 609–616.
4. Nguyen D. T., Brown R. J., Lawton D. C. Polarization filter for multi-component seismic data // CREWES Research Report. 1989. Vol. 7, P. 93–101. URL: <http://www.crewes.org/Reports/1989/1989-07.pdf>.
5. Asming V. E., Fedorov A. V. Possibility of using a single three-component station automatic detector-locator for detailed seismological observations // Seismic Instruments. 2015. Vol. 51, No. 3. P. 201–208.

Сведения об авторе

Ганнибал Андрей Евгеньевич

стажер-исследователь, Кольский филиал ФИЦ «Единая геофизическая служба РАН», Апатиты

