

Российская Академия Наук

ТРУДЫ

Кольского научного центра РАН



Труды Кольского научного центра РАН

4 / 2016

4/2016 (38)

ГЕЛИОГЕОФИЗИКА

выпуск 2

Апатиты
2016



Российская Академия Наук

ТРУДЫ

Кольского научного центра РАН

4/2016 (38)

издается с декабря 2010 г.

УДК 550.3

ISSN 2307-5252

Главный редактор —
д. г. м. н., проф. Ю. Л. Войтеховский

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. Мингалёв;
к. ф.-м. н. Я. А. Сахаров;
к. ф.-м. н. Ю. В. Федоренко;
к. ф.-м. н. О. В. Мингалёв;
к. ф.-м. н. В. Б. Белаховский

ГЕЛИОГЕОФИЗИКА

выпуск 2

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>

© Полярный геофизический институт, 2016
© Кольский научный центр Российской академии наук, 2016

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

Второй выпуск серии «Гелиогеофизика» составлен на основе материалов V конференции молодых ученых «Высокоширотные геофизические исследования», которая проходила 27–28 октября 2016 г. в Полярном геофизическом институте (г. Мурманск).



Публикация данного выпуска осуществлена за счет средств гранта РФФИ № 16-35-10398 мол_г.

СОДЕРЖАНИЕ

	Стр.
ФИЗИКА СОЛНЕЧНО-ЗЕМНЫХ СВЯЗЕЙ	
Германенко А. В., Балабин Ю. В. Исследование множественности с помощью виртуального нейтронного монитора.....	10
Маурчев Е. А. Применение программного комплекса RUSCOSMIC в задаче расчета основных характеристик потоков вторичных космических лучей.....	16
Белаховский В. Б., Пилипенко В. А., Самсонов С. Н. Геомагнитный и ионосферный отклик на приход межпланетной ударной волны.....	22
Пилипенко В. А., Белаховский В. Б., Сахаров Я. А., Селиванов В. Н., Билин В. А. Оценка вариаций геомагнитного поля, характеризующая возбуждение геомагнитно- индуцированных токов в линиях электропередач.....	31
Галахов А. А., Ахметов О. И. Наблюдения спектров атмосфериков в условиях высоких широт во время Форбуш-эффекта.....	41
Канатьев А. Г., Касаткина Е. А., Шумилов О. И. Воздействие солнечных и межпланетных факторов на климат севера России.....	45
Завадская Т. С., Михайлов Р. Е., Чеботарева Е. Н. Сопряженность роста микрофлоры в организме детей, проживающих в Кировско-Апатитском районе, с вариациями гелиогеофизических агентов.....	55
РАДИОФИЗИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРИРОДНЫХ СРЕД	
Ларченко А. В., Лебедь О. М., Федоренко Ю. В. Оценка влияния магнитного поля Земли на распространение СНЧ-сигналов.....	64
Ларченко А. В.,	Методы оценки и представления передаточных

Лебедь О. М., Пильгаев С. В., Федоренко Ю. В.	функций геофизических датчиков.....	73
Филатов М. В., Швец М. В., Черноус С. А.	Особенности приема навигационных сигналов на Шпицбергене в условиях развития полярных сияний.....	84
Белаховский В. Б., Пилипенко В. А., Козловский А. Е., Самсонов С. Н.	Отклик ионосферы на интенсивные УНЧ-волны по данным GPS-приемников и радара EISCAT.....	91
Пильгаев С. В., Черноус П. А., Филатов М. В., Ларченко А. В., Федоренко Ю.В.	Комплекс лавинно-обвальной сигнализации.....	97
Золотов О. В.	Анализ одного подхода к моделированию сейсмогенных токов, текущих между Землей и ионосферой.....	101
Карпов М. И.	О физическом механизме генерации мезомасштабных электрических полей в ионосфере.....	106

ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫЕ МЕТОДЫ И ИНФОРМАЦИОННЫЕ ТЕХНОЛОГИИ В ГЕОФИЗИКЕ

Орлов К. Г., Мингалёв И. В., Мингалёв В. С.	Математические модели общей циркуляции атмосферы Земли, разработанные в Полярном геофизическом институте.....	113
Федотова Е. А., Мингалёв И. В., Орлов К. Г.	Влияние облаков на нагрев атмосферы собственным излучением на средних широтах.....	124
Суворова З. В., Мингалёв И. В., Мингалёв О. В., Ахметов О. И.	Явная схема расщепления для уравнений Максвелла.....	133
Сецко П. В., Мельник М. Н.	Новый эффективный алгоритм расчета траектории заряда и его тестирование	

Мингалёв О. В., Мингалёв И. В.	на точных решениях.....	142
Котова Д. С., Клименко М. В., Клименко В. В., Захаров В. Е.	Моделирование характеристик радиотрасс в высоких широтах во время геомагнитных возмущений 26–29 сентября 2011 года.....	154
Кшевецкий С. П., Курдяева Ю. А.	Численное исследование влияния акустико-гравитационных волн от источника давления на поверхности Земли на температуру термосферы.....	161
Федоров А. В., Асминг В. Э., Ганнибал А. Е.	Вариации активности деструкции ледников архипелага Шпицберген по данным местной сети сейсмических станций.....	167
Цикал А. А.	Моделирование процессов нагрева графитового атомизатора в атомно-абсорбционной спектрофотометрии с помощью программного комплекса Ansys Fluent.....	174

Russian Academy of Sciences

4/2016 (38)

transactions

Kola Science Centre

UDC 550.3
ISSN 2307-5252

Editor-in-Chief —
Yu. L. Voitehovskiy, Dr. Sc. (Geol. and Mineral.)

Deputy Editors-in-Chief:
V. P. Petrov, Dr. Sc.
(Geol. and Mineral.),
B. V. Efimov, Dr. Sc.
(Eng.)

Editorial Council:

G. G. Matishov, Acad. of RAS,
N. N. Melnikov, Acad. of RAS,
V. K. Zhironov, Cor. Member of RAS,
A. N. Nikolaev, Cor. Member of RAS,
F. D. Larichkin, Dr. Sc. (Econ.),
V. A. Masloboev, Dr. Sc. (Eng.),
V. P. Petrov, Dr. Sc. (Geol. and Mineral.),
V. A. Putilov, Dr. Sc. (Eng.),
E. D. Tereshchenko, Dr. Sc. (Phys. and
Math.),
A. N. Vinogradov, PhD (Geol. and
Mineral.), Executive Secretary

HELIOGEOPHYSICS

Series 2

Editorial Board of Heliogeophysics Series:

V. E. Ivanov, Dr. Sc. (Eng.), Executive Editor,
A. A. Namgaladze, Dr. Sc. (Eng.),
O. I. Shumilov, Dr. Sc. (Eng.),
I. V. Mingalev, Dr. Sc. (Eng.),
Y. A. Sakharov, PhD (Eng.),
Yu. V. Fedorenko, PhD (Eng.),
O. V. Mingalev, PhD (Eng.),
V. B. Belakhovskiy, PhD (Eng.)

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, 2016
© Kola Science Centre of Russian Academy of Sciences, 2016

CONTENTS

	Page
PHYSICS OF THE SOLAR-TERRESTRIAL CONNECTIONS	
Germanenko A. V., Balabin Yu. V. Study of multiplicity using the virtual neutron monitors.....	10
Maurchev E. A. Application of the RUSCOSMIC software system in the task of calculating of the basic characteristics of secondary cosmic ray fluxes.....	16
Belakhovsky V. B., Pilipenko V. A., Samsonov S. N. Geomagnetic and ionospheric response to the arrival of the interplanetary shock wave...	22
Pilipenko V. A., Belakhovsky V. B., Sakharov Ya. A., Selivanov V. N. Bilin V. A. The estimation of the geomagnetic field variations describing the generation of the geomagnetic induced currents in the electric power lines.....	31
Galakhov A. A., Akhmetov O. I. Observations of the atmospheric spectrum during Forbush decrease in the high latitudes.....	41
Kanatjev A. G., Kasatkina E. A., Shumilov O. I. The influence of solar and interplanetary factors on the climate of the Russian North....	45
Zavadskaya T. S., Mikhaylov R. E., Chebotareva E. N. Dependents of microflora growth in the children's organism on the heliogeophysical agents variations in the Kirovsk-Apatity region	55
RADIOPHYSICS METHODS OF THE NATURAL ENVIRONMENTS INVESTIGATION	
Larchenko A. V., Lebed O. M., Fedorenko Yu. V. Estimation of the effect Earth's magnetic field on the VLF signal propagation.....	64

Larchenko A. V., Lebed' O. M., Pil'gaev S. V., Fedorenko Yu. V.	Methods estimating and presentation of transfer functions geophysical sensors.....	73
Filatov M. V., Shvets M. V., Chernous S. A.	Features of navigation signals receiving during auroral activity at Shpitsbergen.....	84
Belakhovsky V. B., Pilipenko V. A., Kozlovsky A. E., Samsonov S. N.	The ionosphere response to the intense ULF waves by the data of GPS receivers and EISCAT radar.....	91
Pilgaev S. V., Chernous P. A., Filatov M. V., Larchenko A. V., Fedorenko Yu. V.	Lavigne-landslide signaling system.....	97
Zolotov O. V.	Analysis of the approach to model seismogenic currents, flowing between the Earth and ionosphere.....	101
Karpov M. I.	On the physical mechanism of the mesoscale electric field generation in the ionosphere.....	106
NUMERICAL METHODS AND INFORMATION TECHNOLOGIES IN GEOPHYSICS		
Orlov K. G., Mingalev I. V., Mingalev V. S.	Mathematical models of the global atmospheric circulation of the Earth developed in the Polar Geophysical Institute	113
Fedotova E. A., Mingalev I. V., Orlov K. G.	Cloud influence on heating of the atmosphere by intrinsic radiation at mid-latitudes.....	124
Suvorova Z. V., Mingalev I. V., Mingalev O. V., Akhmetov O. I.	The explicit splitting scheme for Maxwell's equations.....	133
Setsko P. V., Melnik M. N., Mingalev O. V., Mingalev I. V.	New efficient algorithm for calculation of the charged particles trajectories and its testing on the exact solution.....	142

Kotova D. S., Klimenko M. V., Klimenko V. V., Zakharov V. E.	Modeling of the radio path characteristics at high latitudes during geomagnetic disturbances on September 26–29, 2011.....	154
Kshevetskii S. P., Kurdyayeva Y. A.	The numerical study of impact of acoustic-gravity waves from the pressure source on the Earth's surface on the thermosphere temperature.....	161
Fedorov A. V., Asming V. E., Hannibal A. E.	Variations of Svalbard glaciers destruction rate by local seismic stations data.....	167
Tsikal A. A.	Modeling of heating processes graphite atomizer in atomic absorption spectrophotometry using Ansys Fluent software.....	174

ФИЗИКА СОЛНЕЧНО-ЗЕМНЫХ СВЯЗЕЙ

УДК 551.521.64

А. В. Германенко, Ю. В. Балабин

ИССЛЕДОВАНИЕ МНОЖЕСТВЕННОСТИ С ПОМОЩЬЮ ВИРТУАЛЬНОГО НЕЙТРОННОГО МОНИТОРА

Аннотация

Представлены результаты исследования множественности на нейтронном мониторе (НМ) новым методом с использованием функции виртуального раздвижения. Эту функцию позволяет получить новая скоростная система регистрации. В процессе обработки реальных данных стандартного НМ предоставляется возможность создавать виртуальный НМ любой конфигурации. Организуя последовательность виртуальных НМ определенной конфигурации и исследуя события множественности на таких виртуальных приборах, можно получить пространственные характеристики событий множественности.

Ключевые слова:

космические лучи, нейтронный монитор, события множественности.

A. V. Germanenko, Yu. V. Balabin

STUDY OF MULTIPLICITY USING THE VIRTUAL NEUTRON MONITORS

Abstract

The results of the multiplicity study using neutron monitor with new method of virtual counters spacing has been presented. This feature can be obtained by using the new high-speed registration system developed in the PGI. During the processing of actual data of standard neutron monitor the ability to create a virtual neutron monitor with any configuration is provided. By organizing a sequence of virtual neutron monitors with specific configuration and exploring the multiplicity events on such virtual devices, we can get the multiplicity events spatial characteristics.

Keywords:

cosmic rays, neutron monitor, multiplicity events.

1. Введение

Несколько нейтронных мониторов (Баренцбург, Апатиты, Москва, Баксан) оснащены разработанной в ПГИ скоростной системой регистрации, фиксирующей приход каждого импульса с точностью 1 мкс и номер канала (детектора), который этот импульс произвел. Это позволяет сохранять детальную информацию о временных и энергетических характеристиках потока космических лучей, падающего на НМ. Отметим, что при регистрации нейтрона в НМ происходит его поглощение [1], соответственно действует строгое правило: один электрический импульс — один зарегистрированный нейтрон. Непрерывную запись времени прихода импульсов можно уподобить бесконечной осциллограмме, где импульсы

располагаются вдоль линии развертки по мере появления. При обработке этих данных полностью восстанавливается временная последовательность появления в НМ всех частиц. Именно после оснащения НМ такой системой появилась возможность изучать явление множественности на НМ с высокой точностью и детальностью.

Множественность на НМ — это серия импульсов с интервалами между ними в 10–500 мкс, тогда как средний интервал между импульсами 10–20 мс [1, 2]. Номер множественности соответствует числу импульсов (нейтронов). M принимает значения $M = 5–100$. Благодаря новой современной скоростной системе регистрации были получены временные профили и спектр множественности, распределение импульсов в событиях M по каналам НМ. Алгоритм поиска множественностей описан в [2, 3]. Некоторые основные результаты показаны на рис. 1. Кратко их можно сформулировать так.

События множественности имеют структуру, т. е. импульсы внутри события M следуют в определенной последовательности. Что отражено во временном профиле (рис. 1, а). Этот профиль, а также распределение событий по каналам (детекторам) указывает на то, что примерно со значения $M_S \approx 10–15$ меняется механизм генерации множественности. При M меньше M_S основной тип генерации множественности — это образование ядерных каскадов в свинце [1].

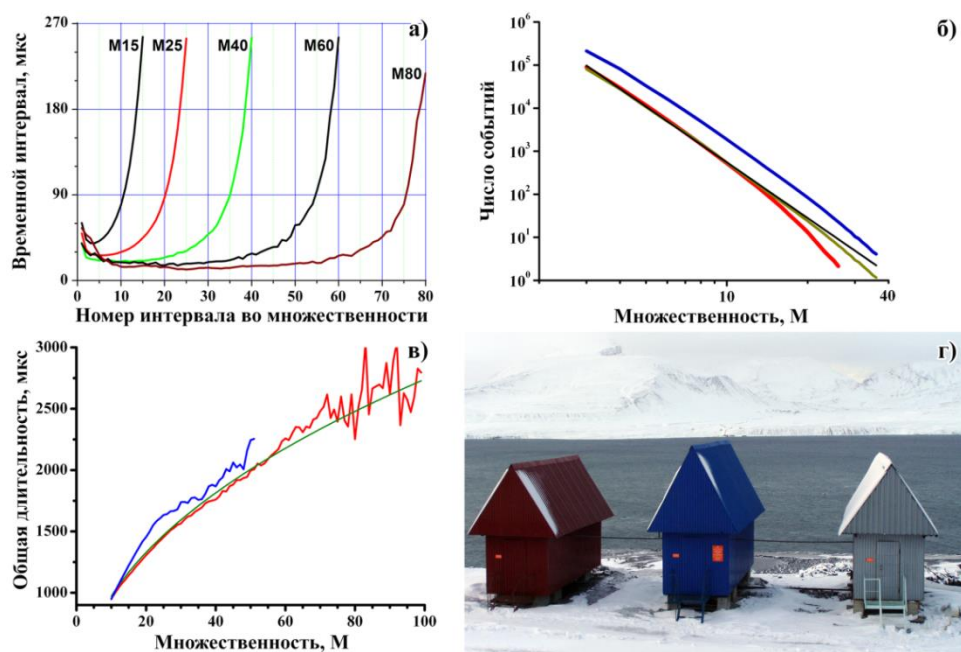


Рис. 1. Результаты исследования множественности на НМ:

а) — временные профили различных множественностей на ст. Баксан (номер множественности указан около соответствующего графика); б) — спектр множественностей на станциях Апатиты (салатная), Баренцбург (красная) и Баксан (синяя). Аппроксимирующая степенная функция показана черным цветом.

Спектр нормирован на сутки; в) — средняя полная длительность событий множественности в зависимости от номера множественности. Красная линия — Баксан, синяя — Москва, салатная — аппроксимация логарифмической функцией; г) — вид на три секции НМ в Баренцбурге. Каждая секция состоит из модуля 6-НМ-64

При M больше M_S множественность образуется при регистрации адронного ливня в атмосфере над НМ. Основной аргумент «за» — равномерное распределение импульсов по всем каналам НМ. Несмотря на то, что пробег нейтрона много больше, чем пробег гамма-кванта или протона, вероятность распространения нейтронов внутри НМ от одного ядерного каскада по всему НМ очень мала. В этом плане важны данные НМ в Баренцбурге, где три секции НМ располагаются в отдельных домиках (см. рис. 1, г) [4]. Множественность, вклад в которую дали импульсы от 1 и 2 секций, может возникнуть только при одновременном приходе многих частиц на эти секции, т. е. ливня [5]. Однако такая модульная конструкция НМ имеется только в Баренцбурге. На других станциях НМ имеют простую планарную конструкцию, когда все 18 трубок располагаются в ряд и плотно друг к другу. Хотя физически конструкция НМ не меняется, новое программное обеспечение НМ позволяет создавать виртуальный НМ с разнесенными секциями, тем самым проводить исследование пространственных характеристик множественности аналогично тому, как это делалось на НМ с отдельными секциями в Баренцбурге.

2. Исследование событий множественности с помощью виртуального монитора

Используя уникальные возможности скоростной системы, проведено оригинальное исследование множественности на стандартном НМ. Поскольку появление на НМ каждого из многих миллионов импульсов записано с точностью 1 мкс и указан при этом номер трубки, при обработке данных по специальному алгоритму из всего массива можно отобрать импульсы только от заданных трубок, сделав остальные трубки неактивными. Затем уже эти новые данные использовать для поиска и выделения событий множественности. Выбранный массив, как и исходный, также содержит точное время появления каждого импульса, разница лишь в том, что в новом массиве присутствуют импульсы только от выбранных трубок, образующих определенную конфигурацию НМ. Причем при поиске событий множественности применялся в целом тот же самый алгоритм, что и раньше, но с дополнительным условием: любое событие должно быть составлено из импульсов от обеих трубок. На рис. 2 показана схема формирования виртуальных мониторов (ВНМ).

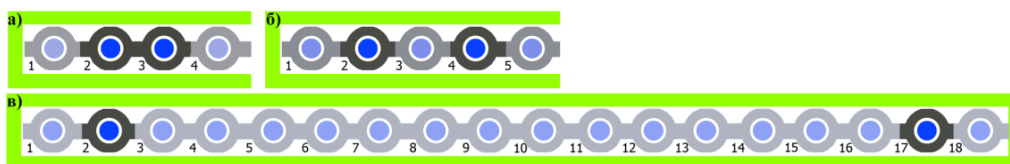


Рис. 2. Упрощенная схема нейтронного монитора 18-НМ-64 с 18 трубками. Зеленый цвет — окружающий полиэтилен, черный/серый — свинец, голубой — трубки-детекторы. Даны примеры выбора из них активных (показаны черным).

Неактивные трубки серые. На а) и б) приведены только части НМ:

- а) — виртуальный НМ, состоящий из двух соседних трубок (ВНМ2-3); б) — виртуальный НМ, состоящий из двух трубок с одной неактивной между ними (ВНМ2-4); в) — виртуальный НМ, состоящий из двух трубок (ВНМ2-17)

ВНМ2-3 — это просто часть монитора. ВНМ2-4 имеет одну неактивную трубку (третью) между парой активных. Свинец вокруг неактивной трубки

осуществляет дополнительное поглощение, что затрудняет попадание нейтронов из области второй трубки к четвертой. Однако одна неактивная трубка не обеспечивает полной независимости, так что следует ожидать проявления свойств множественности, как у ВНМ2-3, хотя и ослабленных. Затем следует ВНМ2-5, между активными трубками уже размещается две неактивных и т. д. Чем дальше друг от друга находятся две активные трубки, тем меньше вероятность, что нейтроны, возникшие около первой, могут попасть во вторую. Размер свинцовых колец, окружающих трубки, составляет ~ 50 см, так что двух неактивных трубок достаточно для полной независимости. Поэтому для ВНМ с несколькими неактивными трубками будут отражаться именно пространственные характеристики событий множественности.

Для проверки того факта, что события множественности на разных ВНМ не отличаются от тех, что возникают на стандартном НМ, были измерены временные профили множественности на ВНМ. В пределах точности измерений эти профили и по форме, и по значениям не отличаются от тех, что показаны на рис. 1, а. Таким образом, можно считать, что множественности, наблюдаемые на ВНМ, не отличаются.

На рис. 3, а, представлена зависимость числа событий множественности фиксированного значения M от количества (раздвижки) неактивных трубок между активными. Для событий $M = 8$ и $M = 15$ наблюдается острый максимум при нулевом значении (т. е. активные трубки располагаются рядом). Одна неактивная трубка между ними снижает долю до 0.2, а при трех доля событий падает до пренебрежимо малой величины. Для событий $M = 32$ доля выше 0.5 сохраняется даже при трех неактивных трубках. А при $M = 57$ зависимость от числа неактивных трубок отсутствует. Это означает следующее. События M с умеренными значениями M происходят от одной частицы целиком в пределах одной трубки. Поэтому появление даже одной неактивной трубки между ними резко снижает число событий (до 0.2).

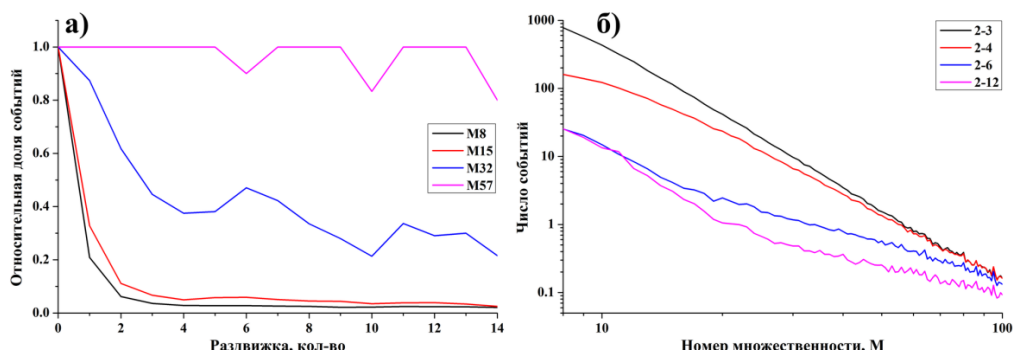


Рис. 3. Характеристики событий множественности на ВНМ:
а) — относительное число событий множественности фиксированного значения M в зависимости от количества неактивных трубок между активными. Значения нормированы на максимальное значение. Значения M приведены около графиков; б) — спектр событий множественности на некоторых ВНМ.
Тип ВНМ указан на графике

Относительное число событий от раздвижки для каждого значения M не позволяет представить его в зависимости от значения M . На рис. 3, б, показан спектр событий M для разных типов ВНМ. На нем хорошо заметен перегиб спектров при $M \sim 20$. Несмотря на разную конфигурацию ВНМ (разное число неактивных трубок), наклон спектра на интервале $M = 8-20$ примерно постоянный. При $M > 20$ наклон с увеличением числа неактивных трубок меняется.

Таким образом, с использованием ВНМ наглядно показано, что события умеренных значений M (до 15–20) формируются преимущественно (не менее 80 %) из импульсов одной трубки, т. е. это множественность, возникающая от ядерных каскадов в свинце. Возникающие в таком ядерном каскаде нейтроны способны достигнуть только ближайших трубок. В то же время для $M > 20$ зависимость от раздвижки становится малой, а при $M \approx 40$ и больше зависимости нет совсем. Это можно объяснить только тем, что такие большие множественности формируются от ливней частиц. Сначала (при $M < 40$) ливни небольшие, занимают 3–5 трубок, что соответствует 2–3 м (поперечный размер области детектирования каждой трубки 0.5 м). С ростом M размер растет, и при $M > 40$ размер ливня сравним с размером НМ (10 м). В этом случае импульсы образуются в каждой трубке, следовательно, не будет зависимости от числа неактивных трубок.

3. Заключение

Используя современную систему регистрации, которая сохраняет детальную информацию обо всех импульсах, и применяя методику формирования виртуальных НМ различной конфигурации, можно определить пространственные размеры событий M . Для этого вычислялась функция раздвижения и измерялся спектр для каждого ВНМ. Исходя из этого получено, что события M до 15–20 образуются от одиночных энергичных частиц, вызывающих ядерный каскад в свинце. Далее с ростом M наблюдается рост поперечного размера ливня, вплоть до того, что при $M = 40$ и больше размер ливня сравнивается с размером НМ.

Литература

1. Дорман Л. И. Экспериментальные и теоретические основы астрофизики космических лучей. М.: Наука, 1975. 402 с.
2. Balabin Yu. V. EAS hadronic component as registered by a neutron monitor / Yu. V. Balabin [et al.] // *Astrophys. Space Sci. Trans.* 2011. V. 7. P. 507–510.
3. Балабин Ю. В. Множественность на нейтронных мониторах: локальные адронные ливни и ШАЛ / Ю. В. Балабин [и др.] // *Известия РАН. Серия физическая.* 2011. Т. 75, № 3. С. 393–395.
4. Балабин Ю. В. Оценка размеров атмосферных адронных ливней на нейтронном мониторе в Баренцбурге / Ю. В. Балабин [и др.] // *Physics of Auroral phenomena: Proc. of the 35th annual seminar. Apatity, 2012.* P. 92–95.
5. Хаякава С. Физика космических лучей: в 2 ч. М.: Наука, 1974. 1042 с.

Сведения об авторах

Германенко Алексей Владимирович

младший научный сотрудник, Полярный геофизический институт, г. Апатиты

E-mail: germanenko@pgia.ru

Балабин Юрий Васильевич

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

E-mail: balabin@pgia.ru

УДК 524.1

Е. А. Маурчев

ПРИМЕНЕНИЕ ПРОГРАММНОГО КОМПЛЕКСА RUSCOSMIC В ЗАДАЧЕ РАСЧЕТА ОСНОВНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ПОТОКОВ ВТОРИЧНЫХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

Аннотация

Представлено краткое описание параметризации программного комплекса RUSCOSMIC для расчетов каскадов вторичных космических лучей в атмосфере Земли. Приведены типовые результаты в виде энергетических спектров различных компонент. Показаны сравнения с экспериментальными данными с учетом общей погрешности вычислений.

Ключевые слова:

космические лучи, численный метод Монте-Карло, GEANT4, PolarFox in HEP project.

E. A. Maurchev

APPLICATION OF THE RUSCOSMIC SOFTWARE SYSTEM IN THE TASK OF CALCULATING OF THE BASIC CHARACTERISTICS OF SECONDARY COSMIC RAY FLUXES

Abstract

This article gives a brief description of the RUSCOSMIC package parameterization for the secondary cosmic rays cascades calculation in the Earth atmosphere. Also it presents the typical results in the form of the various components energy spectra. Comparison with experimental data taking into account the overall computation error agrees well.

Keywords:

cosmic rays, Monte-Carlo numerical method, GEANT4, PolarFox in HEP project.

Введение

В настоящее время исследования космических лучей (КЛ) проводятся различными способами. С самого начала это были преимущественно экспериментальные методы (шары-зонды, детекторы излучения различного типа, спутники). Одной из самых современных и надежных наземных систем регистрации космических лучей является международная сеть нейтронных мониторов. По данным этой сети определяются характеристики релятивистских солнечных протонов, зарегистрированных во время событий солнечных космических лучей (СКЛ) посредством моделирования возрастных приземного фона вторичных космических лучей (события GLE [1, 2]). Также традиционно запускаются шары-зонды [3]. С началом компьютеризации активно развивается методика изучения распространения КЛ в веществе с помощью численного метода Монте-Карло.

Нами был разработан программный комплекс RUSCOSMIC®, включающий в себя модели детекторов различного типа, а также модель прохождения первичных КЛ через атмосферу Земли для получения информации о каскадах вторичных КЛ. Основой является пакет GEANT4 [4], из которого наследуются классы, отвечающие за отображение процесса взаимодействия

частиц с веществом, построение геометрии, задание начальных параметров, сбора информации о ходе моделирования, состоянии частиц и др.

В данной работе кратко описывается созданный нами программный модуль для расчета прохождения частиц различных энергий через атмосферу Земли. Использование собственной разработки позволило не только применять постоянно обновляющиеся данные для моделирования, но и расширить границы модельных исследований, поскольку без труда можно менять состояние самой модели (физические свойства вещества, различные поля и т. д.). С помощью модуля проводились расчеты как прохождения галактических космических лучей через атмосферу Земли, так и развития каскадов частиц во время некоторых событий GLE. Результатом данных работ стала база данных энергетических спектров вторичного космического излучения для различных высот. Полученные результаты могут применяться и для оценки скорости ионизации при вычислении эквивалентной дозы, и для детального исследования развития каскадов и поиска новых особенностей во время GLE. Результаты нашего моделирования сверялись с экспериментальными данными, полученными из данных полетов шаров-зондов, с которыми они имеют хорошее согласие.

Методика и результаты

Одной из самых важных в программном комплексе RUSCOSMICS является модель для расчета прохождения первичных протонов КЛ через атмосферу Земли и исследования образований каскадов вторичных КЛ. 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 [5]. На границе определяется модельный источник частиц с заданной интенсивностью и спектральной характеристикой (рис. 1).

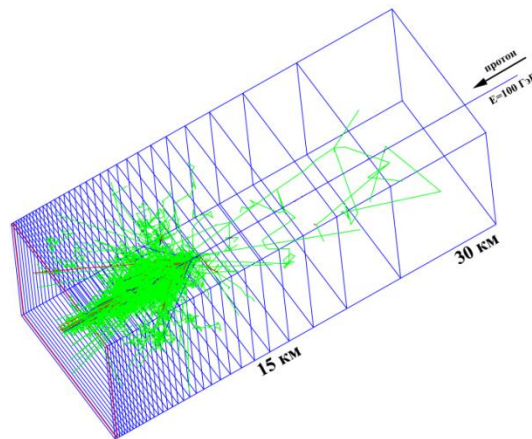


Рис. 1. Визуализация моделирования прохождения единичного протона с энергией 100 ГэВ через слои вещества атмосферы и образования каскада частиц. Хорошо видна концепция «плоской» геометрии. Различными цветами показаны заряды частиц. Синий, красный, зеленый — соответственно положительно, отрицательно и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

При прохождении частиц через вещество атмосферы рассчитываются параметры каскадов вторичных КЛ (примеры — рис. 2, 3).

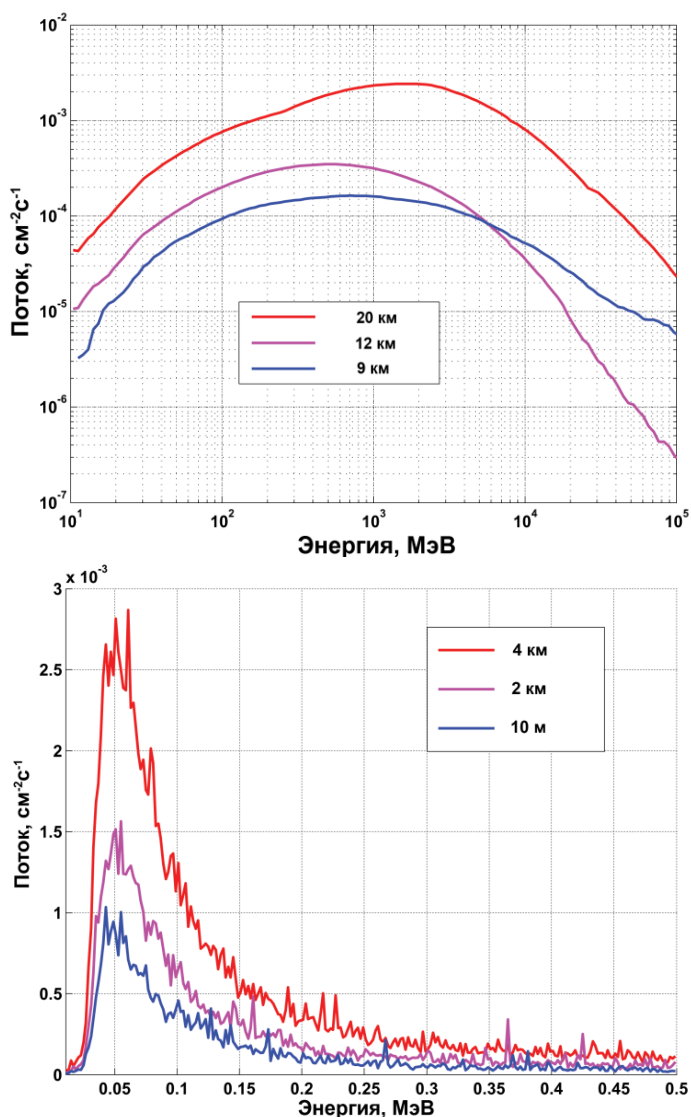


Рис. 2. Энергетические спектры протонов (сверху) и гамма-квантов (снизу), полученные в результате моделирования прохождения частиц первичных КЛ со спектром, соответствующим периоду максимума солнечной активности в отсутствие его модуляции СКЛ через атмосферу Земли

Классически высотные профили получают методом запуска шаровзондов с установленными на них детекторами, чувствительными к заряженной компоненте. Суммарный счет можно выразить через формулу

$$C_{\text{сум}} = C_{\tilde{a}^+\tilde{a}^-} + C_{\mu^+\mu^-} + C_{\delta} + 0,01\tilde{N}_{\gamma},$$

где $C_{\tilde{a}^+ \tilde{a}^-}$, $C_{\mu^+ \mu^-}$, C_{δ} , \tilde{N}_{γ} — счет, который вносят электрон-позитронная, мюонная, протонная компоненты и гамма-кванты соответственно.

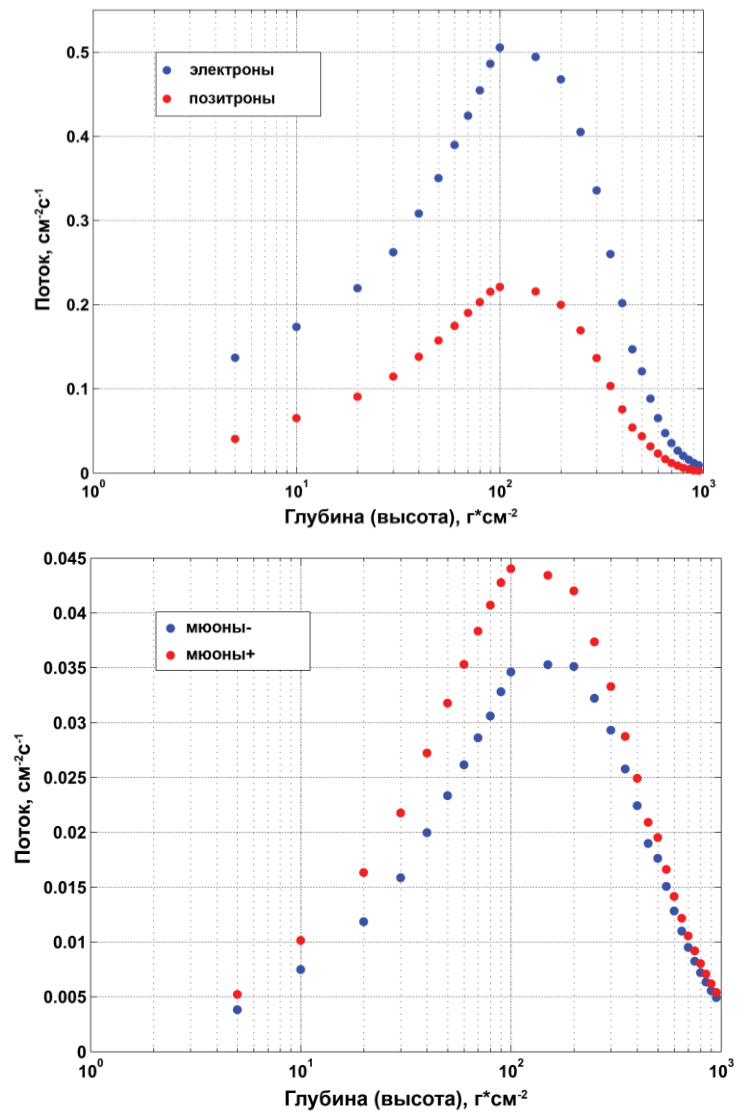


Рис. 3. Высотные профили электрон-позитронной (сверху) и мюонной (снизу) компонент, полученные в результате моделирования прохождения частиц первичных КЛ со спектром, соответствующим периоду максимума солнечной активности в отсутствие его модуляции СКЛ через атмосферу Земли

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.

Сумму среднестатистической погрешности и внутренней погрешности метода в результатах удобно представить с помощью ширины линии, что отражено на рис. 5.

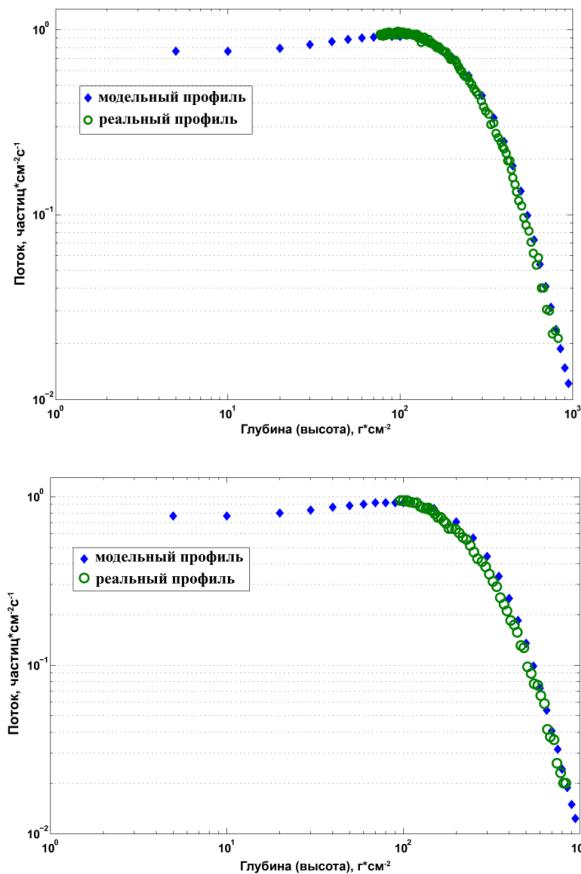


Рис. 4. Сравнение экспериментальных данных (04.09.2009 (сверху) и 21.12.2009 (снизу)) и данных, полученных в результате моделирования прохождения частиц ГКЛ через атмосферу Земли и обработанных в соответствии с формулой

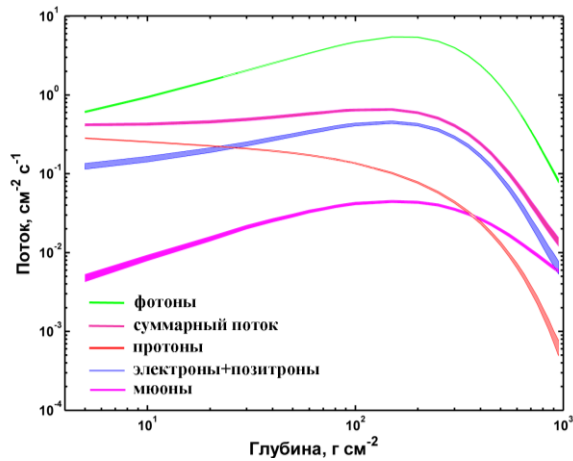


Рис. 5. Высотные профили для различных сортов частиц, представленные с указанием интервала ошибки вычисления, полученные в результате моделирования прохождения ГКЛ через атмосферу Земли. Ширина линии означает суммарное отклонение от среднего и включает в себя как стандартную, так и внутреннюю ошибку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

Заключение

К сожалению, детальное исследование характеристик потоков вторичных КЛ является актуальной, отдельной задачей и его описание не входит в рамки данной работы. На сегодня эти данные используются нами для построения глобальной модели ионизации и в полном объеме будут описаны в последующих работах. Отдельным и огромным плюсом является тот факт, что полученные результаты подлежат сравнению с экспериментальными данными, и для этого существует огромная, накопленная годами, информационная база. В заключение стоит заметить, что первые сравнения уже дали хорошее согласие с небольшими, в районе ~ 10 % от среднего, отклонениями.

Литература

1. Vashenyuk E. V., Balabin Yu. V., Gvozdevsky B. B. Relativistic solar cosmic ray dynamics in large ground level events // Inst. of Exp. Phys.: Proc. 21-st ECRS, Kosice, Slovakia, 9–12 September, 2008 / Slovak Academy of Sci. 2009. 264–268.
2. Shea M. A., Smart D. F. Possible evidence for a rigidity dependent release of relativistic protons from the solar corona // Space Sci. Rev. 1982. 32. 251–271.
3. Bazilevskaya G. A. Cosmic ray Induced Ion Production in the Atmosphere / G. A. Bazilevskaya [et al.] // Space Sci. Rev. 2008. 137.
4. Agostinelli S. Geant4 — a simulation toolkit, Nuclear Instruments and Methods / S. Agostinelli [et al.] // Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 506 (3): 250. Bibcode:2003NIMPA.506...250A. DOI: 10.1016/S0168-9002(03)01368-8.
5. Picone J. M. NRLMSISE-00 empirical model of the atmosphere: Statistical comparisons and scientific issues / J. M. Picone [et al.] // J. Geophys. Res. 2002. 107(A12). 1468. DOI:10.1029/2002JA009430.

Сведения об авторах

Маурчев Евгений Александрович

научный сотрудник, Полярный геофизический институт, г. Апатиты

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

ГЕОМАГНИТНЫЙ И ИОНОСФЕРНЫЙ ОТКЛИК НА ПРИХОД МЕЖПЛАНЕТНОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ

Аннотация

В данной работе исследован магнитосферный и ионосферный отклик на SSC-событие 24 января 2012 г. SSC-импульс вызвал резкое увеличение концентрации плазмы, модуля геомагнитного поля, потоков заряженных частиц в магнитосфере по данным спутников GOES, THEMIS. Показано, что SSC-импульс вызвал увеличение полного электронного содержания (ПЭС) ионосферы ($\Delta\text{ПЭС} \leq 7-8\%$), определяемого по данным GPS-приемников в Скандинавии. По данным радара VHF EISCAT в Тромсё, основной вклад в умножение ПЭС вносит увеличение концентрации в нижней части ионосферы (100–180 км). По-видимому, отклик ПЭС вызван выпадением заряженных частиц в ионосферу. SSC-импульс вызвал резкий рост риометрического поглощения в Скандинавии и интенсивности полярных сияний по данным обсерватории Барецбург (архипелаг Шпицберген), он стал триггером суббури в ночном секторе и вызвал генерацию резонансных Pc4–5 геомагнитных пульсаций в утреннем секторе.

Ключевые слова:

магнитная буря, межпланетная ударная волна, внезапное начало, магнитосфера, ионосфера, GPS приемники, радар EISCAT, дневные полярные сияния.

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

GEOMAGNETIC AND IONOSPHERIC RESPONSE TO THE ARRIVAL OF THE INTERPLANETARY SHOCK WAVE

Abstract

The magnetosphere and ionosphere response to the SSC event at 24 January 2012 was investigated. The SSC impulse produces abrupt increase of plasma density, magnetic field magnitude, fluxes of energetic particles in the magnetosphere by GOES, THEMIS spacecraft data. It is shown that SSC cause the increase of the TEC ($\Delta\text{TEC} \leq 7-8\%$), determined by the GPS receivers in Scandinavia. The main contribution to TEC have the density increase in the lower part of the ionosphere (100-180 km) determined by VHF EISCAT radar in Tromso. So the TEC response obviously caused by the particle precipitation into the ionosphere. The SSC cause strong the increase of the CNA in Scandinavia and aurora intensity by Barentsburg observatory data (arch. Spitsbergen). SSC produce the substorm development on the nightside and generation of resonance geomagnetic Pc4-5 pulsations on the morning side.

Keywords:

magnetic storm, interplanetary shock wave, sudden commencement, magnetosphere, ionosphere, GPS receivers, EISCAT radar, dayside aurora.

1. Введение

Приход межпланетной ударной волны к магнитосфере вызывает ее сжатие, которое проявляется на магнитометрах как импульсное возмущение SSC (storm sudden commencement), предупреждающее о начале геомагнитной бури, или SI (sudden impulse) [1]. Межпланетная ударная волна, представляющая из

себя быструю МГД ударную волну, характеризуется резким увеличением скорости, плотности солнечного ветра и величины магнитного поля.

SSC-событие, наблюдаемое на Земле, является суперпозицией двух полей DL-поля (low disturbances) и DP-поля (polar disturbances):

$$D_{SSC} = DL + DP_{PI} + DP_{MI}.$$

DL-поле вызвано токами на магнитопаузе, информация об изменении поля передается вглубь магнитосферы посредством быстрой магнитозвуковой волны. Отклик на изменение DL-поля лучше всего виден на низких и средних широтах. DP-поле возникает в полярной области и вызвано ионосферными и продольными токами. DP поле разлагается на две части, DP_{PI} и DP_{MI} , соответствующие предварительному (PI) и главному (MI) импульсам. Знаки этих двух импульсов зависят от широты и местного времени. PI есть результат распространения быстрой магнитозвуковой волны с последующей ее трансформацией в альвеновскую моду в результате сжатия магнитосферы. MI связано с усилением токов на магнитопаузе в период ее сжатия [2]. На средних и низких широтах отрицательный импульс PI может предшествовать главному MI импульсу, но может наблюдаться и только главный положительный MI-импульс. Двухимпульсная структура не наблюдается ни на геостационарной орбите, ни в солнечном ветре [2] и есть результат действия токов в ионосфере. SSC-импульс появляется в высоких широтах на несколько минут раньше, чем в низких.

С появлением SSC связан целый комплекс геофизических явлений, таких как поджатие границы магнитосферы, высыпание заряженных частиц различных энергий в атмосферу Земли, появление геомагнитных пульсаций Psc3-5 [3], Pc1 [4], резкое возрастание уровня ОНЧ-шумов [5].

Характеристики полярных сияний во время SSC исследовались с помощью как наземных [6, 7], так и спутниковых [8, 9] наблюдений. Было показано, что резкие увеличения динамического давления солнечного ветра сопровождаются значительным увеличением яркости дискретных форм сияний и диффузного свечения как в ночном, так и в дневном секторах аврорального овала. В работе [8] введен термин «shock-auroga», связанный с появлением полярных сияний во время SSC. Увеличение поглощения космического радиоизлучения во время SSC получило название SCA (Sudden Commencement Absorption) [10]. Рост интенсивности сияний и поглощения может быть объяснен в рамках одной модели — рассеяния частиц в конус потерь из-за развития электронно-циклотронной турбулентности [11]. В этой модели волна сжатия, генерируемая во время SSC, приводит к увеличению коэффициента анизотропии плазмы, развитию электронно-циклотронной неустойчивости и, как следствие, к рассеянию частиц в конус потерь.

В данной работе проведен детальный анализ отдельного SSC события 24 января 2012 г. с использованием максимально полного комплекса современных наземных и спутниковых наблюдений, который позволяет сопоставить различные аспекты воздействия SSC на геомагнитное поле и ионосферу.

2. Данные наблюдений

Для характеристики параметров солнечного ветра и межпланетного магнитного поля (ММП) были использованы данные базы OMNI. Данные спутников THEMIS, геостационарных спутников GOES-13, 15 использовались

для наблюдения за геомагнитным полем и потоками заряженных частиц в магнитосфере, а также данные магнитометров сетей IMAGE, CARISMA, MAGDAS. Для определения вертикального полного электронного содержания ионосферы (ПЭС) были использованы данные двухчастотных GPS-приемников в Скандинавии. Данные радара некогерентного рассеяния EISCAT в Тромсё позволяют определить концентрацию, скорость ионосферной плазмы, температуру ионов, электронов. Данные скандинавских риометров использовались для характеристики потоков высыпавшихся электронов (30 кэВ). Были использованы данные гиперспектральной камеры всего неба NORUSCA II в обсерватории Баренцбург Полярного геофизического института.

3. Событие 24 января 2012 года

3.1. Геофизическая обстановка

SSC-импульс, вызванный приходом к магнитосфере межпланетной ударной волны, был зарегистрирован около 15.00 UT по вариациям SYM-H индекса (рис. 1).

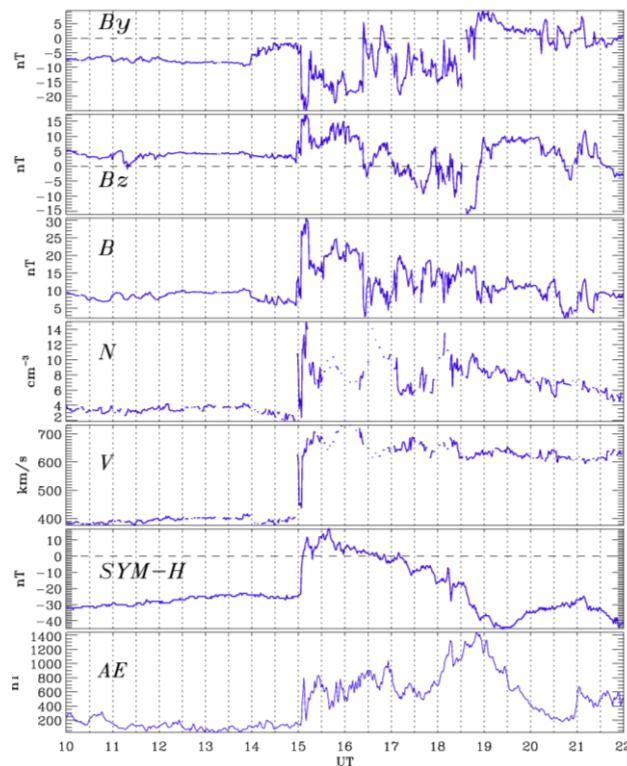


Рис. 1. B_y -, B_z -компоненты ММП, модуль B ММП, плотность N , скорость V солнечного ветра, SYM-H-индекс, AE-индекс

Приход межпланетной ударной волны сопровождался резким увеличением скорости (до ~ 700 км/с), плотности (до ~ 15 см $^{-3}$) солнечного ветра, модуля ММП перед головной ударной волной. Отрицательная B_z -компонента ММП установилась только спустя примерно через 2 часа после SSC-события.

После SSC-импульса наблюдалась слабая геомагнитная буря 24–25 января 2012 г. ($Dst = -71$ нТл). SSC-импульс вызвал увеличение суббуравой активности ($AE \sim 800$ нТл).

3.2. Магнитосферные наблюдения

В момент SSC-импульса, по данным геостационарного спутника GOES-13 (MLT = UT-5), наблюдалось резкое увеличение H_r -компоненты (рис. 2), приблизительно совпадающей с направлением магнитного поля в районе геостационарной орбиты, и модуля поля H_t . В результате бетатронного ускорения в магнитосфере резко увеличился поток энергичных электронов (40–475 кэВ) (рис. 2). В азимутальной компоненте геомагнитного поля наблюдались широкополосные пульсации P α -5 диапазона.

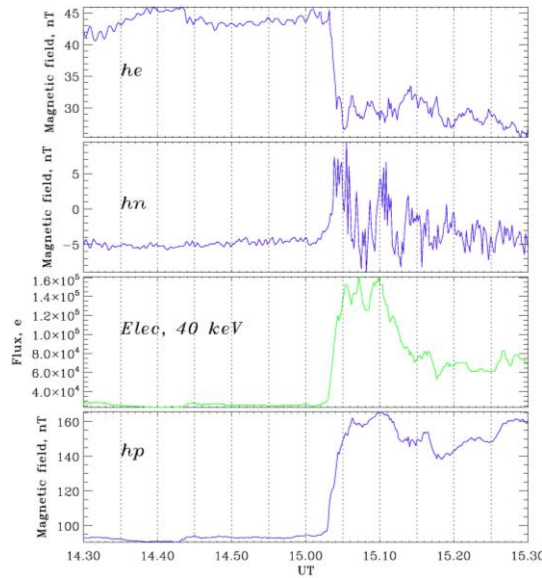


Рис. 2. Радиальная H_r -компонента, азимутальная H_n -компонента магнитного поля, поток электронов с энергией 40 кэВ, вертикальная H_p -компонента магнитного поля по данным спутника GOES-13

По данным спутников THEMIS-A, D, E, которые находились в утреннем секторе магнитосферы ($X \sim 6.5 R_E$, $Y \sim -8R_E$, $Z \sim 5R_E$), удалось проследить последовательное распространение SSC-импульса внутри магнитосферы с временной задержкой 2–3 с (не показано). SSC-импульс вызвал резкое увеличение концентрации магнитосферной плазмы примерно с 1 до 50 cm^{-3} , температуры, скорости, потоков энергичных электронов.

Для того чтобы ответить на вопрос, является ли зарегистрированный спутником THEMIS-A SSC-импульс ударной волной, было определено магнитозвуковое число Маха (M_f), которое представляет собой отношение скорости возмущения к скорости быстрых магнитозвуковых волн (БМЗ) в данной среде:

$$\dot{M}_f = \frac{V_{sh}}{\sqrt{C_S^2 + V_A^2}},$$

где V_{sh} — скорость ударной волны, C_s — скорость звука ($C_s = \sqrt{\gamma Z k T_e / m_p}$), V_A — альвеновская скорость ($V_A = B / \sqrt{\mu_0 \rho}$).

Скорость ударной волны определяется из формулы [12]:

$$V_{sh} = \frac{\rho_2 \bar{v}_2 - \rho_1 \bar{v}_1}{\rho_2 - \rho_1} \bar{n}, \quad \bar{n} = \pm \frac{(\bar{B}_1 - \bar{B}_2) \times (\bar{B}_1 \times \bar{B}_2)}{(\bar{B}_1 - \bar{B}_2) \times (\bar{B}_1 \times \bar{B}_2)},$$

где ρ, v — плотность и скорость магнитосферной плазмы; B — магнитное поле, индекс 1 обозначает характеристики среды до прихода ударной волны, индекс 2 обозначает характеристики среды после прихода ударной волны, n — нормаль к фронту ударной волны.

Оценки показывают, что скорость SSC-импульса V_{sh} составила 778 км/с, альвеновская скорость V_A при $B = 74$ нТл, $\rho = 0.8 \text{ см}^{-3}$ равна 1823 км/с, скорость звука C_s — 276 км/с. Таким образом, магнитозвуковое число Маха M_f составило ≈ 0.4 , то есть SSC-импульс, регистрируемый внутри магнитосферы спутником THEMIS-A, уже не является ударной волной.

3.3. Наземный геомагнитный отклик

SSC-импульс сопровождался положительным скачком в X-компоненте геомагнитного поля во всех секторах местного геомагнитного времени (MLT). В вечернем секторе (магнитометры сети IMAGE) главному импульсу (MI) предшествовал предварительный импульс (PI) (рис. 3). На магнитограммах указан код станции, геомагнитная широта.

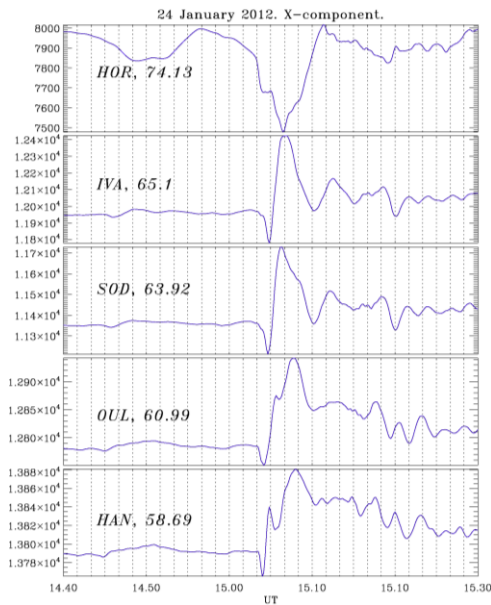


Рис. 3. Вариации X-компоненты геомагнитного поля [нТл] по данным меридиональной цепочки станций сети IMAGE

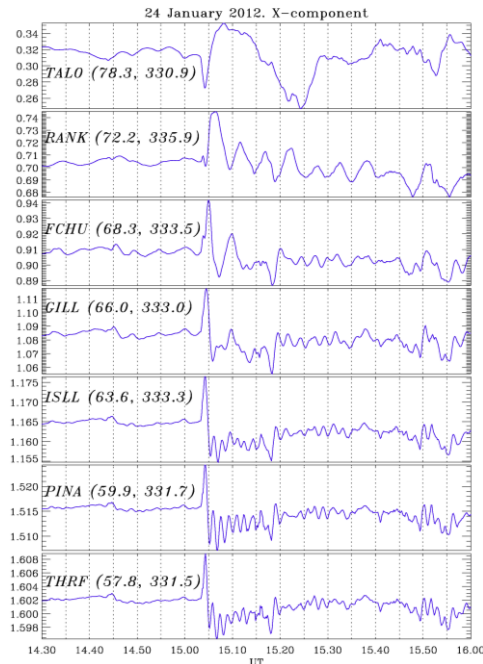


Рис. 4. Вариации X-компоненты геомагнитного поля [нТл/10⁴] по данным меридиональной цепочки станций сети CARISMA

Для SSC-импульса наблюдается распространение от низких к высоким широтам. На станции HOR SSC импульс имел несколько другую форму.

В утреннем секторе (магнитометры сети CARISMA) SSC-импульс вызвал возбуждение геомагнитных Pc5 пульсаций (рис. 4). Видно заметное увеличение периода колебаний с увеличением геомагнитной широты, что свидетельствует о том, что данные МГД-колебания возбуждаются за счет резонанса силовых линий внутри магнитосферы. Если на станциях PINA, THRF период колебаний составил около 1,5 мин., то на станции RANK — 5 мин.

В ночном секторе (русская станция Pebek — PBK) SSC-импульс практически сразу вызвал развитие геомагнитной суббури (величина магнитной бухты $\Delta X \sim 700$ нТл), хотя в момент SSC B_z -компонента ММП была положительной и сохраняла свой знак еще около 2 ч.

3.4. Ионосферный отклик

По данным GPS-приемника, на станции KIR было определено полное электронное содержание ионосферы для различных спутников (рис. 5). Наклонный ПЭС был пересчитан в вертикальный (VTEC). Ионосферные проекции луча, соединяющего GPS-спутники и наземный приемник на станции KIR, показаны на рис. 6.

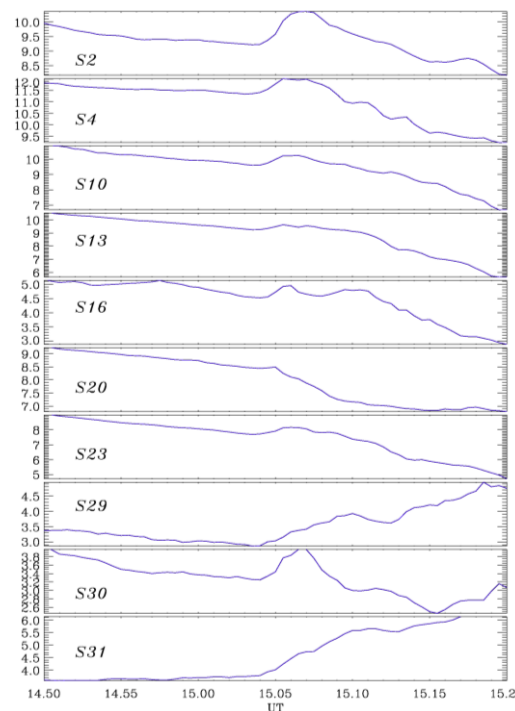


Рис. 5. Вариации полного электронного содержания ионосферы по данным различных GPS спутников и приемника на станции KIR

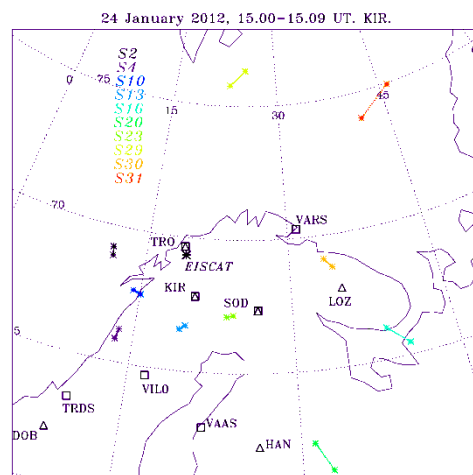


Рис. 6. Карта расположения наземных геомагнитных станций (треугольники), GPS-приемников (квадраты), радара EISCAT (звездочка). Цветными линиями показаны проекции на ионосферу пролетов GPS-спутников

В данной работе впервые был обнаружен отклик ПЭС ионосферы на SSC-импульс, который, по данным различных спутников, характеризуется увеличением ПЭС примерно в 15.03 UT, при этом $\Delta\text{ПЭС}/\text{ПЭС} \approx 7\text{--}8\%$, что составляет небольшое значение.

По данным радара EISCAT, в Тромсё максимальное увеличение электронной концентрации наблюдалось в интервале высот 100–180 км (рис. 7), то есть, по-видимому, нижняя часть ионосферы (E-слой, нижняя часть F-слоя) дает наибольший вклад в увеличение ПЭС во время SSC-события. Поэтому мы полагаем, что высыпание заряженных частиц в ионосферу внесло основной вклад в увеличение ПЭС. Также, по данным радара EISCAT, наблюдался резкий рост температуры ионов и электронов в момент SSC-импульса в диапазоне высот 140–180 км, однако в скорости ионосферной плазмы заметного отклика на SSC-импульс не было зафиксировано.

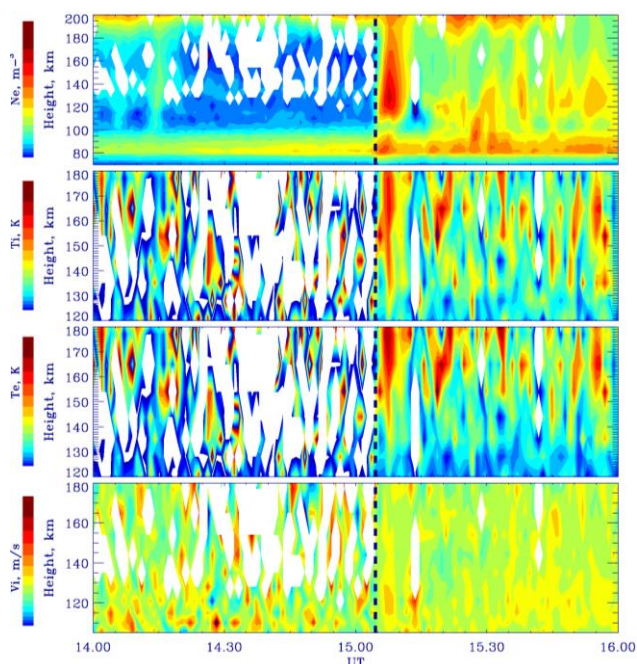


Рис. 7. Вариации концентрации N_e ионосферной плазмы, температуры ионов T_i , электронов T_e , скорости V_i с высотой по данным радара VHF EISCAT в Тромсё

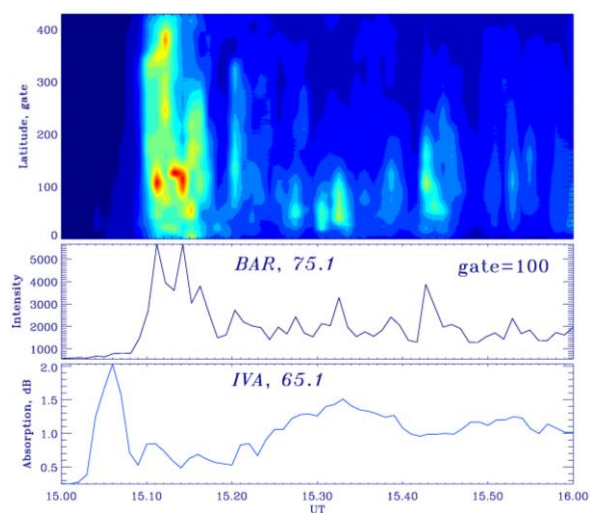


Рис. 8. Кеограмма полярных сияний в эмиссии 557.7 нм, широтный разрез интенсивности сияний по данным камеры всего неба NORUSCA на станции Баренцбург (BAR); риометрическое поглощение на станции IVA

Как можно судить по резкому увеличению поглощения космического радиоизлучения по данным риометров в Скандинавии в диапазоне геомагнитных широт 59–74°, SSC-импульс способствовал высыпанию заряженных частиц в ионосферу. Наибольший по амплитуде отклик в риометрическом поглощении наблюдался на станции IVA, $\Phi \sim 65^\circ$ (рис. 8). Детальный анализ показывает, что увеличение поглощения по времени совпало с предварительным импульсом в магнитном поле.

Резкое увеличение интенсивности полярных сияний в широком диапазоне эмиссий (427.8–700 нм) было зарегистрировано гиперспектральной камерой ПГИ NORUSCA II в обсерватории Баренцбург (Шпицберген) (рис. 8). Интересно, что скачок поглощения на станции IVA ($\Phi = 65.1^\circ$) наблюдается на 5 мин. раньше, чем на станции BAR ($\Phi = 75^\circ$). По-видимому, это связано с тем, что SSC-импульс регистрируется раньше на низких широтах, чем на более высоких широтах.

Заключение

В работе проведен детальный анализ внезапного начала геомагнитной бури 24 января 2012 г. Спутниковые наблюдения показывают, что SSC-импульс внутри магнитосферы способствовал резкому увеличению концентрации плазмы, потоков заряженных частиц, температуры, скорости, величине геомагнитного поля. Во внешней магнитосфере SSC-импульс уже не является ударной волной.

Впервые показано, что SSC-импульс вызывает резкое увеличение ПЭС ионосферы до 7–8 %, определяемое по данным GPS-приемников, в вечернем секторе. Наибольший вклад в скачок в ПЭС вносит нижняя часть ионосферы (100–180 км). По-видимому, скачок в ПЭС вызван высыпанием заряженных частиц в ионосферу. SSC-импульс привел к резкому увеличению интенсивности полярных сияний по данным гиперспектральной камеры всего неба NORUSCA II в обсерватории Баренцбург (Шпицберген). Также SSC-импульс вызвал резкое увеличение риометрического поглощения в Скандинавии.

Анализ данных мировой сети магнитометров показал, что SSC-импульс явился триггером развития суббури в ночном секторе и возбуждения резонансных геомагнитных Pc4-5 пульсаций в утреннем секторе.

Благодарности. Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ: № 16-35-60049 мол_а_дк и № 15-45-05108 р_восток_а (СС, ПВ).

Литература

1. Нишида А. Геомагнитный диагноз магнитосферы / под ред. Я. И. Фельдштейна; пер. А. Е. Левитина. М.: Мир, 1980. 299 с.
2. Araki T. A physical model of the geomagnetic sudden commencement // Solar wind sources of magnetospheric ultra-low-frequency waves: Geophys. monograph. Washington: D.C., 1994. 81. P. 183–200. (Ser. AGU).
3. Амата Э. Psc-5 пульсации на геостационарной орбите / Э. Амата [и др.] // Геомагнетизм и аэрномия. 1986. Т. 26, № 2. С. 283–287.

4. Troitskaya V. A. Pulsations of the Earth's electromagnetic field with periods of 1 to 15 s and their connection with phenomena in high atmosphere // J. Geophys. Res. 1961. 66. P. 5–18.
5. Gail W. B. Characteristics of wave-particles interactions during sudden commencements, 1. Ground-based observations / W. B. Gail [et al.] // J. Geophys. Res. 1990. 95, A1. P. 119–137.
6. Воробьев В. Г. Эффекты в полярных сияниях, связанные с SC // Геомагнетизм и аэрномия. 1974. Т. 14, № 1. С. 90–92.
7. Воробьев В. Г. Особенности полярных сияний в утреннем секторе после SC / В. Г. Воробьев [и др.] // Геомагнетизм и аэрномия. 2008. Т. 48. № 2. С. 162–172.
8. Zhou X.-Y. Shock aurora: FAST and DMSP observation / X.-Y. Zhou [et al.] // J. Geophys. Res. 2003. V. 108, No. A4.
9. Liou K. Investigation of external triggering of substorms with Polar ultraviolet imager observations / K. Liou [et al.] // J. Geophys. Res. 2003. V. 108, No. A10.
10. Brown R. Large-scale electron bombardment of the atmosphere at the sudden commencement of a geomagnetic storm / R. Brown [et al.] // J. Geophys. Res. V. 66. P. 1035–1041. 1961.
11. Coroniti F. V., Kennel C. F. Electron Precipitation Pulsations // J. Geophys. Res. 1970. 75, No. 7. P. 1279–1289.
12. Баранов В. Б., Краснобаев К. В. Гидродинамическая теория космической плазмы. М.: Наука, 1977. 334 с.

Сведения об авторах

Белаховский Владимир Борисович

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

Пилипенко Вячеслав Анатольевич

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

Самсонов Сергей Николаевич

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

УДК 550.385.4

В. А. Пилипенко, В. Б. Белаховский, Я. А. Сахаров, В. Н. Селиванов, В. А. Билин

**ОЦЕНКА ВАРИАЦИЙ ГЕОМАГНИТНОГО ПОЛЯ, ХАРАКТЕРИЗУЮЩАЯ
ВОЗБУЖДЕНИЕ ГЕОМАГНИТНО-ИНДУЦИРОВАННЫХ ТОКОВ
В ЛИНИЯХ ЭЛЕКТРОПЕРЕДАЧ**

Аннотация

Данные системы регистрации геомагнитно-индуцированных токов (ГИТ) Полярного геофизического института (ПГИ) и Центра физико-технических проблем энергетики Севера (ЦФТПЭС) КНЦ РАН в линиях электропередач Кольского п-ова и Карелии, а также данные магнитометров сети IMAGE использованы для исследования характеристик variability геомагнитного поля. Применение различных методик для магнитной бури, начавшейся 17 марта 2013 г., показывает, что ионосферные токи флуктуируют в направлениях восток-запад и север-юг. Таким образом, ГИТ наблюдаются как в восточно-западном, так и в северно-южном направлениях, представляя опасность для энергетических систем, вытянутых в том числе в северно-южном направлении.

Ключевые слова:

геомагнитно-индуцированные токи, магнитная буря, суббуря, космическая погода

V. A. Pilipenko, V. B. Belakhovsky, Ya. A. Sakharov, V. N. Selivanov, V. A. Bilin

**THE ESTIMATION OF THE GEOMAGNETIC FIELD VARIATIONS DESCRIBING
THE GENERATION OF THE GEOMAGNETIC INDUCED CURRENTS
IN THE ELECTRIC POWER LINES**

Abstract

Data of the geomagnetic induced currents (GIC) registration system of the Polar geophysical institute and CPTPEN of the KSC RAS in the electric power lines of the Kola Peninsula and Karelia, IMAGE magnetometer data was used for the investigation of the characteristics of the geomagnetic field variability. The usage of the different methods for the geomagnetic storm started at 17 March 2013 year show that the ionosphere currents fluctuate not only in the east-west direction as well in the north-south direction. So GIC directed in the east-west and in the north-south direction and can produce hazard for the power lines extended in the north-south direction.

Keywords:

geomagnetic induces currents, magnetic storms, substorms, space weather.

1. Введение

Одним из наиболее существенных проявлений космической погоды для наземных технологических систем являются электрические геомагнитно-индуцированные токи (по западной терминологии — *geomagnetically induced currents, GIC*), возбуждаемые в поверхностных слоях Земли при резких изменениях геомагнитного поля. Наведенные ГИТ опасны для трубопроводов [1], магистральных кабельных линий, высоковольтных линий электропередач, железнодорожного оборудования, морских коммуникационных кабелей, телефонных и телеграфных линий [2].

Известны многочисленные примеры катастрофических последствий некоторых событий космической погоды, имевшие место в США, Канаде, Скандинавии и Японии [3]. Наиболее интенсивные токи (до сотен ампер) и электрические поля (> 10 В/м) возбуждаются на авроральных широтах при магнитных бурях и суббурях [4]. Вариации магнитного поля с $dB/dt > 40$ нТ/с привели к нарушениям в работе скандинавских энергетических сетей. Наведенные токи вызывают насыщение, перегрев и даже повреждение высоковольтных трансформаторов на электрических подстанциях [5].

Наиболее активные проявления геомагнитных возмущений и наведенных токов наблюдаются на авроральных широтах, поэтому в северных странах (США, Канада, Великобритания, Скандинавские страны) с 1970-х гг. началось изучение влияния ГИТ на наземные технологические системы и выработка возможных мер, снижающих негативные последствия. Страны, расположенные в средних и низких широтах, также обеспокоены возможным влиянием ГИТ на технологические системы [6]. Уровень и размах отечественных исследований по этому направлению явно отстает от работ в передовых странах. Кроме того, в отличие от Скандинавских стран и Канады район Российской Арктики не имеет достаточно плотной сети магнитных станций.

Хотя наибольшие магнитные возмущения на земной поверхности создаются авроральным электроджетом, в быстрые изменения геоэлектрического поля, существенные для возбуждения ГИТ, заметный вклад вносят мелкомасштабные ионосферные токовые структуры [7]. Даже простое сопоставление широтных профилей величин геомагнитного возмущения B и производной dB/dt показывает, что хотя возмущение в X -компоненте может быть больше, чем в Y -компоненте, производные dX/dt и dY/dt сопоставимы, а суточный ход производной dB/dt не повторяет ход B .

Таким образом, для описания вариабельности геомагнитного поля и связанных с ними ГИТ необходимо применение более тонких характеристик, чем широко используемая производная X -компоненты поля dX/dt . В данной работе делается попытка применить некоторые новые характеристики к описанию вариабельности геомагнитного поля во время магнитных бурь и суббурь. В работе использованы данные Полярного геофизического института и Центра физико-технических проблем энергетики Севера КНЦ РАН по регистрации ГИТ в линиях электропередач на Кольском п-ове и Карелии, а также магнитные данные сети IMAGE.

2. Используемые данные

В рамках проекта EURIGIC ПГИ совместно с ЦФТПЭС создана единственная в России система регистрации воздействия магнитосферных возмущений на энергосистему [8, 9]. Данная система регистрации расположена на Кольском п-ове и в Карелии и включает в себя пять станций, координаты и названия станций даны в табл. 1. В работе были использованы данные четырех станций — VKH, RVD, LKH, KND (рис. 1). Измеряемым параметром является квази-постоянный ток, протекающий в глухозаземленной нейтрали автотрансформатора, который связан с ГИТ в линии электропередачи (ЛЭП). Для исследования выбраны подстанции Кондопога, Лоухи, Титан и Выходной на магистральной линии 330 кВ и подстанция Ревда на линии 110 кВ.

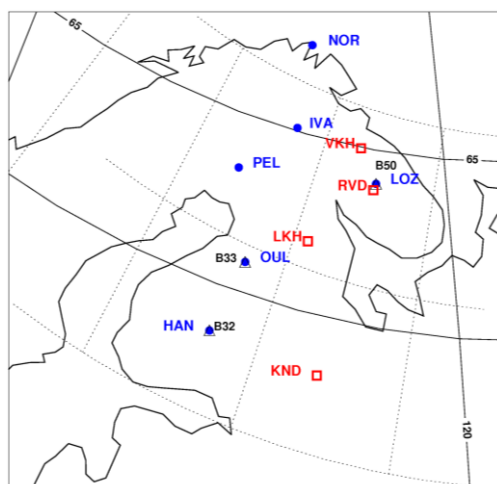


Рис. 1. Система регистрации ГИТ в ЛЭП и магнитные станции сети IMAGE

Имеющийся выбор точек измерения позволяет при развитии магнитосферного возмущения исследовать распределение ГИТ по широте на магистральной линии, ориентированной с юга на север. Регистрация ГИТ проводится с 2011 г. по настоящее время, данные регистрации токов размещаются на сайте <http://eurisgic.org>, созданном для оценки риска воздействия геомагнитных возмущений на европейские энергетические системы.

Магнитные станции изучаемого региона принадлежат сети IMAGE (рис. 1). Комбинация ГИТ станций и ближайших к ним магнитных обсерваторий позволяет создать следующие локальные пары станций: KNP-HAN, LKH-OUL, RVD-LOZ, VKH-LOZ. Координаты магнитных станций указаны в табл. 2.

Таблица 1

Станции ПГИ по регистрации ГИТ

Станция	Код	Географическая широта, градус	Географическая долгота, градус
Vykhodnoj	VKH	68.83	33.08
Revda	RVD	67.77	34.99
Titan	TTN	67.56	33.62
Loukhy	LKH	65.77	31.08
Kondopoga	KND	62.21	34.28

Таблица 2

Магнитные станции

Станция	Код	Географическая широта, градус	Географическая долгота, градус
Nordkapp	NOR	71.09	25.79
Ivalo	IVA	68.70	27.30
Lovozero	LOZ	67.97	35.08
Pello	PEL	66.90	24.08
Oulu	OUL	64.52	27.23
Hankasalmi	HAN	62.30	26.65
Nordkapp	NOR	71.09	25.79

3. Характеристики варибельности геомагнитного поля

Для описания вариаций геомагнитного поля по величине и направлению применены следующие характеристики.

Векторное поле. Результатом специальной обработки данных магнитных наблюдений является последовательность «фотографий» векторного поля. Каждая картинка представляет собой векторное поле геомагнитного возмущения ΔB и производной $B' = \{\partial_t B_x, \partial_t B_y\}$ в координатах широта-долгота для конкретного момента времени. Производная считается по формуле $\partial_t B(t) = (B(t + \Delta t) - B(t - \Delta t)) / 2\Delta t$.

Временная эволюция меридионального профиля магнитных возмущений. Чтобы представить картину динамики геомагнитных возмущений и ионосферных токов вдоль меридионального профиля, рисовались последовательно сдвинутые по времени векторы возмущений. Такая техника использовалась, например, в работе [10] при анализе конвективных холловских вихрей. Возмущение магнитного поля в конкретной точке связано с эквивалентным ионосферным током над ней следующим образом: $\mathbf{b} = (2\pi/c)[\mathbf{J} \times \mathbf{n}]$, где \mathbf{n} — нормаль к плоскости, или в компонентах $\{J_x, J_y\} = (c/2\pi)\{b_y, -b_x\}$. Вектор \mathbf{J} повернут на $\pi/2$ по отношению к \mathbf{b} .

RB-метод. Этот метод дает возможность ввести параметр, который показывает, испытывает ли магнитное поле вариации по направлению или по величине. Для 2D случая $\mathbf{B}(t) = \{B_x, B_y\}$ геомагнитное поле в скользящем окне длиной N точек, $\mathbf{B}_0 = \{B_{x0}, B_{y0}\}$ фоновое геомагнитное поле, возмущение геомагнитного поля $\mathbf{b} = \{B_x - B_{x0}, B_y - B_{y0}\} = \{b_x, b_y\}$ и модуль геомагнитного возмущения $|b| = \sqrt{b_x^2 + b_y^2}$. Направляющие косинусы $\cos_x \alpha \frac{b_x}{|b|}$; $\cos_y \alpha \frac{b_y}{|b|}$.

Параметр RB для временного ряда длиной N точек [11]:

$$RB = 1 - \frac{1}{N} \sqrt{\left(\sum_{i=1}^N \cos_x\right)^2 + \left(\sum_{i=1}^N \cos_y\right)^2}.$$

При $RB \rightarrow 1$ исследуемое векторное поле испытывает хаотические вариации во всех направлениях. При $RB \rightarrow 0$ поле варьируется только по величине, но не по направлению. При этом параметр RB не зависит от интенсивности возмущения.

4. Магнитная буря 17 марта 2013 г.

Магнитная буря началась с подходом к земной магнитосфере межпланетной ударной волны, что вызвало на земной поверхности импульс SC в ~ 06.00 UT. В это момент скорость солнечного ветра резко увеличилась с ~ 400 км/с до $\sim 650-700$ км/с. Межпланетное магнитное поле стало антипараллельным геомагнитному полю, что обеспечило пересоединение полей и постоянное поступление энергии в магнитосферу. Индекс SYM-H, характеризующий интенсивность магнитной бури, упал примерно до -150 нТл. Авроральный AE-индекс резко возрос до ~ 1000 нТл и оставался повышенным. AE-индекс

показывает в 16.00 UT появление другой авроральной активизации (увеличение АЕ до ~ 2500 нТл).

Вариации геомагнитного поля, зарегистрированные станциями сети IMAGE во время этой магнитной бури, показаны на рис. 2. Сопоставление X- и Y-компонент показывает, что вариации по первой компоненте более интенсивны, чем по второй.

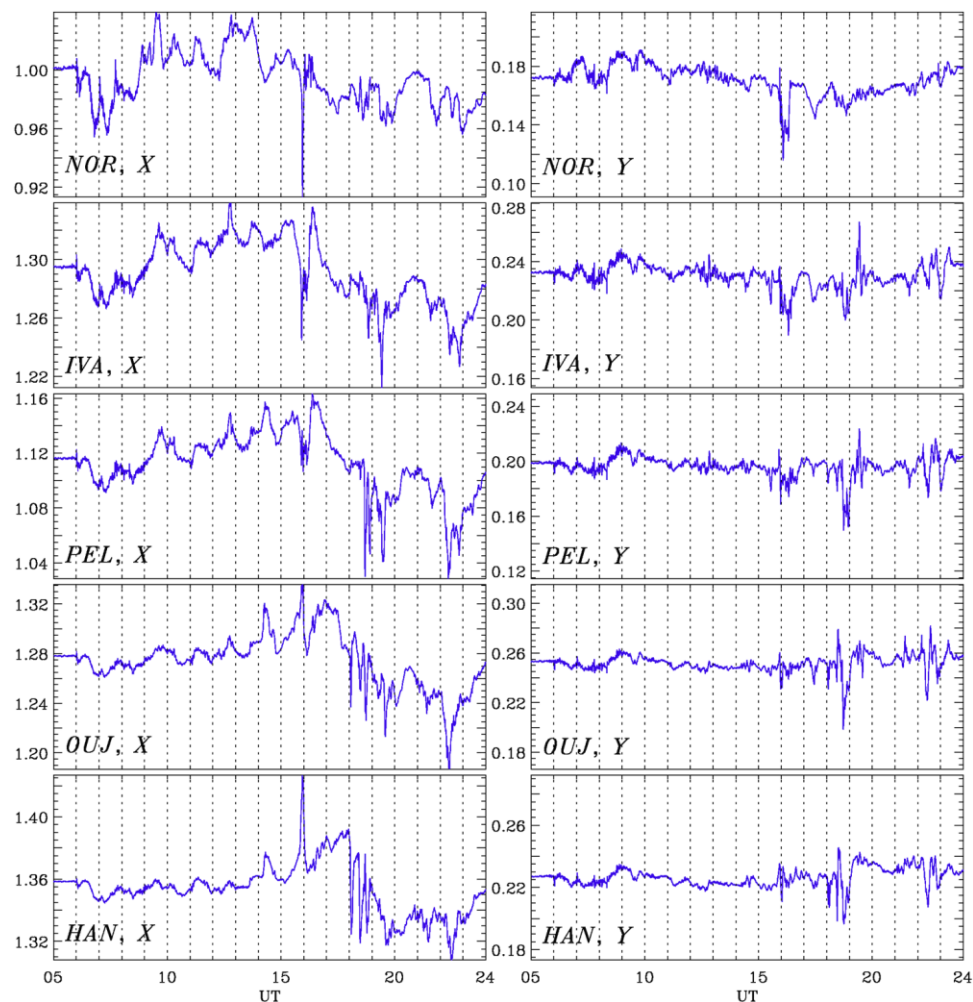


Рис. 2. Геомагнитное поле [$\text{нТл}/10^4$] по данным станций сети IMAGE (NOR, IVA, PEL, OUI, HAN) во время магнитной бури 17 марта 2013 г., 05.00–24.00 UT

Система регистрации ГИТ показывает наличие трех заметных всплесков интенсивности ГИТ (рис. 3): во время SC в 06.00 UT, во время авроральной активизации в 16.00 UT и неожиданное усиление в 18.00–20.00 UT. Пиковая величина ГИТ на разных станциях сильно отличается: VKH ~ 70 А, TTN ~ 8 А, LKH ~ 6 А, KND ~ 20 А, так как эти измерения не калиброваны между собой.

Имеющиеся магнитометры преимущественно расположены вдоль геомагнитного меридиана в направлении север-юг. Благодаря такой ориентации можно применить метод временной вариации вектора магнитных возмущений.

Динамика магнитных возмущений (рис. 4) показывает, что происходило не только изменение величины магнитного возмущения, но и его ориентации. С 06.00 до 09.00 UT возмущения ориентированы преимущественно в направлении к югу, затем ориентация сменилась на северное направление и после 18.00 UT снова на юг. Эти вариации обусловлены сильными колебаниями регионального ионосферного тока.

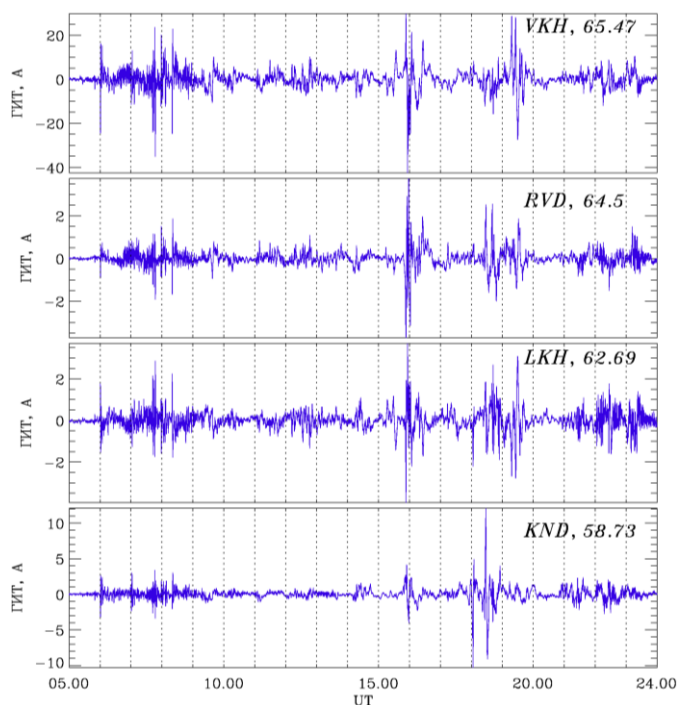


Рис. 3. Данные системы регистрации ГИТ (станции VHD, TTN, LHN, KND) во время магнитной бури 17 марта 2013 г., 05.00–24.00 UT

Картина эквивалентных ионосферных токов (рис. 5) показывает, что сразу после SC токи текли преимущественно на восток, затем их направление поменялось на обратное. Наконец в период с 16.00 до 18.00 UT направление токов снова сменилось на восточное. Этот переход выглядит как переход от одной вихревой токовой системы к другой. Хотя крупномасштабная структура ионосферных токов определяется восточно-западным электроджетом, на более мелком региональном уровне токи испытывают сильные вариации по направлению. В результате, ГИТ проявлены как в восточно-западном, так и в северно-южном направлениях.

Применение *RB*-параметра для станции IVA (рис. 6) свидетельствует о том, что геомагнитное поле меняется не только по величине, но и по направлению, поскольку данный параметр имеет значения, более близкие к 1, чем к 0. На станции IVA *RB*-параметр варьировался в пределах 0.7–0.9. Остальные магнитные станции дают примерно тот же результат. Таким образом, вариации геомагнитного поля нельзя считать обусловленными только колебаниями интенсивности аврорального западно-восточного электроджета.

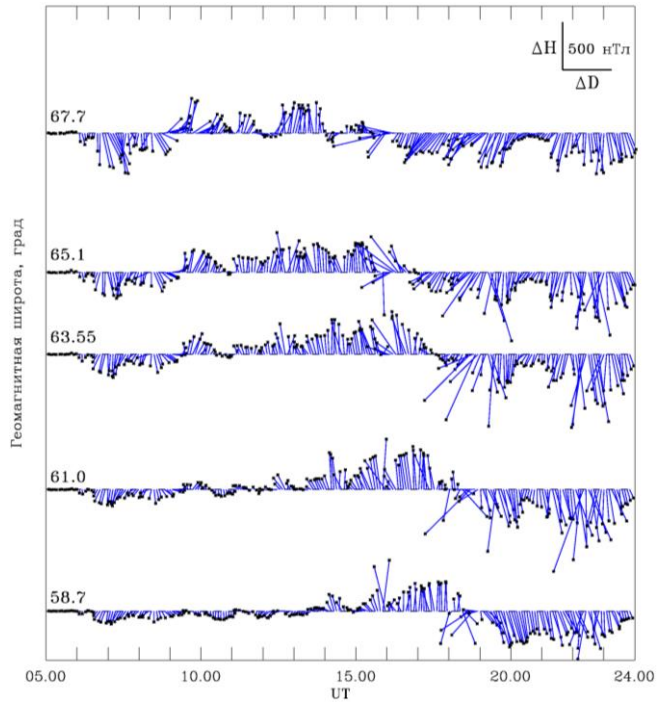


Рис. 4. Временная вариация вектора магнитных возмущений вдоль меридионального профиля за анализируемый период с 05.00 UT до 24.00 UT (с шагом 5 мин.)

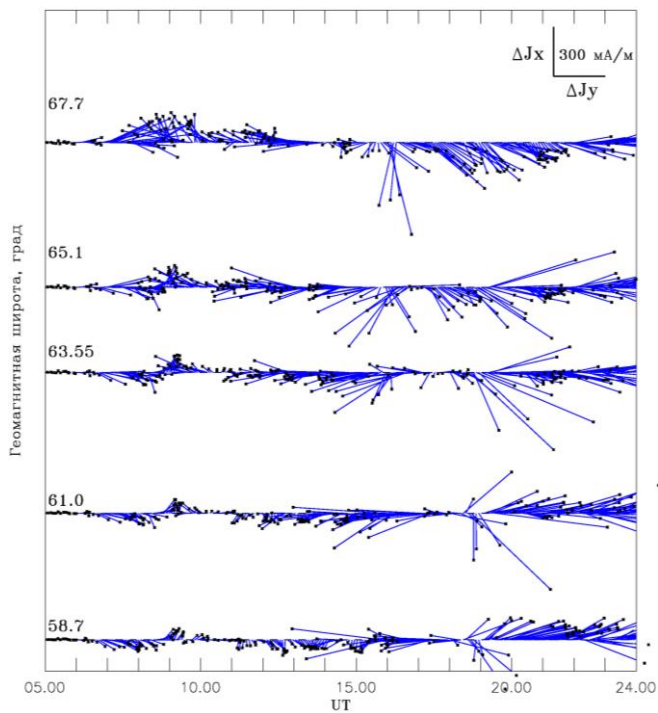


Рис. 5. Картина эквивалентных ионосферных токов за анализируемый период с 05.00 U до 24.00 UT (с шагом 5 мин.)

Сравнение вариации ГИТ на станции VKH с вариациями производной горизонтальной компоненты геомагнитного поля на близко расположенной станции LOZ показывает хорошую корреляцию между ними (рис. 7). Коэффициент корреляции R между вариациями ГИТ и dX/dt составляет 0.72, а между ГИТ и dY/dt равен -0.29 для временного интервала 06.00–10.00 UT. То есть производная X -компоненты сильнее связана со скачками ГИТ, чем производная Y -компоненты.

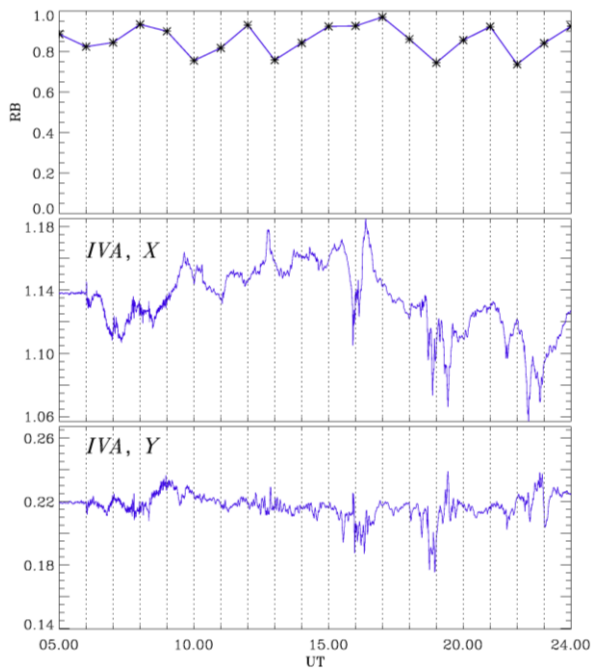


Рис. 6. Временные вариации параметра RB, рассчитанного по магнитным возмущениям (нижние панели) на станции IVA за период с 05.00 до 24.00 UT (с шагом 30 мин.)

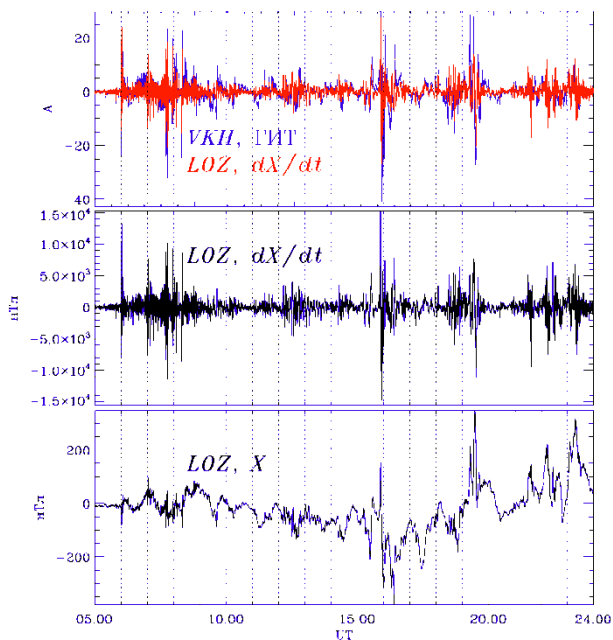


Рис. 7. Вариации ГИТ на станции VKH и производная dX/dt на станции LOZ (верхняя панель), производная X -компоненты геомагнитного поля dX/dt на станции LOZ (средняя панель), X -компонента геомагнитного поля на станции LOZ (нижняя панель) с 05.00 до 24.00 UT 17 марта 2013 г.

6. Обсуждение и заключение

В работе на примере средней по интенсивности магнитной бури 17 марта 2013 г. исследованы характеристики вариаций геомагнитного поля в авроральных широтах и произведено их сравнение с реально измеренными величинами ГИТ в ЛЭП Кольского п-ова и Карелии. Обнаружен вклад SC-события и суббуревой активности в возрастание величины ГИТ. Скачок тока на станции ВКН достигал 70 А. В ходе анализа обнаружена хорошая корреляция производной горизонтальной X-компоненты геомагнитного поля dX/dt с вариациями ГИТ в ЛЭП. Применение различных методов (временные вариации вектора геомагнитных возмущений, определение специального *RB*-параметра) показывает, что геомагнитное поле меняется не только по величине, но и по направлению.

Крупномасштабная структура ионосферных токов на авроральных широтах определяется восточно-западным электроджетом, что проявляется в преобладании X-компоненты магнитных возмущений. Однако на более мелком региональном уровне эквивалентные ионосферные токи и создаваемые ими геомагнитные возмущения испытывают сильные вариации по направлению. В результате, ГИТ наблюдаются как в восточно-западном, так и в северно-южном направлениях. Таким образом, ГИТ представляют опасность и для электропроводящих энергетических систем, вытянутых в северно-южном направлении.

Благодарности. Авторы выражают благодарность сотрудникам сети IMAGE за предоставленные данные магнитометров. Работа выполнена при поддержке гранта Президента РФ МК-4210.2015.5, гранта РФФИ № 16-17-00121 (ПВА), гранта n260330 программы FP7/2007–2013.

Литература

1. Pulkkinen A. Modeling of space weather effects on pipelines / A. Pulkkinen [et al.] // J. Applied Geophysics. 2001. 48. 233.
2. Pirjola R. Space weather risk / R. Pirjola [et al.] // Space Weather. 2005. 3. S02A02.
3. Boteler D. H., Pirjola R. J., Nevanlinna H. The effects of geomagnetic disturbances on electrical systems at the Earth's surface // Adv. Space. Res. 22. 1998. 17.
4. Lanzerotti L. J. Space weather effects on technologies // Space Weather. 2001. Vol. 125. P. 11. (Ser. AGU).
5. Erinmez I. A., Kappenman J. G., Radasky W. A. Management of the GIC risks on the national grid company's electric power transmission system // J. Atmos. Sol.-Terr. Phys. 2002. 64. 743.
6. Kelly G. S. Understanding GIC in the UK and French High Voltage Transmission Systems During Severe Magnetic Storms / G. S. Kelly [et al.] // Space Weather. 2016. 14.
7. Viljanen A. The relation between geomagnetic variations and their time derivatives and implications for estimation of induction risks // Geophys. Res. Lett. 1997. 24. 631–634.

8. Ефимов Б. В, Сахаров Я. А., Селиванов В. Н. Геомагнитные штормы. Исследование воздействий на энергосистему Карелии и Кольского полуострова // Новости электротехники. 2013. № 2 (80).
9. Сахаров Я. А. Регистрация геоиндуцированных токов в региональной энергосистеме / Я. А. Сахаров [и др.] // Практические аспекты гелиогеофизики: тр. 11-й ежегод. конф. «Физика плазмы в солнечной системе». 2016. С. 134–145.
10. Friis-Christensen E. Ionospheric traveling convection vortices observed near the polar cl: A triggered response to sudden changes in the solar wind / E. Friis-Christensen [et al.] // Geophys. Res. Lett. 1988. 15. 253–256.
11. Lin N. A comparison of ULF fluctuations in the solar wind, magnetosheath, and dayside magnetosphere. 2. Field and plasma conditions in the magnetosheath / N. Lin [et al.] // J. Geophys. Res. 1991. 96. 3455.

Сведения об авторах

Пилипенко Вячеслав Анатольевич

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

Белаховский Владимир Борисович

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

Сахаров Ярослав Алексеевич

к. ф.-м. н., заведующий лабораторией, Полярный геофизический институт, г. Апатиты
E-mail: ya_sakh@mail.ru

Селиванов Василий Николаевич

к. т. н., зам. директора Центра физико-технических проблем энергетики Севера, г. Апатиты
E-mail: selivanov@ien.kolasc.net.ru

Билин Владислав Андреевич

лаборант, Полярный геофизический институт, г. Апатиты
bilinvlad@gmail.com

УДК 537.874.37:537.86.029

А. А. Галахов, О. И. Ахметов

НАБЛЮДЕНИЯ СПЕКТРОВ АТМОСФЕРИКОВ В УСЛОВИЯХ ВЫСОКИХ ШИРОТ ВО ВРЕМЯ ФОРБУШ-ЭФФЕКТА

Аннотация

По данным, полученным на аппаратуре высокоширотной обсерватории Баренцбург, построены амплитудно-частотные характеристики атмосфериков во время Форбуш-эффекта 21 декабря 2014 г. Показано, что при Форбуш-эффекте наблюдаются изменения спектров атмосфериков, выходящие за пределы естественной девиации.

Ключевые слова:

атмосферик, ионосфера, Форбуш-эффект.

A. A. Galakhov, O. I. Akhmetov

OBSERVATIONS OF THE ATMOSPHERICS SPECTRUM DURING FORBUSH DECREASE IN THE HIGH LATITUDES

Abstract

Based on the data obtained by the instruments of the Barentsburg high latitude observatory, the amplitude frequency characteristics of atmosphericics during the Forbush decrease of December 21, 2014 have been defined. It has been shown that significant changes (beyond the limits of natural deviation) in the spectra of atmosphericics were observed during the eclipse.

Keywords:

atmospheric, ionosphere, Forbush decrease.

Введение

В настоящее время известно, что регистрируемые спектры атмосфериков несут информацию о работе молниевых источников, а также о трассе распространения сигнала [1, 2]. При этом на амплитудно-частотные характеристики атмосфериков основное влияние оказывают стенки волновода, главным образом D-слой ионосферы [3], который характеризуются своей изменчивостью в зависимости от гелиогеофизических факторов, таких как интенсивность рентгеновского и ультрафиолетового излучения Солнца [4]. Галактические космические лучи (ГКЛ), равно как солнечный ультрафиолет и радиоактивные газы, являются основными источниками ионизации, действующими в атмосфере Земли [5]. Согласно работе [6], наблюдается прямая зависимость между значениями геомагнитного порога и интенсивностью образования ионных пар. Это, в свою очередь, приводит к тому, что в области полярных широт влияние галактических космических лучей вследствие близкого к нормальному к поверхности направлению геомагнитного поля может простирается вплоть до самой Земли [7]. В связи с вышеизложенными фактами вызывает научный интерес поведение амплитудно-частотных спектров атмосфериков в полярных областях в периоды значительных вариаций ГКЛ, в частности, во время Форбуш-эффекта.

В данной работе приведены спектры атмосфериков, зарегистрированных на обсерватории Баренцбург (78,08N, 14,22E) Полярного геофизического института. Техническое описание, используемое в данном проекте анализатора спектров атмосфериков (АСА), приведено в работах [8–10].

Экспериментальные данные и обсуждение

Нейтронный монитор регистрирует в основном вторичные потоки частиц, вызванные столкновениями космических лучей с атмосферными газами, и его данные дают представление только об относительной вариации интенсивности космических лучей [11, 12]. Поэтому на графике (рис. 1) вариации космических лучей представлены отклонением в процентах от средней скорости счета монитора.

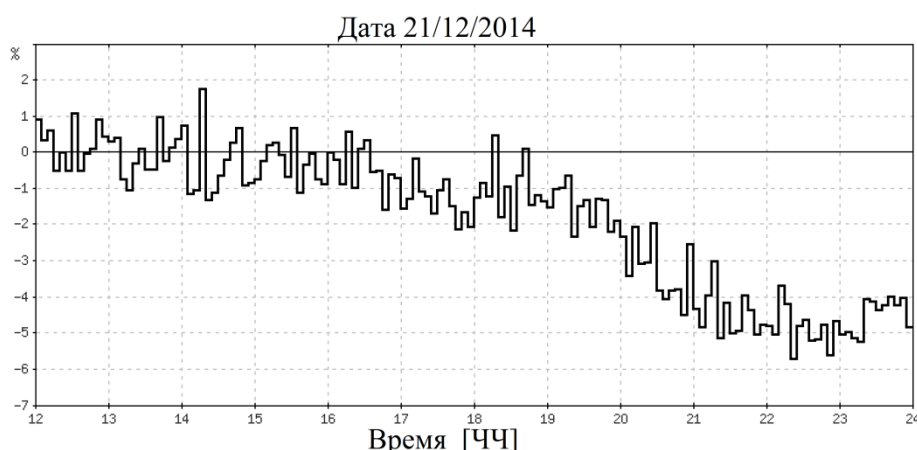


Рис. 1. Вариации космических лучей, представленные отклонением в процентах от средней скорости счета нейтронного монитора

По экспериментальным данным, полученными при помощи АСА, были построены спектры атмосфериков. На рис. 2 представлен частотный спектр атмосфериков, зарегистрированный на обсерватории Баренцбург в 21:00 UT во время Форбуш-эффекта 21 декабря 2014 г. и усредненный за несколько смежных дней со стандартным отклонением.

На рис. 3. представлены временные вариации амплитуды атмосфериков в выделенных частотных полосах с центральными частотами 2091, 3601 и 4641 Гц для данных усредненных за несколько дней смежных с 21 декабря и для времени Форбуш-понижения.

По спектрам, представленным на рис. 2, видно, что в диапазоне частот 1400–5200 Гц амплитуды атмосфериков во время Форбуш-эффекта превышают как сами усредненные за смежные дни значения, так и стандартное отклонение для них. Это говорит о том, что показанное на рисунке отклонение значительно превышает обычную девиацию амплитуд, характерную для невозмущенных условий. Рис. 3., представляющий временные вариации амплитуд в трех частотных полосах из рассматриваемого диапазона, совместно с рис. 1 ясно показывают, что амплитудный эффект от Форбуш-понижения, представленный на рис. 2, не является следствием случайного всплеска неизвестной природы, а эволюционирует во времени совместно с развитием Форбуш-понижения.

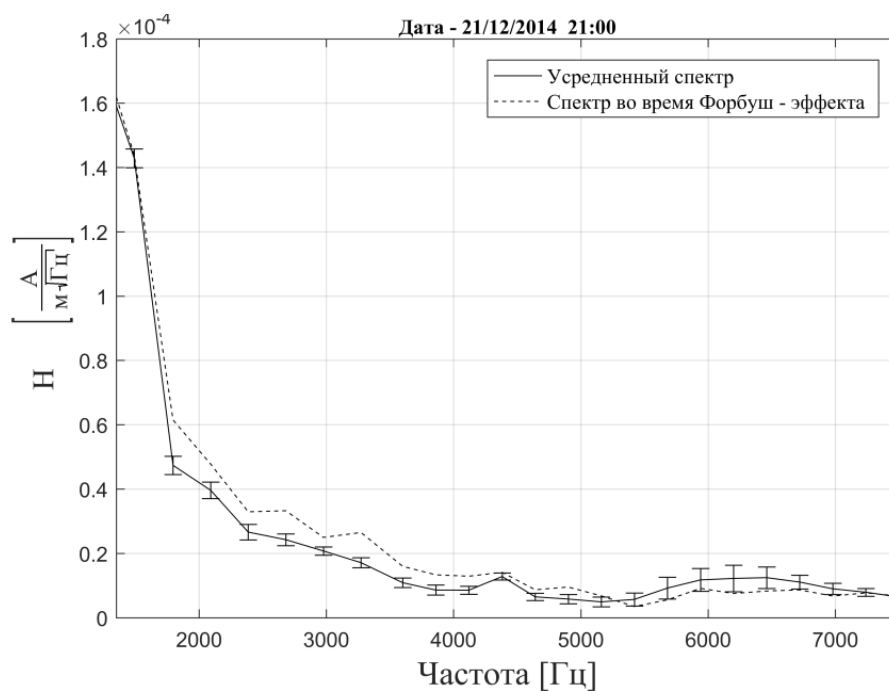


Рис. 2. Спектр атмосфериков, зарегистрированный на обсерватории Баренцбург в 21:00 UT во время Форбуш-эффекта 21 декабря 2014 г. и усредненный за несколько смежных дней спектр со стандартным отклонением

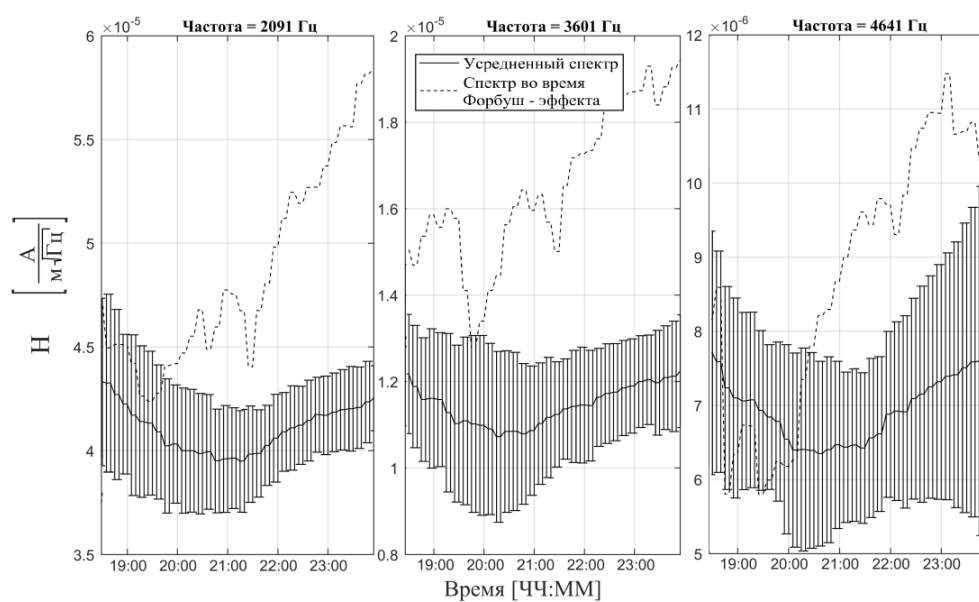


Рис. 3. Временные вариации амплитуды атмосфериков в выделенных частотных полосах с центральными частотами 2091, 3601 и 4641 Гц для данных, усредненных за несколько дней, смежных с 21 декабря, и для времени Форбуш-понижения

Заключение

По экспериментальным данным показана реакция амплитуды атмосфериков в диапазоне 1400–5200 Гц на Форбуш-эффект 21 декабря 2014 г.

Работа выполнена при поддержке Программы Президиума РАН «Фундаментальные проблемы электродинамики и волновой диагностики атмосферы».

Литература

1. Смирнов В. В. Ионизация в тропосфере. СПб.: Гидрометеиздат, 1992. 312 с.
2. Ermakov V. I. Ion balance equation in the atmosphere / V. I. Ermakov [et al.] // J. Geophys. Res. 1997. V. 102. P. 23413–23419.
3. Ратклифф Дж. А. Введение в физику ионосферы и магнитосферы. М.: Мир, 1975. 296 с.
4. Ahluwalia H. S., Dorman L. I. Transverse cosmic ray gradients in the heliosphere and solar diurnal anisotropy // J. Geophys. Res. 1997. V. 102. P. 17433–17443.
5. Alanko K. Heliospheric modulation strength: effective neutron monitor energy / K. Alanko [et al.] // Adv. Space Res. 2003. V. 32, No. 4. P. 615–620.
6. Cummer S. A., Inan U. S., Bell T. F. Ionospheric D region remote sensing using VLF radio atmospheric // Radio Science. 1998. No. 33. P. 1781.
7. Ахметов О. И. Влияние космических лучей на ионизацию в тропосфере высоких широт в течение года // Геомагнетизм и аэрономия. 2009. Т. 49, № 5. С. 695–699.
8. Галахов А. А., Ахметов О. И. Комплекс аппаратуры для регистрации импульсной компоненты электромагнитного поля очень низкой частоты // Приборы и техника эксперимента. 2011. № 3. С. 136–142.
9. Галахов А. А., Ахметов О. И., Кириллов В. И. Регистрация ортогональных магнитных компонент импульсной составляющей электромагнитного поля ИНЧ-ОНЧ-диапазона на архипелаге Шпицберген // Приборы и техника эксперимента. 2013. № 6. С. 69–73.
10. Галахов А. А., Ахметов О. И., Кириллов В. И. Аналоговый анализатор спектра атмосфериков КНЧ-ОНЧ-диапазонов на программируемых интегральных схемах // Приборы и техника эксперимента. 2015. № 1. С. 146–150.
11. Александров М. С. Флуктуации электромагнитного поля Земли в диапазоне СНЧ: монография / М. С. Александров [и др.]. М.: Наука, 1972. 196 с.
12. Альперт Я. Л. Распространение электромагнитных волн и ионосфера. М.: Наука, 1972. 563 с.

Сведения об авторах

Галахов Алексей Александрович

ведущий электроник, Полярный геофизический институт, г. Апатиты
E-mail: galex@pgia.ru

Ахметов Олег Иршатович

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

УДК 551.521.31:551.510.534:630*552:523.682.4

А. Г. Канатьев, Е. А. Касаткина, О. И. Шумилов

ВОЗДЕЙСТВИЕ СОЛНЕЧНЫХ И МЕЖПЛАНЕТНЫХ ФАКТОРОВ НА КЛИМАТ СЕВЕРА РОССИИ

Аннотация

В работе приведены исследования воздействия солнечных и межпланетных факторов на климат севера России. Отмечается региональность характера влияния солнечной активности. Подтверждается возможность применения дендрохронологического анализа для исследования последствий столкновений с малыми небесными телами.

Ключевые слова:

климат, солнечная активность, солнечные циклы, дендрохронология, болид, тунгусский метеорит, температура, кометное вещество, азот.

A. G. Kanatjev, E. A. Kasatkina, O. I. Shumilov

THE INFLUENCE OF SOLAR AND INTERPLANETARY FACTORS ON THE CLIMATE OF THE RUSSIAN NORTH

Abstract

The paper presents the research on the effects of solar and interplanetary factorinfluences on the climate of northern Russia. Marked regional character of solar activity influence. It confirmed the possibility of using dendrochronological analysis to study the effects of collisions with small celestial bodies.

Keywords:

climate, solar activity, solar cycles, dendrochronology, bolide, tunguska meteorite, temperature, cometary substance, nitrogen.

Введение

В последнее время особое внимание уделяется анализу отклика лесных экосистем на ожидаемые глобальные и региональные изменения климата с целью дать прогноз будущих климатических вариаций. Воздействие солнечных и межпланетных факторов играет огромную роль в изменениях климата и окружающей среды. В качестве основных космофизических факторов, влияющих на климат и состояние атмосферы, рассматривается солнечная радиация [1–4] и интенсивность солнечных (СКЛ) и галактических (ГКЛ) космических лучей, изменяющих величину облачного покрова атмосферы. Проявления солнечной активности в климатических вариациях носят региональный характер и наиболее ярко выражены в зонах температурных контрастов подстилающей поверхности, например, вблизи границы океан-материк. Кроме перечисленных агентов, на климат влияют также межпланетные факторы: астероиды, болиды, кометы и т. д., при этом столкновение с Землей относительно больших астероидов и комет рассматривается в качестве одной из основных опасностей, угрожающих человечеству. Например, столкновение с Землей небесного тела размером 50 м в диаметре может привести

к уничтожению практически всего живого на территории площадью до 2000 км², как это произошло во время Тунгусской катастрофы 30 июня 1908 г. Наши результаты впервые указывают на возможность применения дендрохронологического анализа для исследования последствий столкновений с малыми небесными телами размерами до 100 м.

Проявления циклов солнечной активности на севере России

В различных районах Кольского п-ова получено более 120 древесно-кольцевых хронологий (~ 2000 образцов сосны, ели и можжевельника). Для получения каждой хронологии использовалось в среднем 15–30 древесных образцов. Все серии обработаны в соответствии с общепринятыми международными стандартами на собственном измерительном комплексе [5–7] и на специальной установке (микрометрический винт) с использованием пакета программ, разработанного в Колумбийском университете, США [8, 9]. На рис. 1 приведена древесно-кольцевая хронология (1445–2005 гг.), полученная в результате такой обработки образцов сосны, собранных в районе ст. Лопарская [10].

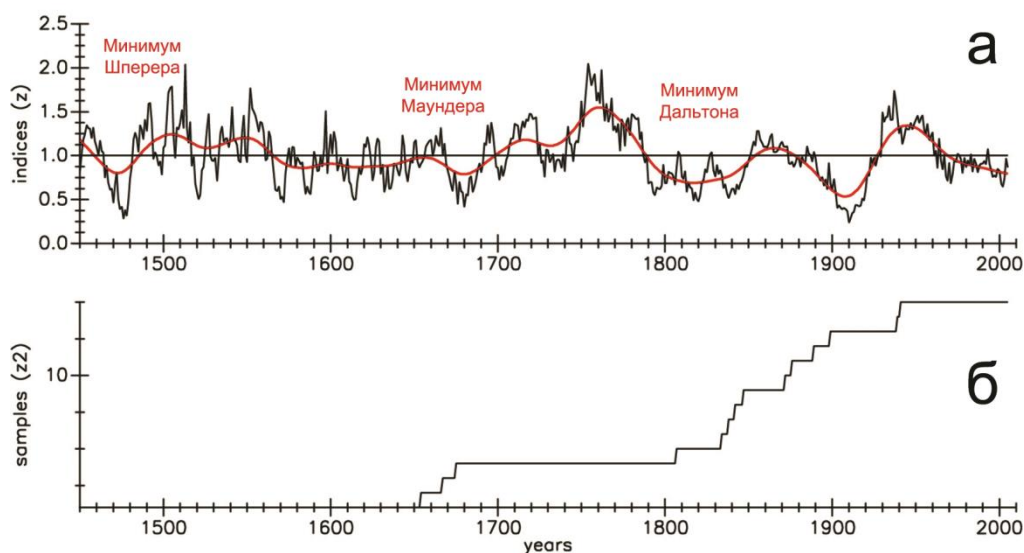


Рис. 1. Индексы изменчивости ширины годичных колец сосны *Pinussylvestris* с 1445 по 2005 гг., ст. Лопарская (68°37'N; 33°14'E), Кольский п-ов:
а — индексы прироста колец; б — количество образцов

Как видно из рис. 1, температура (или ширина колец) в интервалах 1480–1560 гг., 1730–1790 гг. и 1930–1960 гг. была выше, чем в конце XX столетия. Таким образом, наши результаты согласуются с выводом о том, что ранее (в доиндустриальную эру) значения температур были выше современных. Видно, что минимумы солнечной активности Шперера (1416–1534), Маундера (1645–1715) и Дальтона (1801–1816) [11] сопровождалось похолоданием на Кольском п-ове (понижения температуры, уменьшение радиального прироста). Отметим, что кроме указанных агентов необходимо учитывать также влияние на климат больших вулканических извержений [10, 12].

Наиболее значительное уменьшение годовичного прироста (на 25 % по отношению к предыдущему году) имело место в 1601 г., что явилось следствием извержения вулкана Уайнапутина в Перу в феврале-марте 1600 г., самого мощного за последние 500 лет. Интересно отметить, что значительное снижение древесного прироста во временном интервале 1780–1830 гг. совпало по времени не только с Дальтоновским минимумом солнечной активности, но и с двумя мощными извержениями вулканов Лаки в 1783 г. (Исландия) и Тамбора в 1815 г. (Индонезия) [10, 12], которые привели к значительным социальным и климатическим эффектам.

Для сравнения приведены вариации глобальной поверхностной температуры за период 1860–2005 гг. (рис. 2) и региональной температуры на Кольском п-ове (65–75°с. ш.; 25–35° в. д.) за период 1880–2002 гг. (рис. 3) [10]. Данные о вариациях температуры взяты с сайта Глобальной климатологической сети (GlobalHistoricalClimatologyNetwork) и являются результатом усреднения спутниковых и наземных измерений.

При сравнении рис. 1–3 можно выделить следующие климатические изменения, имевшие место в прошлом:

- а) понижение величины годовичного прироста во время Шпереровского, Маундеровского и Дальтоновского минимумов солнечной активности в начале XIX в. [10];
- б) понижения годовичного прироста деревьев, совпадающие также с извержениями мощных вулканов — Уайнапутина (1601), Тамбора (1815) [10, 12];
- в) отчетливый отклик годовичного прироста на температурный максимум в 1930–1960 гг. [10];
- г) не наблюдается такого отклика на глобальное потепление в течение последних 25 лет: после 1960-х годов наблюдается заметное расхождение между кривыми глобальной и региональной температур и кривыми радиального прироста деревьев для всех серий Кольского п-ова [10].

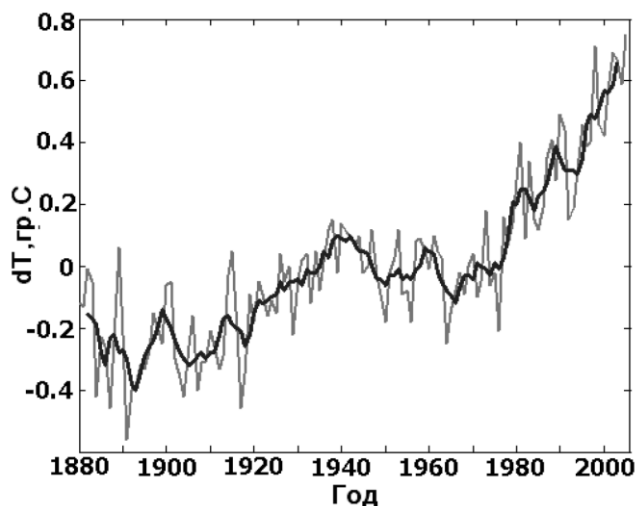


Рис. 2. Изменения аномалий глобальной температуры dT (°C) относительно средней величины за период 1951–1980 гг. Жирной линией нанесены средние значения за 5 лет

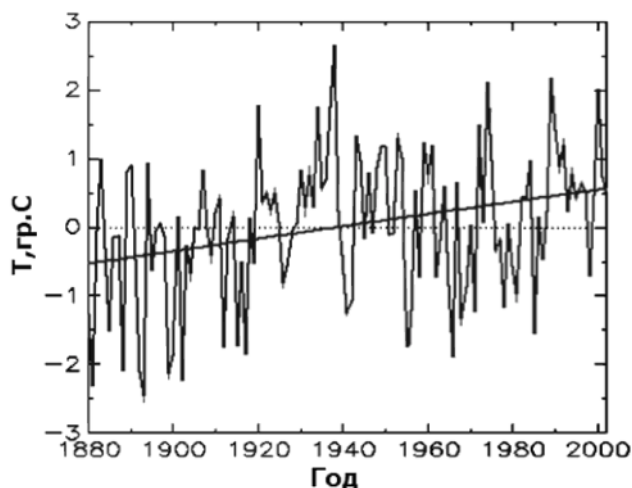


Рис. 3. Изменения среднегодовых значений температуры T ($^{\circ}\text{C}$) на Кольском п-ове ($65\text{--}75^{\circ}$ с. ш.; $25\text{--}35^{\circ}$ в. д.) за период 1880–2002 гг.

Следует отметить, что аналогичный эффект потери климатического отклика в годичном приросте деревьев после 1960-х гг. был получен также при анализе древесно-кольцевых хронологий п-ова Таймыр [9], а также для Субарктической зоны Северного полушария, причем для северных районов Сибири это расхождение наибольшее [13, 14]. Было указано на несколько причин таких расхождений:

- 1) возможное усиление водного стресса вследствие увеличения летней температуры [14];
- 2) увеличение количества осадков за зимний период, что обуславливает более поздний сход снежного покрова, и, как результат, снижение продукции древесины в течение сезона [13];
- 3) повышение уровня УФ-радиации [14], что приводит к замедлению процесса накопления биомассы вечнозеленых древесных растений [15–17].

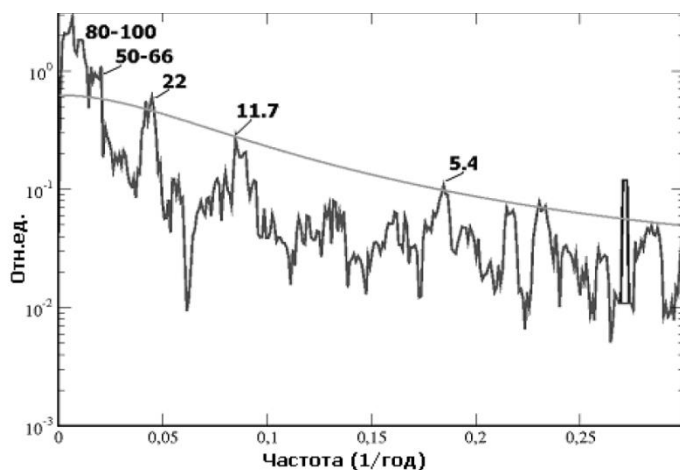


Рис. 4. Спектр древесно-кольцевой хронологии по сосне (Лопарская, 1445–2005 гг.). Цифрами обозначены периодичности в годах, имеющие достоверность более 99 % (жирная линия)

Что касается климатических изменений на Кольском п-ове, то здесь во второй половине XX в. если и наблюдалось некоторое потепление, то оно было незначительным (см. рис. 3). Этот факт в некоторой степени может объяснить потерю климатического отклика, наблюдаемую в древесно-кольцевых хронологиях Кольского п-ова с 1960-х гг.

На рис. 4 приведены результаты спектрального анализа древесно-кольцевой хронологии по сосне за период 1445–2005 гг. Видно, что в спектре присутствуют периодичности, близкие к основным циклам солнечной активности (11, 22 и 80–100 лет), а также период 5.4 года, который, скорее всего, связан с северо-атлантическим колебанием [10, 18].

Исследования последствий столкновений с малыми небесными телами

О применении дендрохронологического метода для изучения последствий экологических катастроф и регулярности событий, вызванных столкновениями с астероидами и кометами, сообщалось в ряде работ [19, 20]. Но все эти исследования посвящены климатическим изменениям глобального масштаба, которые проявились в резком похолодании климата и были вызваны столкновениями с космическими объектами больших размеров (более 500 м) [20]. Наши результаты впервые указывают на возможность применения дендрохронологического анализа для исследования последствий столкновений с гораздо более малыми небесными телами размером от нескольких до 100 м.

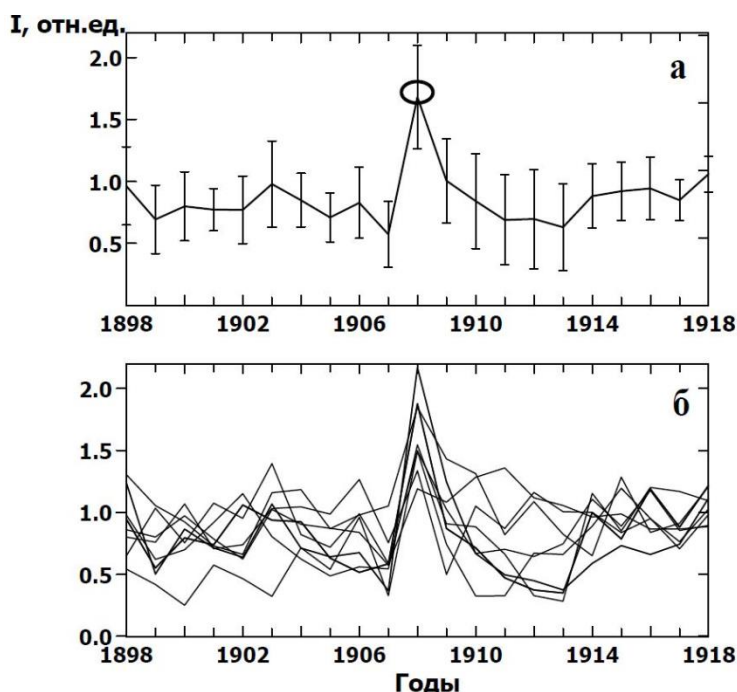


Рис. 5. Усредненная хронология изменчивости радиального прироста (индекса ширины годичных колец I на территории ($60\text{--}75^\circ$ с. ш., $90\text{--}110^\circ$ в. д.) в период 1898–1918 гг. (а); древесно-кольцевые хронологии, по которым производилось усреднение (б) (99 %-е доверительные интервалы нанесены вертикальными линиями)

30 июня 1908 г. в районе бассейна реки Подкаменная Тунгуска (61° с. ш.; 102° в. д.) на высоте 5–10 км произошел взрыв космического тела [20]. Помимо разрушений, в районе Тунгусской катастрофы наблюдался ускоренный рост деревьев [21–24]. Наиболее общепринятая интерпретация этого явления связана с уменьшением плотности лесных насаждений в зоне катастрофы вследствие пожаров [21–23]. Другим возможным объяснением является предположение о том, что вещество Тунгусского космического тела (ТКТ) могло стимулировать рост растений в зоне катастрофы [21, 22]. Однако ничего или почти ничего неизвестно об ускоренном росте деревьев далеко за пределами зоны непосредственного разрушения. Для проверки этого эффекта были обработаны все имеющиеся в Международном дендрохронологическом банке данные, а также собственные хронологии, собранные на п-ове Таймыр (всего 68 древесно-кольцевых хронологий) [5, 9, 25]. Анализ дендрохронологических данных, приведенных на рис. 5, свидетельствует о значительном (112 %, $P < 10^{-8}$) увеличении древесного прироста в 1908 г. по отношению к среднему значению за предыдущие 10 лет.

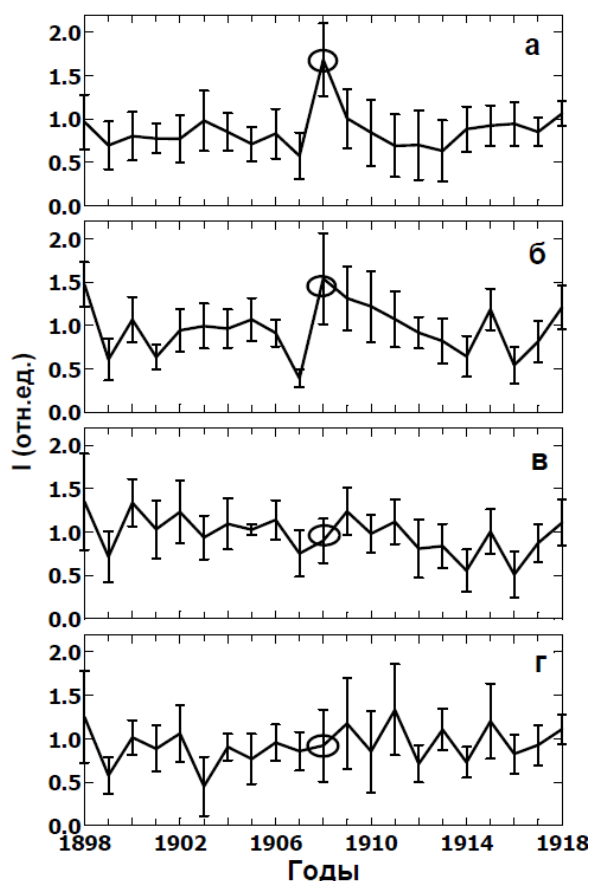


Рис. 6. Усредненные хронологии изменчивости радиального прироста (индекса ширины годичных колец I) за период 1898–1918 гг. на территории: а — 60–75° с. ш., 90–110° в. д.; б — 60–75° с. ш., 80–90° в. д.; в — 60–75° с. ш., 70–80° в. д.; г — 60–75° с. ш., 60–70° в. д. (99 %-е доверительные интервалы нанесены вертикальными линиями)

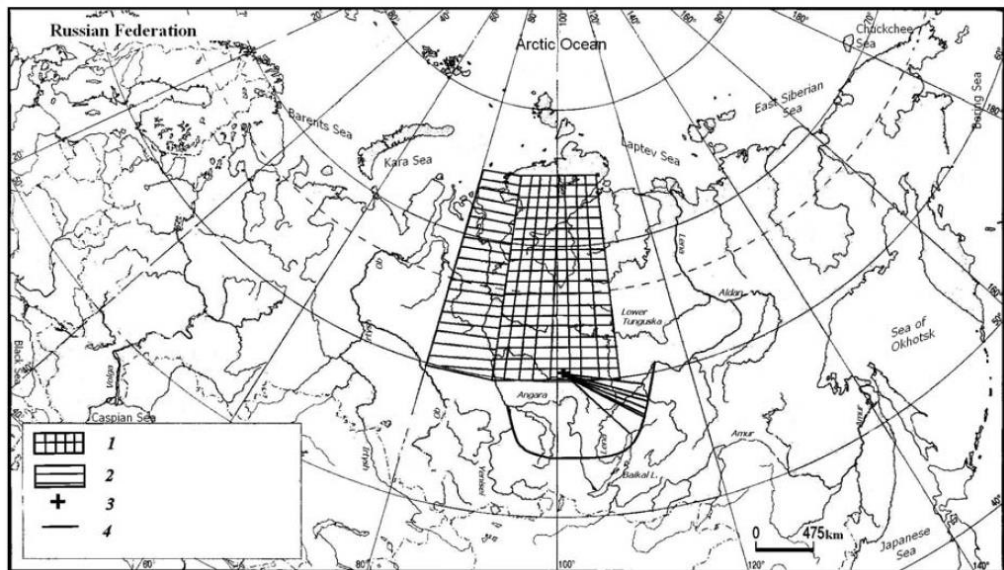


Рис. 7. Зона наблюдения ускоренного роста деревьев после падения Тунгусского космического тела: 1, 2 — территория, где величина прироста по отношению к среднему за предыдущие 10 лет значению составила 112 и 70 % соответственно; 3 — эпицентр взрыва; 4 — предполагаемые траектории полета и зона наблюдения оптических явлений, сопровождающих полет ТКТ [23]

Увеличение годового прироста деревьев зафиксировано далеко за пределами зоны разрушения и охватывает огромную территорию (60–75° с. ш.; 90–110° в. д.). В зоне, расположенной на 10° западнее, увеличение годового прироста деревьев снижается до 70 % ($P < 10^{-4}$) относительно средней величины (см. рис. 6). За пределами этой зоны эффект исчезает. Таким образом, приведенные данные свидетельствуют о том, что в 1908 г. наблюдался ускоренный прирост деревьев на громадной территории Сибири по площади, превышающей на три порядка зону Тунгусской катастрофы (см. рис. 7).

В качестве одной из основных причин радиального годового прироста деревьев рассматривается увеличение летней температуры воздуха [9]. Для исключения этого эффекта были проанализированы имеющиеся данные о летних температурах воздуха для двух исследуемых событий. Выяснилось, что летом 1908 г., хотя и наблюдалось незначительное (до 9 %) повышение летней температуры воздуха по данным метеостанции г. Киренска (57.8° с. ш., 108.1° в. д.) в районе исследований, но это вряд ли могло стать причиной аномального (более 100 %) годового древесного прироста (см. рис. 8).

Обнаруженный эффект можно было бы связать с распылением кометного вещества на больших площадях. Именно действием ионизированного пылевого хвоста кометы на верхние слои атмосферы Земли или прохождением Земли через облако космической пыли объясняются аномальные оптические явления, наблюдавшиеся в атмосфере над обширной территорией России и северо-западной Европы за несколько дней до и после Тунгусской катастрофы [21, 26]. Поиски распыленного вещества Тунгусского тела привели к открытию двух зон, обогащенных космической пылью, одна из которых находится

непосредственно в эпицентре катастрофы, а другая расположена в 80 км к северо-западу от него [27].

Физико-химический анализ образцов, взятых из района Тунгусской катастрофы, позволил обнаружить повышенное содержание некоторых редкоземельных элементов в смоле и кольцах деревьев, соответствующих 1908 г., которые могли бы стимулировать рост растений [22, 24, 28]. Возможно, обнаруженное увеличение древесного прироста было вызвано выпадением на землю соединений азота, сыгравших роль удобрений [22, 23]. Окислы азота образуются в атмосфере при пролете болида в результате сжатия воздуха за фронтом ударной волны [22, 23].

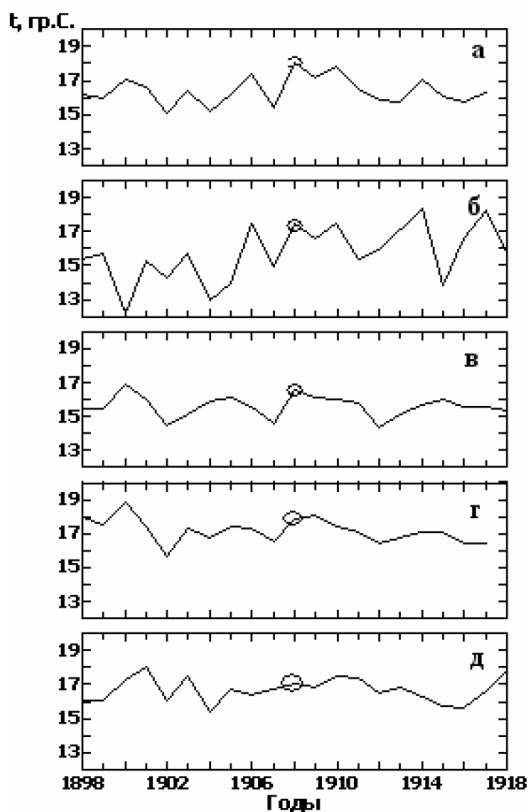


Рис. 8. Вариации летней температуры воздуха (1898–1918 гг.) по данным метеостанций: а — Киренск (57.8° с. ш., 108.1° в. д.); б — Вилюйск (63.8° с. ш., 121.6° в. д.); в — Иркутск (52° с. ш., 104° в. д.); г — Улан-Удэ (52° с. ш., 108° в. д.); д — Чита (52.1° с. ш., 113.5° в. д.)

Выводы

1. Понижение величины годовичного прироста во время Шпереровского, Маундеровского и Дальтоновского минимумов солнечной активности в начале XIX в.
2. Понижения годовичного прироста деревьев, совпадающие также с извержениями мощных вулканов: Уайнапутина (1601 г.), Тамбора (1815 г.).
3. Отчетливый отклик годовичного прироста на температурный максимум в 1930–1960 гг.
4. Отсутствие отклика на глобальное потепление в течение последних 25 лет.
5. Зафиксировано увеличение годовичного прироста деревьев после падения Тунгусского метеорита в июне 1908 г. далеко за пределами зоны разрушения, охватывающее огромную территорию (60–75° с. ш.; 90–110° в. д.).

Литература

1. Веретенко С. В., Пудовкин М. И. Вариации прихода суммарной радиации в 11-летнем цикле солнечной активности // Геомагнетизм и аэронавигация. 1998. Т. 38. С. 33–42.
2. Reid G. C. Solar total irradiance variations and the global sea surface temperature record // J. Geophys. Res. 1991. V. 96. P. 2835–2844.
3. Lean J. L., Beer J., Bradley R. Reconstruction of solar irradiance since 1610: Implications for climate change // Geophys. Res. Lett. 1995. V. 22. P. 3195–3198.
4. Douglass D. H., Clader B. D. Climate sensitivity of the Earth to solar irradiance // Geophys. Res. Lett. 2002. V. 29. P. 1029–1032.
5. Канатъев А. Г., Шумилов О. И., Касаткина Е. А. Программное обеспечение для дендрохронологических измерений // Приборы и техника эксперимента. 2014. № 2. С. 127–130.
6. Шумилов О. И. Палеоклиматический потенциал можжевельника *Juniperus sibirica* на Кольском полуострове / О. И. Шумилов [и др.] // Лесоведение. 2008. № 1. С. 52–59.
7. Kanatjev A. G. A measuring complex for tree-rings analysis / A. G. Kanatjev [et al.] // Abstr. of the 29-th Annual Seminar “Physics of Auroral Phenomena” (27 February — 3 March 2006, Apatity, Russia). 2006. P. 86.
8. Holmes R. L. Computer-assisted quality control in tree-ring dating and measurement: Tree-Ring Bulletin. 1983. V. 44; Cook E. R., Kairiukstis L. Methods of Dendrochronology. Dordrecht: Kluwer Academic Publishing, 1990. 69–75.
9. Jacoby G. Long-term temperature trends and tree growth in the Taymir region of Northern Siberia / G. Jacoby [et al.] // Quaternary Res. 2000. V. 53. P. 312–318.
10. Shumilov O. I. Palaeovolcanos, Solar activity and tree-rings from Kola Peninsula (Northwestern Russia) over the last 560 years / O. I. Shumilov [et al.] // Intern. J. Environmental Res. 2011. V. 5 (4). P. 855–864.
11. Shumilov O. I. Paleoclimatic potential of the northernmost juniper trees in Europe / O. I. Shumilov [et al.] // Dendrochronologia. 2007. V. 24. P. 123–130.
12. Касаткина Е. А. Последствия мощных вулканических извержений по дендрохронологическим данным / Е. А. Касаткина [и др.] // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 2013. Т. 49, №4. С. 469–476.
13. Ваганов Е. А., Кирдянов А. В., Силкин П. П. Значение раннелетней температуры и сроков схода снежного покрова для роста деревьев в субарктической зоне Сибири // Лесоведение. 1999. № 6, С. 3–13.
14. Briffa K. R., Schweingruber F. H., Jones P. D. Reduced sensitivity of recent tree-growth to temperature at high northern latitudes // Nature. 1998. V. 391. P. 678–682.
15. Зуев В. В., Бондаренко С. Л. Взаимосвязь долгопериодной изменчивости озонового слоя атмосферы с обусловленной УФ-В воздействием изменчивостью плотности древесины // Оптика атмосферы и океана. 2001. Т. 14. С. 1–4.
16. Зуев В. В. Биоиндикация стратосферного озона. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2006. 228 с.
17. Tevini M. Physiological changes in plants related to UV-B radiation: an overview. Stratospheric Ozone Depletion // UV-B Radiation in the Biosphere / Eds. R. H. Biggs, M. E. B. Joyner. Berlin: Springer-Verlag, 1994. P. 37–56.

18. Kasatkina E. A., Shumilov O. I., Krapiec M. On periodicities in long term climatic variations near 68 N, 30 E // *Advances in Geosciences*. 2007. V. 13. P. 25–29.
19. Аткинсон О. Столкновение с Землей. СПб.: Амфора, 2001. 399 с.
20. Baillie M. G. L. Dendrochronology raises questions about the nature of the AD 536 dust-veil event // *The Holocene*. 1994. V. 4. P. 212–217.
21. Vasilyev N. V. The Tunguska meteorite problem today // *Planet. Space Sci.* 1998. V. 46. P. 129–150.
22. Kasatkina E. A. Possible reflection of extraterrestrial body impacts in tree-ring chronologies / E. A. Kasatkina [et al.] // *News of Forest History*. 2008. V. 39. P. 55–56.
23. Боярчук А. А. Угроза с неба: рок или случайность? М.: Космосинформ, 1999. 220 с.
24. Nesvetajlo V. D. Consequences of the Tunguska catastrophe: dendrochronoinduction inferences // *Planet. Space Sci.* 1998. V. 46. P. 155–161.
25. Касаткина Е. А., Шумилов О. И. Еще одна загадка Тунгусской катастрофы // *Письма в ЖЭТФ*. 2007. Т. 85. С. 255–259.
26. Бронштэн В. А. Тунгусский метеорит — осколок кометы Энке? // *Земля и Вселенная*. 1979. Т. 4. С. 49.
27. Васильев Н. В., Разин С. А. Что известно о Тунгусском метеорите // *Земля и Вселенная*. 1978. Т. 6. С. 37–41.
28. Longo G. Search for microremnants of the Tunguska cosmic body / G. Longo [et al.] // *Planet. Space Sci.* 1994. V. 42. P. 163–177.

Сведения об авторах

Канатьев Александр Геннадьевич,

младший научный сотрудник, Полярный геофизический институт, г. Апатиты
E-mail: kantjev@gmail.com

Касаткина Елена Алексеевна,

к. ф.-м. н., старший научный сотрудник, Полярный геофизический институт, г. Апатиты
E-mail: oleg@aprec.com

Шумилов Олег Иванович

д. ф.-м. н., главный научный сотрудник, Полярный геофизический институт, г. Апатиты
E-mail: oleg@aprec.com

УДК: 574.2: 57.04+551.590.21+579.24

Т. С. Завадская, Р. Е. Михайлов, Е. Н. Чеботарева

**СОПРЯЖЕННОСТЬ РОСТА МИКРОФЛОРЫ В ОРГАНИЗМЕ ДЕТЕЙ,
ПРОЖИВАЮЩИХ В КИРОВСКО-АПАТИТСКОМ РАЙОНЕ,
С ВАРИАЦИЯМИ ГЕЛИОГЕОФИЗИЧЕСКИХ АГЕНТОВ**

Аннотация

Цель работы состояла в выявлении связи между ростом микрофлоры в организме детей, проживающих в Кировско-Апатитском районе, и вариациями гелиогеофизических агентов. В работе использовались данные результатов анализа микрофлоры в анализах, взятых из носоглотки у детей, проходивших обследование в микробиологической лаборатории. В работе обнаружены качественные и количественные особенности состава микрофлоры в разные фазы цикла солнечной активности (СА), показана вариабельность микрофлоры в разных возрастных группах детей, выявлен разнонаправленный характер связи между различными представителями микрофлоры с СА и геомагнитной активностью.

Ключевые слова:

микрофлора, гелиогеофизические агенты.

T. S. Zavadskaya, R. E. Mikhaylov, E. N. Chebotareva

**DEPENDENS OF MICROFLORA GROWTH IN THE CHILDREN ORGANISM
ON THE HELIOGEOPHYSICAL AGENTS VARIATIONS
IN THE KIROVSK-APATITY REGION**

Abstract

The purpose of this study was to identify the relationship between the growth of the microflora in children who live in the Kirovsk — Apatity area, and variations heliogeophysical agents. The study used data from the analysis of the results of the microflora in the analyzes taken from the throat and nose in children, held a survey in the microbiological laboratory. The paper identified the qualitative and quantitative composition of microflora particular, it shows the variability of the microflora in different age groups of children revealed multidirectional communication between various representatives of the microflora, solar and geomagnetic activity.

Keywords:

microflora, heliogeophysical agents.

Введение

Неоспоримый вклад в объяснение связи, обнаруженной А. Л. Чижевским [1, 2], между эпидемическими процессами и различными фазами цикла солнечной активности, внес казанский бактериолог С. Т. Вельховер [3]. Именно ему принадлежит открытие циклической метахромазии бактерий, зависящей от фаз СА. А. Л. Чижевский придавал этому феномену большое концептуальное значение, так как видел в микроорганизмах одну из возможных связей между СА и процессами в биосфере. В настоящее время явление метахромазии коринебактерий известно как «эффект Чижевского — Вельховера» [4, 5]. Дальнейшее исследование причин

сопряженности между ростом микрофлоры и СА показало, что геомагнитная активность (ГМА) играет какую-то роль в модуляции роста микрофлоры. Однако однозначных результатов в выявлении причинно-следственных связей между воздействием космофизических агентов, ассоциированных с СА, и ростом микрофлоры в организме человека пока не получено.

Цель данного исследования состояла в выявлении возможной связи между качественным и количественным составом микрофлоры в носоглотке детей и вариациями гелиогеофизических агентов, ассоциированных с СА.

Материал и методы

Материалом для выявления качественных и количественных особенностей микрофлоры в различные фазы СА (с 2008 по 2015 гг.) служили результаты анализов (9149 анализа) микрофлоры в носоглотке детей (4475 детей в возрасте от 0 до 15 лет), проживающих в Кировско-Апатитском районе. Записи результатов анализов за указанный период были предоставлены микробиологической лабораторией города Кировска.

Геофизические данные для сопоставления динамики роста микрофлоры и вариабельности гелиогеофизических агентов были получены на сайте ftp://nssdcftp.gsfc.nasa.gov/spacecraft_data/. Статистический анализ всех данных проводили с применением программного обеспечения Statistica 10.

Результаты и обсуждение.

На рис. 1 отражена ежегодная динамика обращений в микробиологическую лабораторию для анализа микрофлоры в носоглотке детей.

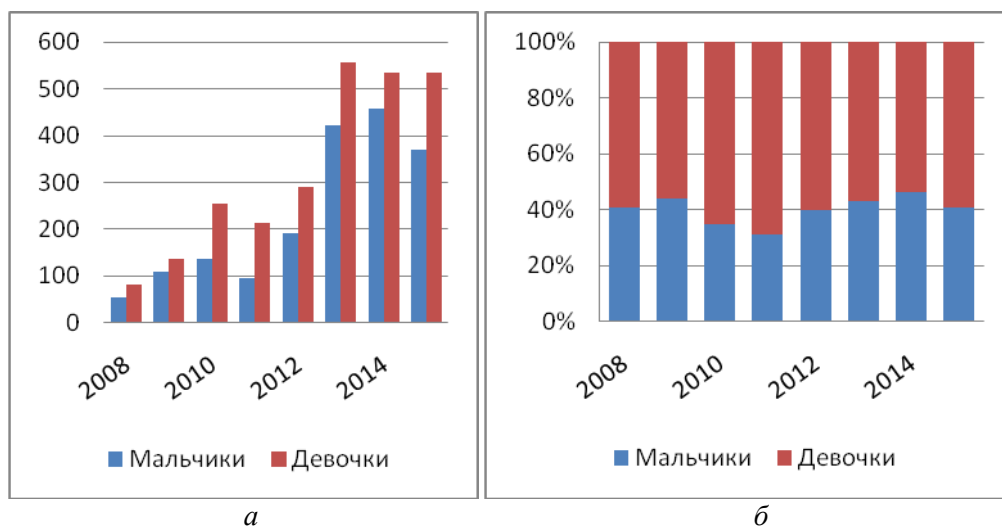


Рис. 1. Динамика ежегодных обращений в микробиологическую лабораторию для анализа микрофлоры в носоглотке мальчиков и девочек (а); динамика ежегодного соотношения числа обращений для анализа микрофлоры у мальчиков и девочек (б)

Показано, что общее число обращений (рис.1, а) возрастает к 2013 г., кроме того, можно видеть, что обращаемость (заболеваемость) у девочек выше,

чем у мальчиков. В 2013 г. почти в два раза увеличилось количество обращений относительно предыдущих пяти лет, но соотношение (девочки и мальчики) числа обращений для в 2013 г. не изменилось. Результаты анализов детей, прошедших обследование, классифицировали по возрастным группам (до 2 лет, от 2 до 3 лет, 4–7, 8–11 и 12–15 лет), отдельно у мальчиков и девочек.

На рис. 2, а, видно, что среди мальчиков наибольшая частота обращений в лабораторию для анализа микрофлоры в носоглотке характерна для групп детей, соответствующих возрасту от 0 до 7 лет. С возрастом частота обращений в этой группе снижается. Среди девочек данный показатель снижается в возрастных группах от 8 до 11 лет (рис. 2, б). С 2008 по 2012 гг. количество обращений у мальчиков колебалось (с возрастанием) от 56 до 193, у девочек — от 81 с ростом до 290. Рост заболеваемости наблюдался в 2013 г., а следовательно, выросло количество обращений в лабораторию. В 2013 г. в группе мальчиков зарегистрировано 421 обращение, пик роста обращаемости был в 2014 г. — 457, в 2015 г. зафиксировано снижение уровня до 370. Среди девочек пик роста обращаемости наблюдался в 2013 г. — 556, в последующих годах рост снизился до 534. Возможно, что рост обращаемости связан с увеличением применения антибиотикотерапии среди населения, что привело к более устойчивым штаммам бактерий или в связи с увеличением приезжего населения [6, 7].

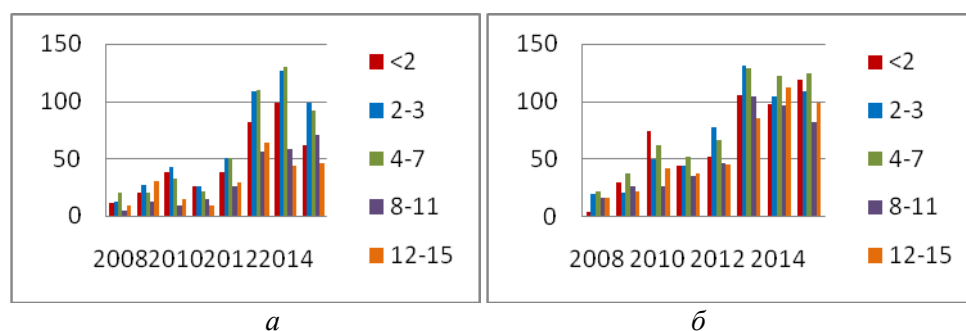


Рис. 2. Динамика ежегодной частоты обращений в лабораторию для анализа микрофлоры в носоглотке в различных возрастных группах мальчиков (а) и девочек (б). По оси абсцисс – годы; по оси ординат – частота обращений

В 2013 г. произошло объединение больниц Кировска и Апатиты, вследствие чего микробиологическая лаборатория стала обслуживать население сразу двух городов. Для оценки обращаемости было проведено нормирование количества детского населения. В 2008–2012 гг. нормирование произведено на количество детей Кировска, а с 2013–2015 — населения двух городов.

По данным Росстата на 2015 г., в Кировске детей в возрасте от 0 до 15 лет зарегистрировано: мальчиков — 5155; девочек — 2656. В городе Апатиты дети в возрасте от 0 до 15 лет составляют: мальчики — 9580; девочки — 4835. На основании этих данных было проведено нормирование детского населения по годам, что отражено на рис 3.

Так как с 2008 г. обращаемость каждый год увеличивалась, нормирование было произведено для того, чтобы оценить соотношение обращений вне зависимости от увеличения количества населения. В группе

мальчиков прослеживается волнообразная динамика среди нормированных данных с максимумами в 2010 г. — 26,38, 2012 г. — 37,44 и 2014 г. — 31,01. В группе девочек структура нормированных данных возрастает и к 2010 г. составляет 96,01, в 2011 г. падает до 80,2, в 2012 г. достигает своего максимума в 109,19. Далее соотношение постепенно снижается и стабилизируется 2014–2015 гг. — 71,29.

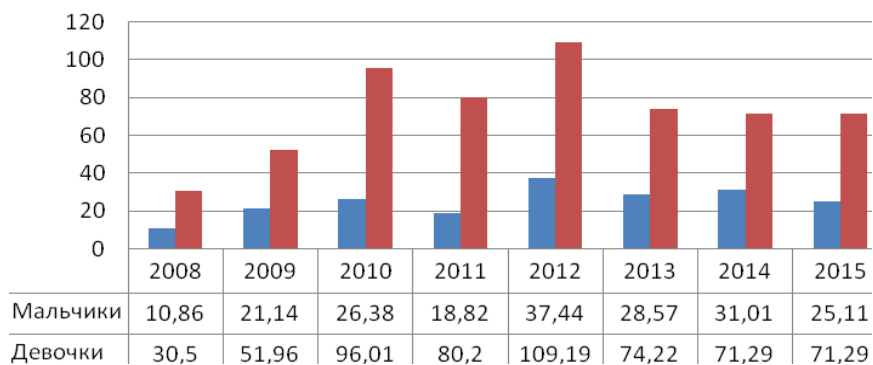


Рис. 3. Динамика ежегодных обращений в микробиологическую лабораторию для анализа микрофлоры с учетом соотношения количества мальчиков и девочек, проживающих в Апатитско-Кировском районе

Как показано на рис. 4 и 5, в анализах, взятых из носа, наиболее часто встречаются следующие виды бактерий: *Staphylococcus epidermidis*, *Staphylococcus aureus*, *Neisseria* непатогенная. На рис. 4 отображена встречаемость бактерий в анализах проб из носа среди девочек.

Встречаемость *Staphylococcus epidermidis* имела примерно одинаковый рост на протяжении 3 лет (с 2008 по 2010 гг. включительно не превышал 300), в 2011–2012 гг. достигла пика роста (примерно 475), затем наблюдался равномерный спад каждый год до изначально стабильного состояния.

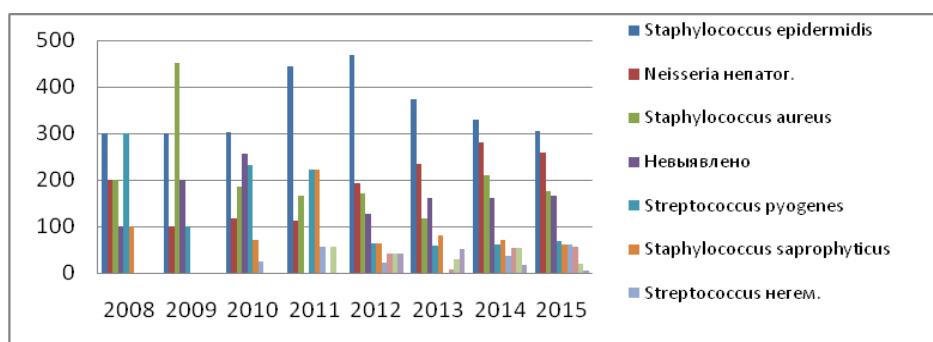


Рис. 4. Динамика роста патогенной микрофлоры у девочек (нормированная на 1000) в период с 2008 по 2015 гг. в анализах, взятых из носа

Пик роста встречаемости *Staphylococcus aureus* зафиксирован в 2009 г. (450), в дальнейшем все вернулось на уровень 2008 г. (менее 200) и сильно не изменялось.

Уровень встречаемости *Streptococcus pyogenes* резко варьировался: в 2008 г. — 300, в 2009 г. — 100, в 2010 г. — около 250, в 2011 г. небольшое сокращение до 225, в 2012 г. зафиксировано снижение в 4 раза — чуть больше 50, этот уровень сохранялся и в последующие годы.

Встречаемость *Neisseria* непатогенной за год (с 2008 по 2009 гг.) сократилась вдвое (до 100), далее в 2012 г. возросла до почти 200 и, продолжая расти к 2014 г., достигла пика роста — 275.

Уровень встречаемости *Staphylococcus saprophyticus* не превышал 100, пик роста был в 2011 г. — 225, в последующие годы произошел резкий спад — около 50.

Остальные бактерии немногочисленны, чтобы можно было выявить какие-либо закономерности.

На рис. 5 отобразена динамика встречаемости бактерий в анализах проб из носа среди мальчиков. Наибольший уровень роста *Staphylococcus epidermidis* зафиксирован в 2008 г. — 425, а в 2009 г. он резко сократился и не превысил 250, в последующем каждый год увеличивался примерно на 50 единиц, второй пик роста наблюдался в 2012 г. — 400, в 2013 г. этот показатель снизился до 275, в 2014 г. снова вырос на 50, но в 2015 г. вернулся к уровню 2013 г.

Уровень встречаемости *Staphylococcus aureus* в 2008 г. составил 280, пик роста наблюдался в 2009 г. — 475, затем в 2010 г. резкий спад до 200 и в последующие годы рост встречаемости не превышал 250.

Встречаемость *Neisseria* непатогенной имела волнообразный характер: в 2009 г. около 100, в 2010 г. наблюдался первый пик роста — 300, с 2011 г. показатель снижался на 100 единиц каждый год до минимального в 2012 г. — около 100, затем зафиксирован резкий рост в 2013 г. — около 250, в 2014 г. — более 300, в 2015 г. — снижение на 50 единиц.

Остальные виды бактерий не имели ярко выраженных изменений и не превышали 150 единиц.

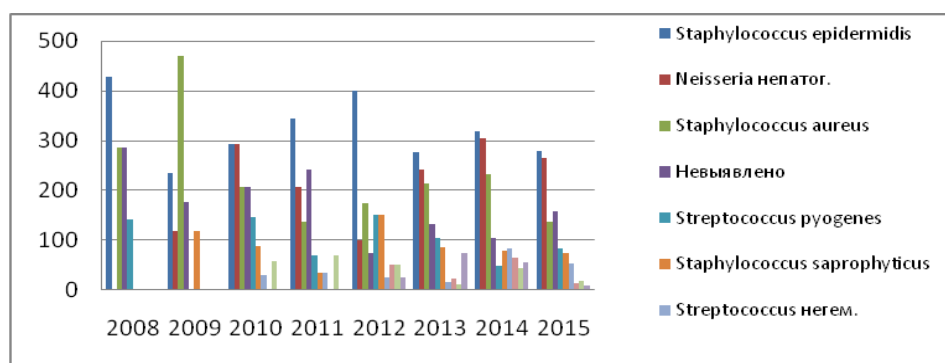


Рис. 5. Динамика роста патогенной микрофлоры у мальчиков (нормированная на 1000) в период с 2008 по 2015 гг. в анализах, взятых из носа

Как показано на рис. 6 и 7, в анализах, взятых из зева, наиболее встречаемы следующие виды: *Streptococcus pyogenes*, *Neisseria* непатогенная. Причем относительно *Streptococcus pyogenes* наблюдается постепенный спад (примерно с 900 до 250 в группе девочек и с 800–900 до 200±50 у мальчиков). Рост *Neisseria* непатогенной стабилен и имеет невыраженный волнообразный

характер колебаний встречаемости группе мальчиков в пределах 600–800, с минимальным значением 500 в 2009 г. и в группе девочек в пределах 700–750, с минимальным значением 500 в 2008 г. Уровень встречаемости *Staphylococcus aureus* у девочек с 2008 по 2010 гг. вырос примерно от 200 до 350, затем снизился до 150 и в дальнейшем не превышал 200. У мальчиков данный показатель в 2008–2009 гг. был в районе 300, затем постепенно снизился и с 2013 г. не превышал 200. С 2012 г. в обеих группах увеличилось количество чистых анализов (в пределах 300). Рост остальной микрофлоры колеблется от 0 до 200, без видимых изменений.

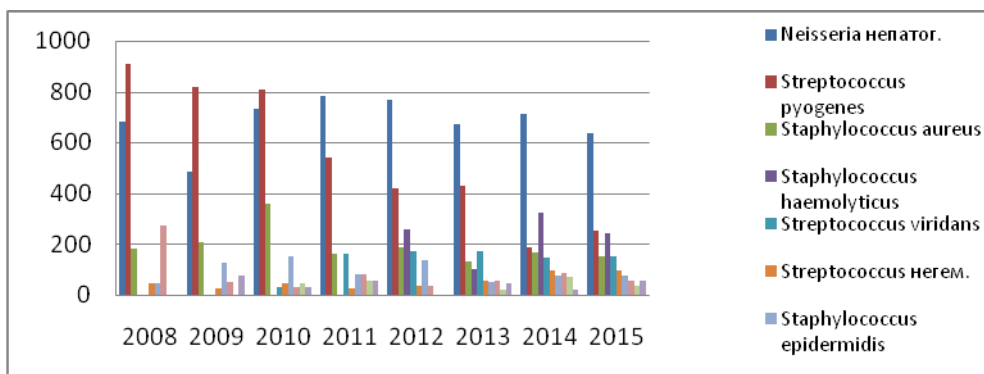


Рис. 6. Динамика роста патогенной микрофлоры у девочек (нормированная на 1000) в период с 2008 по 2015 гг. в анализах, взятых из зева

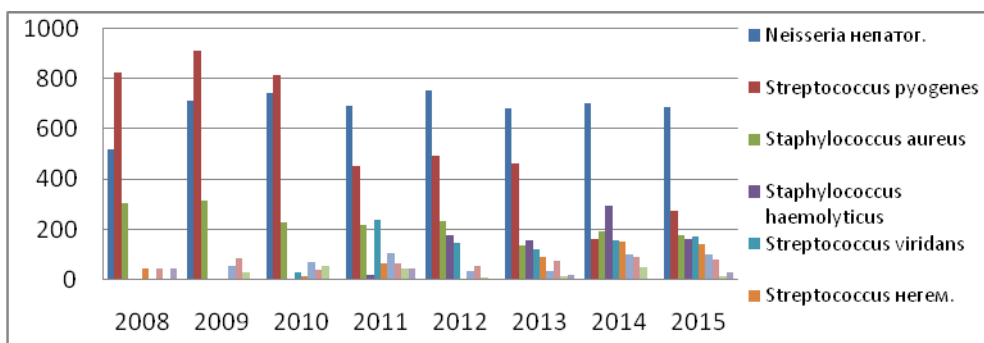


Рис. 7. Динамика роста патогенной микрофлоры у мальчиков (нормированная на 1000) в период с 2008 по 2015 гг. в анализах, взятых из зева

Для определения влияния активности гелиогеофизических показателей на динамику роста патогенной микрофлоры был проведен корреляционный анализ. В табл. 1 приведены некоторые достоверные корреляционные связи между динамикой роста патогенной микрофлоры в пробах, полученных из носа у девочек и мальчиков, и индексами геомагнитной возмущенности.

Как видно на табл. 1, наиболее значимая и частая корреляция у *Staphylococcus aureus*, он отрицательно коррелирует с планетарным индексом (K_p) $-0,81$ в обеих группах и индексом магнитной активности (a_p) $-0,82$ у девочек и $-0,83$ у мальчиков, а также положительно реагирует с индексом напряженности магнитного поля (Dst): $0,82$ и $0,92$ — у девочек и мальчиков соответственно. *Staphylococcus saprophyticus* отрицательно взаимосвязан

с индексом напряженности магнитного поля (Dst) — $-0,83$ у девочек. Корреляция наблюдается между встречаемостью *Streptococcus anhaemolyticus* и излучением Солнца на радиоволнах (f10.7_index) — $0,78$, корреляция есть между ростом *Corynebacterium pseudodiph* и количеством солнечных вспышек (R) $0,75$ в группе мальчиков. *Streptococcus haemolyticus* коррелирует с излучением Солнца на радиоволнах (f10.7_index): $0,77$ — у девочек и $0,83$ — у мальчиков, а также с количеством солнечных вспышек (R) — $0,77$ у мальчиков. *Streptococcus viridans* положительно соотносится с количеством солнечных вспышек (R) — $0,91$ и с излучением Солнца на радиоволнах (f10.7_index) — $0,92$ в группе девочек.

Таблица 1

Корреляции гелиогеофизических агентов с анализом микрофлоры из носа, взятых у девочек и мальчиков

	Девочки					Мальчики				
	Кр-index	R	Dst-index	ap-index	f10.7-index	Кр-index	R	Dst-index	ap-index	f10.7-index
Staph. aureus	-0,81	-0,57	0,83	-0,82	-0,53	-0,81	-0,64	0,92	-0,83	-0,6
Staph. saproph.	0,45	0,32	-0,83	0,44	0,28	-0,11	0,22	0,38	0,01	0,2
Strept. anhaemol.	0,41	0,52	-0,63	0,38	0,51	0,53	0,74	-0,23	0,43	0,78
Staph. haemol.	0,64	0,69	0,09	0,6	0,77	0,67	0,77	0,09	0,63	0,83
Strept. viridans	0,72	0,91	-0,41	0,72	0,92	0,43	0,48	-0,72	0,44	0,44
Coryn. pseud.	0,53	0,65	-0,02	0,63	0,62	0,48	0,75	0,08	0,47	0,75

Таблица 2

Корреляции гелиогеофизических агентов с анализом микрофлоры из зева, взятых у девочек и мальчиков

	Девочки					Мальчики				
	Кр-index	R	Dst-index	ap-index	f10.7-index	Кр-index	R	Dst-index	ap-index	f10.7-index
Neiss. непат.	0,82	0,54	-0,92	0,82	0,52	-0,07	0,4	0	0,03	0,34
Strept. pyog.	-0,68	-0,97	0,14	-0,66	-0,99	-0,76	-0,97	0,3	-0,72	-0,99
Staph. aureus	-0,4	-0,5	-0,12	-0,4	-0,52	-0,54	-0,83	0,44	-0,56	-0,77
Staph. haemol.	0,67	0,75	0,09	0,63	0,81	0,66	0,85	0,06	0,62	0,89
Strept. viridans	0,74	0,95	-0,44	0,79	0,92	0,65	0,86	-0,56	0,68	0,83

В результатах анализов, полученных из зева у девочек, наиболее значимая корреляция у *Neisseria* непатогенной, она положительно взаимосвязана с планетарным индексом (Кр) $0,82$ и индексом магнитной активности (ap) $0,82$, а также отрицательно соотносится с индексом напряженности магнитного поля (Dst) $-0,92$. *Streptococcus pyogenes*

отрицательно взаимосвязан с количеством солнечных вспышек (R) $-0,97$ у девочек и мальчиков, с излучением Солнца на радиоволнах (f10.7_index) — $-0,99$ у мальчиков и девочек и с планетарным индексом (K_p) $-0,76$ в группе мальчиков. *Streptococcus viridans* положительно коррелирует с количеством солнечных вспышек (R) — $0,95$ у девочек и $0,86$ у мальчиков, с индексом магнитной активности (ap) $0,79$ у девочек и с излучением Солнца на радиоволнах (f10.7_index) — $0,92$ у девочек и $0,83$ у мальчиков. У *Streptococcus haemolyticus* есть корреляция с излучением Солнца на радиоволнах (f10.7_index) — $0,81$ у девочек и $0,89$ у мальчиков и с количеством солнечных вспышек (R) $0,85$ у мальчиков. В группе мальчиков также выявлена отрицательная корреляция между уровнем встречаемости *Staphylococcus aureus* и количеством солнечных вспышек (R) $-0,83$, он также коррелирует с излучением Солнца на радиоволнах (f10.7_index) $-0,77$.

Заключение

Среди детского населения большая часть хронических заболеваний приходится на заболевания дыхательной системы. Сочетание острых респираторных инфекций и ЛОР-патологий (хронические аденоиды, хронический и рецидивирующий тонзиллит, отит, синусит, бронхит) у детей дошкольного и школьного возраста составляет до 35 % [7, 8].

В нашем исследовании мы проанализировали и сопоставили все полученные данные о качественном и количественном составе микрофлоры в носоглотке детей, выявили сопряженность роста бактерий родов *Staphylococcus* и *Streptococcus* (возбудители острых респираторных вирусных заболеваний и ангин) с вариациями гелиогеофизических агентов, ассоциированных с СА [9–11], что доказывает достоверное влияние геомагнитных возмущений на организм человека в целом и на его микрофлору в частности. Анализ частоты обращений показал, что в условиях Заполярья дети (до 15 лет) наиболее подвержены респираторным заболеваниям [12]. Разделение на возрастные группы выявило, что наиболее чувствительны дети в возрасте до 7 лет, что объясняется особенностями детской иммунной системы, в частности, низким уровнем иммуноглобулинов А и G [13, 14]. Благодаря прогнозам СА и ГМА можно прогнозировать вспышки инфекционных заболеваний и предпринимать превентивные меры для снижения риска заболеваемости и инфицированности среди населения.

Также наблюдается устойчивый рост заболеваемости, что, вероятно, связано с неблагоприятной экологической обстановкой и социально-экономическими факторами.

Литература

1. Чижевский А. Л. Земное эхо солнечных бурь. М.: Мысль. 1973. 349 с.
2. Чижевский А. Л. Космический пульс жизни (Земля в объятиях Солнца. Гелиотараксия). М.: Мысль. 1995. 767 С.
3. Вельховер С. Т. О некоторых функциональных свойствах коринебактерий // Журн. микробиол., эпидем. и иммунобиол. 1935. Т. 15, № 6. С. 869–878.
4. Вельховер С. Т. Годовой ход метахромазии волютина коринебактерийной клетки // Микробиология. 1936. Т. XV, вып. 5. С. 731–736.

5. Шестопалов И. П., Рогожин Ю. А. Корреляция между микробиологической (*S. aureus*) и сейсмической активностью с учетом взаимосвязей «Солнце — Земля» и генерации нейтронных потоков // Авиакосмическая и экологическая медицина. 2005. Т. 39, № 93. С. 20–26.
6. Доклад о состоянии здоровья населения и организации здравоохранения в Мурманской области по итогам деятельности за 2013 г. URL: minzdrav.gov-murman.ru/files/doclad.pdf
7. Емельянова М. П. Новый взгляд на терапию острого вирусного ринита у детей // Вопросы современной педиатрии. 2011. Т. 10, № 4. С. 115–118.
8. Ершова А. К. Комплексный подход к лечению острых респираторных вирусных заболеваний // Рус. мед. журн. 2011. Т. 19, № 18. С. 1132–1134.
9. Завадская Т. С. Вариабельность микрофлоры человека в зависимости от гелиогеофизических агентов в условиях Заполярья / Т. С. Завадская [и др.] // Труды Кольского научного центра РАН. Серия «Гелиогеофизика». Апатиты, 2015. Вып. 1, № 6(32). С. 50–54.
10. Белишева Н. К. Вклад высокоширотных гелиогеофизических агентов в заболеваемость населения Евро-Арктического региона // Вестник Урал. медицинской академической науки. Екатеринбург, 2014. № 2(48). С. 5–11.
11. Меркушев И. А. Связь роста микрофлоры с геокосмическими агентами / И. А. Меркушев [и др.] // Научное приборостроение РАН. 1998. Т. 7, № 1–2, прил. 1. С. 62–63.
12. Краткий справочник по космической биологии и медицине / ред. А. И. Бурназян. М.: Медицина, 1967. 296 с.
13. Основные показатели здоровья матери и ребенка, деятельность службы охраны детства и родовспоможения в Российской Федерации / Мин-во здравоохранения РФ; Департамент мониторинга, анализа и стратегического развития здравоохранения; Центральный НИИ организации и информатизации здравоохранения Минздрава РФ. М., 2015. 164 с.
14. Беляева Н. Н. Связь изменений слизистых оболочек носа и рта с иммунным статусом при воздействии факторов окружающей среды / Н. Н. Беляева [и др.] // Гигиена и санитария. 2001. № 5. С. 62–64.

Сведения об авторах

Завадская Татьяна Сергеевна

инженер Научно-исследовательского центра медико-биологических проблем адаптации человека в Арктике КНЦ РАН, Апатиты
E-mail: Green.myrtal@mail.ru

Михайлов Роман Егорович

младший научный сотрудник Научно-исследовательского центра медико-биологических проблем адаптации человека в Арктике КНЦ РАН, Апатиты
E-mail: rem1987@mail.ru

Чеботарева Елена Николаевна

руководитель лаборатории микробиологического анализа Апатитско-Кировской центральной городской больницы

РАДИОФИЗИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРИРОДНЫХ СРЕД

УДК 550.388.2, 537.877

А. В. Ларченко, О. М. Лебедь, Ю. В. Федоренко

ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ЗЕМЛИ НА РАСПРОСТРАНЕНИЕ СНЧ СИГНАЛОВ

Аннотация

Работа посвящена определению границ допустимости использования модели распространения СНЧ электромагнитных волн в волноводе Земля-ионосфера, не учитывающей статическое магнитное поле Земли. Сравнение результатов моделирования, полученных с помощью FDTD и полно-волнового методов, показало, что учет магнитного поля Земли можно пренебречь только в том случае, когда распространение происходит в дневных условиях. В ночных условиях это может привести к значимым погрешностям в оценках фазовых скоростей.

Ключевые слова:

волновод Земля-ионосфера, численная модель, атмосферик.

A.V. Larchenko, O.M. Lebed, Yu.V. Fedorenko

ESTIMATION OF THE EFFECT EARTH'S MAGNETIC FIELD ON THE VLF SIGNAL PROPAGATION

Abstract

The limits of models of ELF electromagnetic wave propagation in the Earth-ionosphere waveguide without taking Earth static magnetic field into consideration are investigated. Comparison of the results of modeling by FDTD and full-wave methods shows that the influence of the Earth static magnetic field is negligible under daytime conditions while in nighttime omitting the static magnetic field may cause significant errors in phase velocity estimates.

Keywords:

Earth-ionosphere waveguide, numerical model, atmospheric.

Введение

Исследование влияния гелиогеофизических возмущений на состояние нижней ионосферы представляет несомненный интерес как для фундаментальных исследований физических процессов в ионо- и магнитосфере Земли, так и для решения ряда практических задач. Как известно, в волноводе Земля-ионосфера распространяются электромагнитные возмущения от молниевых разрядов — атмосферерики. На больших расстояниях от источника разряда свойства атмосферерики определяются в основном состоянием верхней стенки волновода —

нижней ионосферой на высотах D-слоя. В свою очередь, на ионосферу Земли влияют потоки высокоэнергичных протонов и рентгеновское излучение от вспышек на Солнце. При этом изменяется профиль электронной концентрации $N_e(h)$ нижней ионосферы [1, 2] и вследствие этого изменяются условия распространения электромагнитных сигналов в волноводе Земля-ионосфера. В работе [3] было показано, что анализ временных вариаций групповой скорости распространения атмосфериков v_{gr} в СНЧ-диапазоне позволяет вести мониторинг изменения состояния нижней ионосферы, а исследование поведения отношения вертикальной компоненты электрического поля к тангенциальной компоненте магнитного поля E_z/H_τ дает возможность диагностировать присутствие горизонтальных неоднородностей проводимости D-слоя. Данное исследование проводилось по данным обс. Ловозеро и Баренцбург.

Для исследования процессов, происходящих в волноводе Земля-ионосфера во время гелиогеофизических возмущений, и для учета влияния на распространение возникающих в нижней ионосфере крупномасштабных неоднородностей необходимо привлечение численной модели. Из всего множества моделей распространения электромагнитных сигналов в волноводе Земля-ионосфера можно выделить две основные группы, учитывающие и не учитывающие влияние магнитного поля Земли. К первой группе относится полно-волновой метод («full-wave method»), описанный в работах [4, 5], а ко второй – одна из реализаций метода FDTD [6]. Учет магнитного поля в полно-волновом методе позволяет моделировать распространение электромагнитных волн в плоскостной намагниченной холодной плазме. Для описания неоднородностей проводимости ионосферы $\sigma(h)$ в этом методе, как правило, используется борновское приближение [7]. При этом существует ограничение сверху на отклонение концентрации электронов неоднородности от фоновых значений и на размер неоднородности, который должен быть, по крайней мере, меньше длины волны.

В ряде работ [8–10] было показано, что влияние анизотропии верхней стенки волновода Земля-ионосфера на распространение волн СНЧ-диапазона является пренебрежимо малым. Это дает предпосылки к возможности пренебрежения влиянием магнитного поля и использования программной реализации метода FDTD, не учитывающей статического магнитного поля Земли. Неоспоримым достоинством этой модели является отсутствие ограничений, характерных для борновского приближения.

Данная работа посвящена определению границ допустимости использования моделей распространения электромагнитных волн СНЧ-диапазона в волноводе Земля-ионосфера, не учитывающих статическое магнитное поле Земли, в задачах исследования состояния нижней ионосферы.

Модели распространения электромагнитных возмущений в волноводе Земля-ионосфера

Для моделирования влияния неоднородностей проводимости изотропной ионосферы на распространение электромагнитных сигналов мы использовали разработанную в Массачусетском технологическом институте [6] программную

реализацию широко распространенного метода конечных разностей во временной области (FDTD), созданную в свободно распространяемом программном пакете Meep. Мы применили данный метод для анализа распространения импульсных СНЧ-сигналов, возбуждаемых молниевыми разрядами, в волноводе Земля-ионосфера с неоднородной изотропной верхней стенкой. Расчетная область представляла собой параллелепипед в декартовых координатах размерностью $160 \times 50 \times 240$ точек. Для исключения отражений от границ области моделирования она была ограничена в горизонтальных направлениях и сверху идеально согласованными слоями (PML). Нижняя граница области была представлена бесконечно проводящей плоскостью. Пространственное разрешение по горизонтальным осям сетки выбиралось равным 50 км на 1 шаг, по вертикальной оси — 500 м на 1 шаг, а временной шаг, равный 1.6 мкс, выбирался в соответствии с условиями Куранта для разрешения по вертикальной оси. Источник — точечный вертикальный электрический диполь, установленный на высоте 500 м над нижней границей и на расстоянии 500 км от левой стенки расчетной области. Профили электронной концентрации N_e и частоты столкновений электронов ν_e для дня и ночи для расчетов с помощью метода FDTD и полно-волнового метода взяты из работы [11], где были представлены результаты моделирования, соответствующие экспериментальным.

В качестве метода, учитывающего влияние статического магнитного поля Земли на распространение электромагнитных сигналов в волноводе Земля-ионосфера, мы использовали полно-волновой метод, подробно описанный в работе [5]. Он позволяет вести расчет электромагнитного поля в плоскостной среде, которая представляет собой горизонтально стратифицированную намагниченную плазму с произвольным направлением магнитного поля и произвольной зависимостью электронной концентрации от высоты. Этот метод стабилен против неустойчивости, вызываемой затухающими волнами, и эффективно использует вычислительные ресурсы. Чтобы получить значения компонент поля от источника, представляющего собой электрический диполь, необходимо произвести интегрирование по всей области моделирования по всем горизонтальным волновым числам k_{\perp} . При этом значительно возрастает возможность возникновения численных ошибок. Однако значение фазовой скорости, расчет которой является задачей исследования, можно получить и без интегрирования. Для этого мы воспользовались условием резонанса волновода Земля-ионосфера [5]:

$$\det(\mathbf{I} - \mathbf{R}^d \mathbf{R}^u) = 0, \quad (1)$$

где \mathbf{I} — единичная матрица, \mathbf{R}^u и \mathbf{R}^d — матрицы коэффициентов отражения, рассчитываемые полно-волновым методом в приземном слое.

Поскольку в реальном волноводе всегда существуют потери в среде, то не существует таких k_{\perp} , при которых детерминант выражения $\mathbf{I} - \mathbf{R}^d \mathbf{R}^u$ равнялся бы нулю. Однако можно найти значения k_{\perp} , доставляющие минимум данному выражению. Особенно это легко сделать, когда мы рассматриваем

распространение на частотах СНЧ-диапазона с вертикальным магнитным полем, где условия распространения не зависят от направления и присутствует только ТЕМ мода. Полученные значения k_{\perp} будут характеризовать распространение этой моды в волноводе Земля-ионосфера и позволят рассчитать ее фазовую скорость. Сравнив значения фазовых скоростей, полученные расчетом компонент поля вдоль трассы распространения с помощью полно-волнового метода и из дисперсионного уравнения (1), мы сможем сказать, насколько верно выполняется интегрирование при переходе из пространства волновых чисел полно-волновой модели в физическое пространство. Значение индукции магнитного поля вблизи поверхности Земли бралось по модели IGRF и составило для obs. Ловозеро 53 мкТл.

Компоненты поля рассчитывались на расстояниях от 3000 до 5000 км от источника возмущения. На таких расстояниях уже можно пренебречь полями ближней зоны источника возмущения и считать, что на распространение сигнала влияет, главным образом, состояние волновода Земля-ионосфера. Кроме того, выбранные расстояния соответствуют расстоянию от obs. Ловозеро до средиземноморского грозового очага. Расчеты велись в трех выделенных полосах частот с центральными частотами — 130, 220 и 420 Гц. Набор частот определялся из следующих соображений. Во-первых, вблизи частоты 130 Гц наблюдается максимум спектральной мощности атмосферика, что позволяет наблюдать хорошее отношение сигнал/шум в эксперименте при отборе атмосфериков. Во-вторых, привлечение измерений на нескольких частотах дает возможность более полно исследовать профиль проводимости ионосферы. И, в-третьих, дальнейшее увеличение частоты не приводит к значимым отличиям параметров распространения, поскольку, как следует из дисперсионного уравнения [7], при переходе от 130 к 220 Гц фазовая скорость изменится примерно на 1.5 %, а при переходе от 420 к 800 Гц она изменится всего на 0.5 %. Увидеть такое малое изменение экспериментально практически невозможно.

Проводимость ионосферы и статическое магнитное поле Земли

Проведем качественное рассмотрение влияния статического магнитного поля на распространение электромагнитных сигналов в волноводе Земля-ионосфера. Тензор проводимости ионосферы σ , который связывает между собой токи, текущие в ионосферной плазме, и внешнее электрическое поле Земли в общем случае выглядит следующим образом:

$$\sigma = \begin{bmatrix} \sigma_P & \sigma_H & 0 \\ -\sigma_H & \sigma_P & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_{\parallel} \end{bmatrix};$$

$$\sigma_P = \frac{e^2 N_e v_e}{m_e (v_e^2 + \omega_{ce}^2)}; \quad \sigma_H = \frac{e^2 N_e \omega_{ce}}{m_e (v_e^2 + \omega_{ce}^2)}; \quad \sigma_{\parallel} = \frac{e^2 N_e}{m_e v_e}.$$

Здесь e и m_e — заряд и масса электрона, N_e и v_e — концентрация и частота столкновений электронов, $\omega_{ce} = -eB/m_e$ — циклотронная частота электронов, B — значение магнитной индукции у поверхности Земли.

В изотропном случае, когда $v_e \gg \omega_{ce}$, магнитное поле не оказывает влияния и проводимость выглядит следующим образом:

$$\sigma = \begin{bmatrix} \sigma_{\parallel} & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_{\parallel} & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_{\parallel} \end{bmatrix}.$$

Как видно из формул, чем ближе входящая в состав тензора холловская проводимость σ_H к нулю и педерсоновская проводимость σ_P к параллельной проводимости σ_{\parallel} , тем ближе тензор к изотропному случаю и тем меньше влияние магнитного поля на проводимость ионосферы. В качестве параметров, характеризующих это влияние, удобно выбрать отношения $\sigma_P/\sigma_{\parallel}$ и $\sigma_H/\sigma_{\parallel}$. Их зависимости от высоты показаны на рисунке.

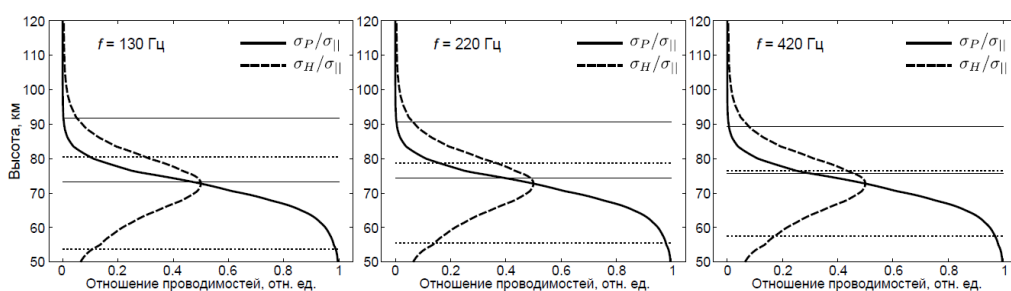
Известно, что за высотное поведение вертикальной электрической компоненты и горизонтальных магнитных компонент поля в нижней ионосфере отвечают два характерных участка профиля проводимости [13]. Вне этих характерных участков свойства ионосферы практически не влияют на распространение электромагнитных волн в волноводе. Значения характерных высот, обычно их обозначают как h_1 и h_2 , можно вычислить с помощью сферической модели волновода Земля-ионосфера [14] с экспоненциальным профилем проводимости ионосферы:

$$\sigma(h) = \varepsilon_0 \omega_0 \exp\left(\frac{h - h_0}{\xi}\right);$$

$$h_1 = h_0 + \xi \ln\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right); \quad h_2 = h_0 + \xi \ln\left(\frac{c^2}{4\omega\omega_0\xi^2}\right).$$

Здесь c — скорость света, ω — произвольная частота, ω_0 — опорная частота, ξ — шкала высот, h_0 — высота, на которой $\sigma(h) = \varepsilon_0 \omega_0$.

Рассчитанные существенные для распространения области ионосферы, ограниченные высотами h_1 и h_2 , на трех выбранных частотах также показаны на рисунке.



Жирной линией показана зависимость отношения σ_P к σ_{\parallel} от высоты, штриховой — отношения σ_H к σ_{\parallel} от высоты. Горизонтальными линиями выделены существенные для распространения области ионосферы для дня (пунктирные линии) и ночи (тонкие линии)

Видно, что в пределах дневной существенной области значение $\sigma_p/\sigma_{||}$ изменяется примерно от 0.2 до 1, а значение $\sigma_n/\sigma_{||}$ — примерно от 0.1 до 0.45. Для ночной существенной области $\sigma_p/\sigma_{||}$ изменяется примерно от 0 до 0.4, а $\sigma_n/\sigma_{||}$ изменяется также как для дневной — примерно от 0.1 до 0.45. Это говорит о том, что в случае дня вклад педерсоновской проводимости в общую проводимость невелик, особенно на высотах ниже 70 км. Вклад холловской проводимости в данном диапазоне высот также низок и днем, и ночью. Следовательно, можно сделать вывод о том, что в случае исследования распространения в дневное время возможно использовать изотропное приближение и можно пренебречь влиянием статического магнитного поля. В ночное время ожидается влияние уменьшения педерсоновской проводимости на распространение сигналов в волноводе Земля-ионосфера, которым вряд ли можно пренебрегать.

Результаты моделирования

Для того чтобы обоснованно определить, допустимо ли в задачах распространения электромагнитных сигналов СНЧ-диапазона в волноводе Земля-ионосфера использовать модель, не учитывающую статическое магнитное поле Земли, мы провели следующий численный эксперимент. По приведенным ниже формулам рассчитывались значения параметров, которые измеряются в эксперименте [3], а именно фазовой v_{ph} скорости распространения электромагнитного импульса и волнового импеданса Z .

$$v_{ph} = \frac{\omega}{k} \quad \frac{Z}{Z_0} = \operatorname{Re} \left(\frac{E_z}{120\pi H_\tau} \right).$$

Проведенные расчеты как методом FDTD, так и полно-волновым методом не учитывали сферичность Земли, которая, как предполагалось, должна на выбранных расстояниях мало влиять на результаты расчета полей. Поэтому для подтверждения этого предположения мы дополнили их расчетами, сделанными по аналитическим формулам в рамках сферической модели волновода Земля-ионосфера с экспоненциальным профилем проводимости. По этой модели волновой импеданс и фазовая скорость находятся следующим образом:

$$v_{ph} = \tilde{n} \sqrt{\frac{h_1}{h_2}}; \quad \frac{Z}{Z_0} = \frac{c}{v_{ph}}.$$

В таблице приведены результаты расчета волнового импеданса, фазовой и групповой скоростей распространения электромагнитного импульса с помощью метода FDTD, полно-волнового метода и сферической модели волновода с экспоненциальным профилем проводимости. Из нее видно, что учет сферичности земной поверхности практически не влияет на фазовую скорость и волновой импеданс. Значения фазовой скорости отличаются лишь на 0.12 % как для дня, так и для ночи. Это подтверждает предположение о том, что сферичность Земли в таких расчетах можно не учитывать.

Что касается учета магнитного поля, то здесь можно сделать следующие выводы. Для дневного профиля проводимости расчет дал практически

одинаковые значения фазовых скоростей на всех трех частотах. Они отличаются всего лишь на 0.24 %, что находится в пределах численной ошибки. В то же время расчеты для ночного профиля проводимости фазовых скоростей методом FDTD с изотропной ионосферой и с помощью полно-волнового метода с учетом анизотропии довольно сильно отличаются, в среднем примерно на 2.2 %, причем учет магнитного поля приводит к более низким значениям фазовых скоростей. Расчет с помощью дисперсионного уравнения показал, что полученные значения скоростей соответствуют тем, что получены полно-волновым методом с последующим интегрированием по пространству волновых чисел при переходе к пространственным координатам. Что касается волнового импеданса, то из таблицы следует, что магнитное поле также наиболее сильно влияет на него в условиях ночной ионосферы. Отсюда можно сделать вывод, что при исследовании распространения электромагнитных сигналов в дневных условиях можно использовать модель, не учитывающую статическое магнитное поле Земли. В свою очередь, в ночных условиях отсутствие в модели учета магнитного поля может привести к значимым погрешностям в оценках фазовых скоростей распространения электромагнитных сигналов и волнового импеданса и, как следствие, ошибкам при восстановлении профиля электронной концентрации ионосферы.

Фазовая скорость и волновой импеданс
для дневного и ночного профилей проводимости

Фазовая скорость v_{ph} , тыс. км/с								
f , Гц	Без учета магнитного поля				Полно-волновой метод, $B = 53$ мкТл			
	Метод FDTD		Сферическая модель		усреднено для 3000–5000 км		дисперсионное соотношение	
	день	ночь	день	ночь	день	ночь	день	ночь
130	242.0	265.0	242.3	265.1	242.1	257.0	242.0	257.6
220	250.0	269.0	249.7	268.7	249.3	262.3	247.5	262.2
420	255.0	271.0	255.2	271.1	255.6	267.0	253.0	265.2
Волновой импеданс Z/Z_0								
f , Гц	Без учета магнитного поля				Полно-волновой метод, $B = 53$ мкТл			
	Метод FDTD		Сферическая модель		усреднено для 3000–5000 км		$Z/Z_0 = c/v_{ph}$	
	день	ночь	день	ночь	день	ночь	день	ночь
130	1.23	1.13	1.23	1.13	1.232	1.153	1.240	1.165
220	1.20	1.12	1.20	1.12	1.202	1.137	1.212	1.144
420	1.17	1.10	1.17	1.11	1.166	1.120	1.186	1.131

Выводы

Авторами проведено моделирование распространения электромагнитных импульсов в волноводе Земля-ионосфера с помощью метода FDTD, не учитывающего статическое магнитное поле Земли, и полно-волнового метода, который учитывает магнитное поле. В результате расчетов получены

значения фазовых скоростей и волнового импеданса на трех частотах (130, 220 и 420 Гц). Проведенное сравнение результатов расчетов с использованием численных моделей с аналитическим решением подтвердило адекватность численных моделей. Анализ этих результатов показал, что учетом магнитного поля Земли можно пренебречь только в том случае, когда распространение происходит в дневных условиях. В ночных условиях это может привести к значимым погрешностям в оценках волнового импеданса и фазовых скоростей распространения электромагнитных сигналов.

Благодарности. Работа была поддержана программой № 7 Президиума РАН.

Литература

1. Behroozi-Toosi A. B., Booker H. G. Application of a simplified theory of ELF propagation to a simplified worldwide model of the ionosphere // *J. Atmos. Terr. Phys.* 1980. Vol. 42. P. 943–974.
2. Cummer S. A. Modeling electromagnetic propagation in the earth-Ionosphere waveguide // *IEEE Transactions on Antennas and Propagation.* 2000. Vol. 48, No. 9. P. 1420–1429.
3. Реакция авроральной нижней ионосферы на солнечные вспышки в марте 2012 г. по данным наблюдений в СНЧ-диапазоне / О. М. Лебедь [и др.] // *Геомагнетизм и аэронавигация.* 2015. Т. 55, № 6. С. 797–807.
4. 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.
5. Madden T., Thompson W. Low frequency electromagnetic oscillations of the Earth — ionosphere cavity // *Reviews of Geophysics.* 1965. Vol. 3. P. 211–254.
6. Харгривс Дж. К. Верхняя атмосфера и солнечно-земные связи. Введение в физику околоземной космической среды. Л.: Гидрометеиздат, 1982. 353 с.
7. Митра А. Воздействие солнечных вспышек на ионосферу Земли. М.: Мир, 1977. 370 с.
8. Greifinger C., Greifinger P. Approximate method for determining ELF eigenvalues in the earth-ionosphere cavity // *Radio Sci.* 1978. No. 13. P. 831.
9. A flexible free-software package for electromagnetic simulations by the FDTD method / A. F. Oskooi [et al.] // *Computer Physics Communications.* 2010. Vol. 181, Issue 3. P. 687–702.
10. Pappert R. A., Moller W. F. Propagation theory and calculations at lower extremely low frequencies (ELF) // *IEEE Trans. Commun. Electron., COM-22.* 1974. P. 438–451.
11. Born M., Wolf E. Principles of Optics: Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light. 7th ed. Cambridge: Cambridge Univ. Press (U. K.), 1999.
12. Fullekrug M. Dispersion relation for spherical electromagnetic resonances in the atmosphere // *Physics Letters A.* 2000. Vol. 275. P. 80–89.

13. Lehtinen N. G., Inan U. S. Full-wave modeling of transionospheric propagation of VLF waves // *Geophys. Res. Lett.* 2009. 36. L03104.
14. Yamashita M., Sao K. Some considerations of the polarisation error in direction finding of atmospherics // *J. Atmos. Terr. Phys.* 1974. Vol. 36. P. 1623–1641.

Сведения об авторах

Ларченко Алексей Викторович

младший научный сотрудник Полярного геофизического института, г. Апатиты
E-mail: alexey.larchenko@gmail.com

Лебедь Ольга Михайловна,

к. ф.-м. н., младший научный сотрудник Полярного геофизического института,
г. Апатиты
E-mail: olgamihs@yandex.ru

Федоренко Юрий Валентинович

к. ф.-м. н., доцент, заведующий сектором Полярного геофизического института,
г. Апатиты
E-mail: yury.fedorenko@gmail.com

УДК 550.380.14

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

МЕТОДЫ ОЦЕНКИ И ПРЕДСТАВЛЕНИЯ ПЕРЕДАТОЧНЫХ ФУНКЦИЙ ГЕОФИЗИЧЕСКИХ ДАТЧИКОВ

Аннотация

В данной работе обоснована необходимость проведения высокоточных прямых измерений передаточных характеристик геофизических датчиков. На примере определения характеристик измерительных каналов горизонтальных магнитных компонент СНЧ-ОНЧ-приемника с активными рамочными антеннами подробно описан метод измерений модуля и аргумента функций передачи на выделенных частотах с последующим расчетом нулей и полюсов этих функций. Представленный метод может быть применен к определению и представлению функций передачи широко распространенных геофизических датчиков с электромагнитными преобразователями физических величин в напряжение. К таким датчикам можно отнести индукционные магнитометры, активные рамочные, дипольные и штыревые антенны и большую часть сейсмометрической аппаратуры.

Ключевые слова:

передаточная характеристика, калибровка, магнитные рамочные антенны.

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

METHODS ESTIMATING AND PRESENTATION OF TRANSFER FUNCTIONS GEOPHYSICAL SENSORS

Abstract

The necessity of high-precision direct measurements of the responses of geophysical sensors is justified. A technique of measurement of the module and argument of sensor response at the selected frequencies and subsequent calculation this response's zeros and poles is described in details for active loop antennas used by ELF-VLF receiver. The presented method may be used for both measurement and representing of responses of widely used geophysical sensors with electromagnetic converters of the physical fields and mechanical motion into voltage. Such sensor types include induction coil magnetometers, active loop, monopole and dipole antennas and many types of seismic sensors.

Keywords:

transfer function, calibration, magnetic loop antennas.

Введение

Разработка и применение высокоэффективных измерителей колебаний электромагнитного поля Земли в широком частотном диапазоне — от крайне низких до очень низких частот — всецело зависит от точного знания характеристик и свойств датчиков, входящих в их конструкцию, и точности определения передаточных характеристик их измерительных каналов. Существует широкий круг задач, для решения которых необходимо представление передаточной функции не в виде набора отсчетов, а в аналитическом виде. Например, для сравнения экспериментальных данных с волновыми формами сигнала, полученными из моделей распространения,

необходимо либо пересчитать в физическую величину данные, полученные в результате измерений, либо выходные данные модели привести к результатам измерений в анализируемом диапазоне частот. Последнее достигается достаточно просто при помощи обработки смоделированного сигнала фильтром, построенным на основе передаточной характеристики измерительной системы. Для этого передаточная характеристика системы сбора должна быть выражена в аналитическом виде, то есть в виде набора полюсов и нулей функции передачи. Отметим, что представление функций передачи в таком виде позволяет при обработке данных измерений избежать необоснованного использования интерполяции, которая не всегда применима к оцифрованным сигналам и может внести значительную ошибку в получаемые результаты.

В данной работе на примере рамочных антенн СНЧ-ОНЧ-приемника рассматривается необходимость проведения прямых измерений передаточных характеристик антенн геофизического оборудования и приведен комплекс методик, позволяющий произвести оценку передаточной характеристики всего измерительного канала и привести полученную таким образом характеристику к виду дробно-рациональной функции.

1. Расчет характеристик активных антенн из электрической схемы

Насколько бы тщательно не был бы выполнен подбор номиналов элементов схем усилителей антенн при их создании, произвести расчет передаточной характеристики измерительной антенны с заранее заданной точностью невозможно. Это связано с тем, что отклонение номинала каждого из элементов схемы от истинного значения оказывает разную степень влияния на передаточную характеристику схемы в целом.

Для примера рассмотрим характеристики схемы измерительного канала горизонтальной магнитной рамочной антенны СНЧ-ОНЧ-приемника, установленного в обл. Ловозеро. Данный приемник успешно используется для исследования эффектов распространения естественных и искусственных ОНЧ-сигналов [1, 2]. Его также предполагается использовать для исследования реакции нижней ионосферы на протонные события, используя при этом оценки групповых и фазовых скоростей распространения и волнового импеданса (отношения E_z к H_z) [3, 4] электромагнитных (ЭМ) сигналов, распространяющихся в волноводе Земля-ионосфера. На точность оценки групповой скорости распространения ЭМ сигнала прямое влияние оказывает точность определения фазочастотных характеристик (ФЧХ) измерительных каналов, а точность измерения волнового импеданса определяется точностью измерения амплитудно-частотных характеристик (АЧХ) [5].

Для диагностики состояния нижней ионосферы оценку групповой скорости распространения и волнового импеданса предполагается производить для естественных сигналов (атмосфериков) в СНЧ-диапазоне и сигналов СДВ-передатчиков радионавигационной системы РСДН-20 в ОНЧ-диапазоне. Оценка параметров атмосфериков производится нами в диапазоне частот до 500 Гц, в работах [3, 4] рассматривается диапазон несколько уже — 95–165 Гц. Передатчики радионавигационной системы РСДН-20 излучают сигналы, частоты которых лежат в диапазоне 11–15 кГц. Отсюда следует, что для диагностики состояния нижней ионосферы на разных высотах будет использован практически весь рабочий диапазон частот СНЧ-ОНЧ-приемника,

что накладывает жесткие требования к точности определения передаточных характеристик измерительных каналов в широкой полосе частот.

Произведем расчет доверительных интервалов АЧХ и ФЧХ активной антенны из интервалов значений элементов схемы активной антенны, которые определяются при их подборе. Эти доверительные интервалы характеризуют схему в целом и не могут быть получены путем прямых измерений. На рис. 1 приведена упрощенная схема измерительного канала магнитных компонент ловозерского СНЧ-ОНЧ-приемника. Упрощение состоит в том, что здесь приведена схема лишь одного плеча дифференциального усилителя рамочной антенны.

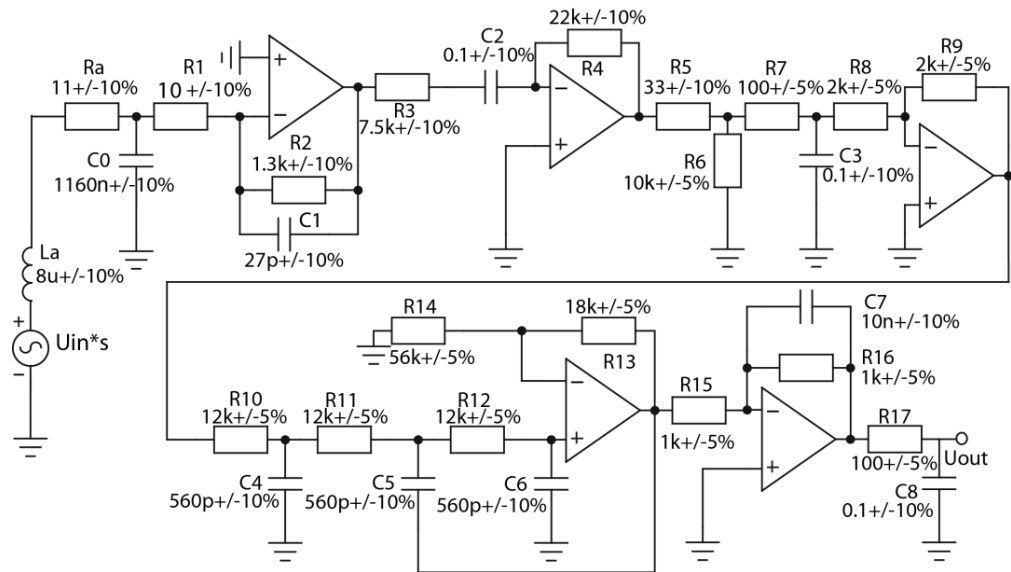


Рис. 1. Упрощенная схема измерительного канала магнитных компонент ловозерского СНЧ-ОНЧ-приемника с номиналами элементов и относительными ошибками их подбора

Расчет доверительных интервалов передаточной характеристики, используя значения относительных ошибок подбора элементов схемы, мы выполняли следующим образом:

1. Произвели измерения индуктивности и сопротивления по постоянному току пассивной части антенны (собственно, рамки), при этом относительная ошибка проведенных измерений составила не выше 10 %.

2. Определили ошибки подбора каждого из элементов схемы.

3. Из схемы активной антенны нашли аналитическое выражение для ее передаточной функции $H(s)$ в виде дробно-рациональной функции комплексной переменной $s = 2\pi fi$, где f — частота, i — мнимая единица.

4. Выполнили расчет доверительных интервалов полученной передаточной функции методом Монте-Карло для 10^5 реализаций в предположении равномерного распределения номиналов элементов схемы в границах их точности и при уровне доверия 0.95.

Ниже приведены результаты расчета доверительных интервалов характеристик схемы активных рамочных антенн ловозерского СНЧ-ОНЧ-приемника.

Из рис. 2 видно, что 5–10 %-й разброс номиналов элементов схемы приводит к достаточно большой неопределенности ее характеристик, особенно это выражено границах рабочего диапазона частот. Произведем оценку ошибок расчета АЧХ и ФЧХ в интересующих нас частотных диапазонах — 95–165 Гц и 11–15 кГц. При использовании в схеме компонентов, имеющих точность 5–10 %, относительная ошибка расчета АЧХ в диапазоне частот 95–165 Гц в среднем составляет около 12 %, в диапазоне 11–15 кГц — более 34 % (рис. 1). Средняя ошибка расчета ФЧХ в данных частотных диапазонах составляет 3° и 23°, соответственно. Приведенные ошибки расчета АЧХ измерительного канала приведут к пропорциональным ошибкам оценок волнового импеданса, что является недопустимым.

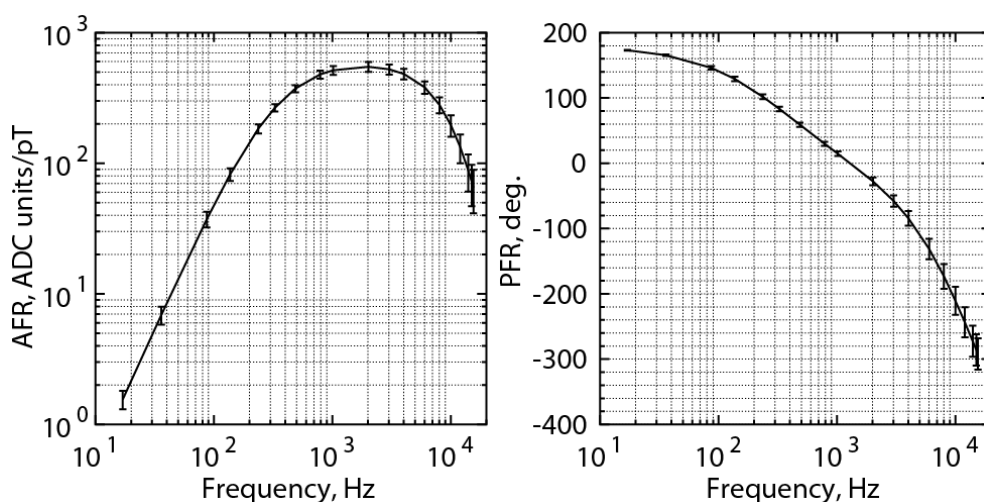


Рис. 2. АЧХ (слева) и ФЧХ (справа) схемы измерительного канала компонент ловозерского СНЧ-ОНЧ-приемника с нанесенными доверительными интервалами по уровню 0.95, рассчитанными из точности подбора элементов

Стоит отметить, что даже при точности подбора номиналов всех элементов схемы и точности измерения параметров пассивной антенны в 1 % относительная ошибка расчета АЧХ в диапазоне частот 95–130 Гц будет составлять порядка 1.2 %, а в диапазоне 11–15 кГц — 4 %. Разброс значений рассчитанной ФЧХ в этих же диапазонах составит не более 0.3° и 3° соответственно. Такой точности определения передаточных характеристик будет достаточно, но с технической точки зрения это практически невозможно. Это связано с тем, что, во-первых, с такой точностью довольно сложно определить параметры пассивной антенны (L_a , R_a), а во-вторых, настолько точных (1 %) керамических конденсаторов, работающих в промышленном диапазоне температур, на данный момент вообще не существует. Поэтому для точного определения характеристик измерительных каналов простого расчета недостаточно и необходимо проведение прямой калибровки.

В пользу разработки метода и проведения прямой калибровки антенн также свидетельствует и тот факт, что в процессе длительных измерений необходимо периодически контролировать состояние всего измерительного тракта.

2. Прямые измерения характеристик измерителей

В процессе прямой калибровки создают физический сигнал заданной величины, соответствующий измеряемому, и определяют коэффициенты, описывающие передаточную функцию всей системы в целом, включая антенну, интерфейсное устройство и аналогово-цифровой преобразователь (АЦП). Для проведения калибровки антенн важно иметь точные физические эталоны и устройства, позволяющие создавать соответствующие внешние воздействия. Также необходимо создать однородное поле в области пространства размерами, превышающими размеры калибруемых антенн.

На практике выполнить прямую калибровку рамочных антенн практически невозможно в силу того, что размеры антенной системы СНЧ-ОНЧ-регистратора могут превышать десятки метров. В литературе встречается множество методов оценки передаточных характеристик антенн данного типа [6–8]. В основном применение этих методов сопряжено либо с созданием громоздких конструкций вспомогательных антенн, либо с достаточно сложным и неточным расчетом ЭМ поля, пересекающего плоскость рамки. Поэтому нами был разработан и применен простой метод, позволяющий произвести оценку передаточной характеристики антенны без ее прямой калибровки.

В данном методе, оценка передаточных характеристик магнитных рамочных антенн СНЧ-ОНЧ-приемника производится с помощью однослойной тороидальной катушки с воздушным сердечником. Суть метода заключается в следующем: рамочная антенна продевается через тор, в котором создается известный магнитный поток. Принимая во внимание тот факт, что магнитное поле полностью сосредоточено внутри тороидальной катушки, величина магнитного потока Φ_{tor} через плоскость антенны пересчитывается в величину калибровочного однородного магнитного поля B_{clb} как $B_{clb} = \Phi_{tor}/S_{ant}$, где S_{ant} — площадь магнитной рамочной антенны. Вследствие исключения необходимости создания громоздкой конструкции вспомогательной излучающей антенны данный метод отличается как простотой проведения, так и простотой расчета величины потока калибровочного магнитного поля, пересекающего плоскость рамочной антенны.

Выбор типа калибровочного сигнала. Существующие методы оценки передаточных характеристик антенн различаются не только методами создания калибровочного поля, но и типами калибровочных сигналов. Различают два подхода: измерения с помощью широкополосных сигналов и гармонических сигналов на некотором выделенном наборе частот. В качестве широкополосных сигналов, в свою очередь, для целей калибровки часто используют: импульсный, шумовой или сигнал генератора качающейся частоты (ГКЧ). В нашем случае, оптимальным является использование гармонического сигнала, в силу того что измерения с помощью широкополосных сигналов зачастую уступают по точности оценки передаточной характеристики [9] и длительности процесса проведения измерений.

Методика измерения передаточной характеристики гармоническим сигналом на некотором выделенном наборе частот заключается в оценке значений амплитуды и фазы выходного сигнала антенны при изменении частоты калибровочного сигнала. Значения используемых в этом методе частот выбираются с учетом рабочего диапазона частот измерительной аппаратуры. Если частота калибровочного сигнала определена точно, то для совместной оценки амплитуды и фазы гармонического сигнала возможно использовать метод, описанный в работе [10], который в данном случае является оптимальным. Суть метода заключается в следующем. В отсутствие шума сигнал частотой $\omega_0 = 2\pi f$ на выходе антенны можно записать в виде:

$$s(t) = A \cos(\omega_0 t + \varphi_0) = a \cos \omega_0 t - b \sin \omega_0 t,$$

где A и φ_0 — неизвестные амплитуда и фаза.

Если $\omega_0 T = 2\pi n$, где n — целое число, то для получения оценок амплитуды и фазы необходимо вычислить следующие параметры:

$$\hat{a} = \frac{2^{\circ}}{T} \int_0^T s(t) \cos \omega_0 t dt = A \cos \varphi_0; \quad \hat{b} = \frac{2^{\circ}}{T} \int_0^T s(t) \sin \omega_0 t dt = A \sin \varphi_0$$

Тогда оценки амплитуды и фазы вычисляются по формулам:

$$A = \sqrt{\hat{a}^2 + \hat{b}^2}; \quad \varphi_0 = \arctan \frac{\hat{b}}{\hat{a}}. \quad (1)$$

В книге [10] показано, что при наличии гауссового шума на выходе антенны плотности распределения оценок параметров a и b принадлежат нормальному закону, в результате чего оценка их средних значений является несмещенной, т. е. оценки параметров a и b являются точными. При больших значениях отношения сигнал/шум оценка фазы является также несмещенной, в то время как оценка амплитуды сигнала A распределена по обобщенному закону Рэлея и поэтому является смещенной, но ее смещение относительно истинного значения малое. К достоинствам данного метода можно отнести то, что за счет увеличения времени измерения на каждой частоте можно достичь сколь угодно высокой точности оценки амплитуды и фазы опорного калибровочного сигнала и сигнала на выходе антенны.

Расчет доверительных интервалов. Приведенный метод оценки амплитуды и фазы позволяет получить по одному значению амплитуды и фазы для каждой реализации, т. е. промежутка времени, в который непрерывно передавался калибровочный сигнал с постоянной частотой. Для получения ансамбля значений амплитуды и фазы и оценки плотности их распределения нужно получить много реализаций, статистически идентичных имеющейся. В нашем случае известно, что в малой окрестности частоты сигнала статистические свойства шума практически не изменяются. Тогда, считая принимаемый сигнал активной антенны аддитивной суммой передаваемого сигнала и шума, для получения многих реализаций принимаемого сигнала можно воспользоваться реализациями шума, взятыми вблизи частоты сигнала.

Для определения, с каким шагом по частоте можно отступать от частоты передаваемого сигнала, мы пользовались следующими рассуждениями. При проведении измерений гармонический сигнал имеет конечную длительность T и его отображение в спектральную плоскость представляет собой функцию вида $\sin((\omega - \omega_0)T)/(\omega - \omega_0)T$. Если по частоте отступить на произвольную величину и

попасть на максимум или минимум «лепестка» этой функции, это внесет ошибку в измерения. Для этого шаг частоты должен быть выбран равным $1/T$. Тогда для оценки доверительного интервала необходимо произвести оценку средних амплитуды A и фазы φ сигнала усреднением параметров a и b за период измерений T . Выбирать набор M частот с шагом $1/T$ слева и справа от частоты сигнала. Сгенерировать сигналы вида $s_m(t) = A \cos(\omega_m t + \varphi_0)$ с вычисленными ранее оценками амплитуды A реального сигнала, фазой $\varphi_0 = 0$, так как доверительный интервал оценки фазы не зависит от ее среднего значения, и частотой ω_m , $m = 1 \dots 2M$. Вставить сгенерированный сигнал в реализацию шума и произвести оценку a_m и b_m на частотах ω_m . Рассчитываем наборы $A_m = \sqrt{a_m^2 + b_m^2}$ и $\varphi_m = \arctan \frac{b_m}{a_m}$ и для заданной доверительной

вероятности вычисляем доверительные интервалы непосредственно по наборам реализаций A_m и φ_m . В данном случае трудно получить устойчивую оценку доверительных интервалов при близких к единице значениях доверительной вероятности, поскольку при этом необходимо большое число реализаций шума. Для расчета 95 %-х доверительных интервалов необходимо иметь набор из 200–300 независимых реализаций шума.

3. Целевая функция. Оптимизация с ограничениями

В отличие от обычного метода, который включает в себя оценку амплитуды и фазы на ограниченном наборе частот, рассматривая их как независимые выборки, мы предлагаем использовать априорную информацию о том, что передаточная функция любой антенны с усилителем является рациональной функцией от s .

Полученные в ходе измерений значения АЧХ (A_m) и ФЧХ (φ_m) измерительных каналов на дискретном наборе частот можно записать в виде вектора значений функции вида:

$$H_m(s) = A_m e^{i\varphi_m}.$$

Из параметров электрической схемы активной антенны можно найти аппроксимирующую функцию H_a , имеющую следующий вид:

$$H_a(s) = k \frac{\prod_{j=1}^n (s - z_j)}{\prod_{l=1}^m (s - p_l)},$$

где k — коэффициент усиления, z и p — наборы полюсов и нулей соответственно, m — число полюсов, n — число нулей передаточной функции.

Таким образом, задачей аппроксимации является поиск минимума целевой функции метода наименьших квадратов:

$$\hat{O}(k, z, p) = \sum_{j=1}^N W(\omega_j) ((H_m(s_j) - H_a(s_j))(H_m(s_j) - H_a(s_j))^*), \quad (2)$$

где N — число частот, на которых производились калибровочные измерения; W — весовая функция, значения которой были получены при расчете

доверительных интервалов для значений измеренных АЧХ и ФЧХ активной антенны, * обозначает комплексно сопряженную величину.

Выбор начального приближения. В задачах аппроксимации важным параметром, влияющим как на скорость выполнения данной операции, так и на ее результат, является начальное приближение вектора аргументов целевой функции, который состоит из коэффициента усиления и наборов полюсов и нулей передаточной функции. В нашем случае выбор начального приближения аргументов целевой функции мы предлагаем произвести исходя из результатов расчета параметров электрической схемы со средними номиналами элементов, которые приведены на рис. 1.

Выбор ограничений значений аргументов целевой функции. В общем случае аргументы целевой функции могут быть заданы на произвольных множествах. Но для того, чтобы передаточная функция, получаемая в результате аппроксимации, имела не только реальное количество полюсов и нулей, но и их расположение было тоже близко к реальному, на аргументы целевой функции должны быть наложены ограничения. Выбор этих ограничений мы предлагаем производить также исходя из электрической схемы и точности подбора ее элементов, т. е. здесь мы предлагаем произвести те же действия, как и при расчете доверительных интервалов передаточной характеристики, приведенные в части 2, но вычисляя при этом распределения полюсов и нулей передаточной функции.

4. Результаты

По приведенным выше методикам мы произвели оценку передаточной характеристики горизонтальной рамочной антенны ловозерского СНЧ-ОНЧ-приемника. На рис. 3 приведены рассчитанные доверительные интервалы измеренных значений АЧХ и ФЧХ антенны и доверительные интервалы, рассчитанные из точности подбора элементов схемы.

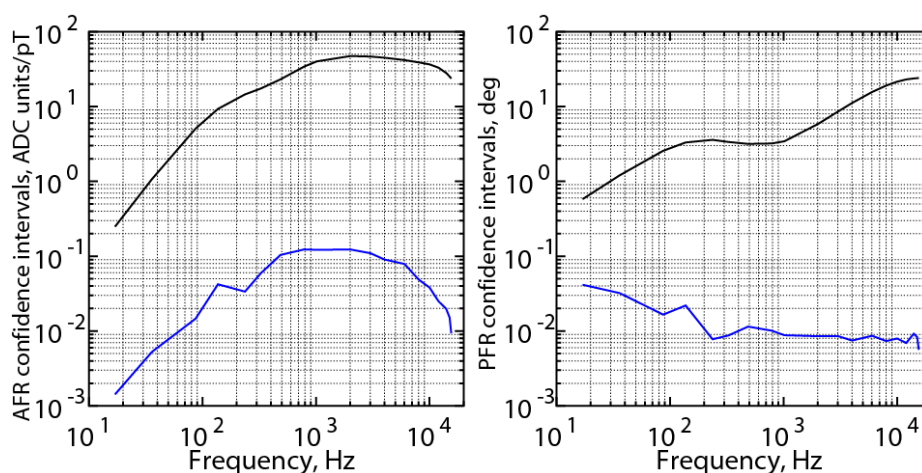


Рис. 3. Доверительные интервалы при уровне доверия 0.95 измеренных (синяя линия) и рассчитанных (черная линия) из схемы АЧХ (справа) и ФЧХ (слева) антенны

Как видно из рис. 3, доверительные интервалы измерений на несколько порядков меньше рассчитанных из схемы, что говорит о достаточно высокой точности оценки передаточной характеристики.

Для решения задачи поиска минимума целевой функции (2) мы воспользовались одним из методов нелинейной оптимизации из пакета NLOPT [11]. С помощью итерационного подхода был выбран метод Splx, основанный на Subplex-алгоритме [12], показавший наилучшие результаты.

Для выбора граничных значений аргументов целевой функции (2) по электрической схеме (рис. 1) методом Монте-Карло были рассчитаны распределения коэффициента усиления и наборов полюсов и нулей передаточной функции. Данные распределения были получены из 10^5 реализаций. При уровне доверия 0.95 были вычислены доверительные интервалы данных распределений. При аппроксимации в качестве граничных значений аргументов целевой функции были использованы рассчитанные таким образом доверительные пределы коэффициента усиления и наборов полюсов и нулей передаточной функции.

На рис. 4 приведены результаты аппроксимации передаточной характеристики магнитной рамочной антенны H_x СНЧ-ОНЧ-приемника obs. Ловозеро.

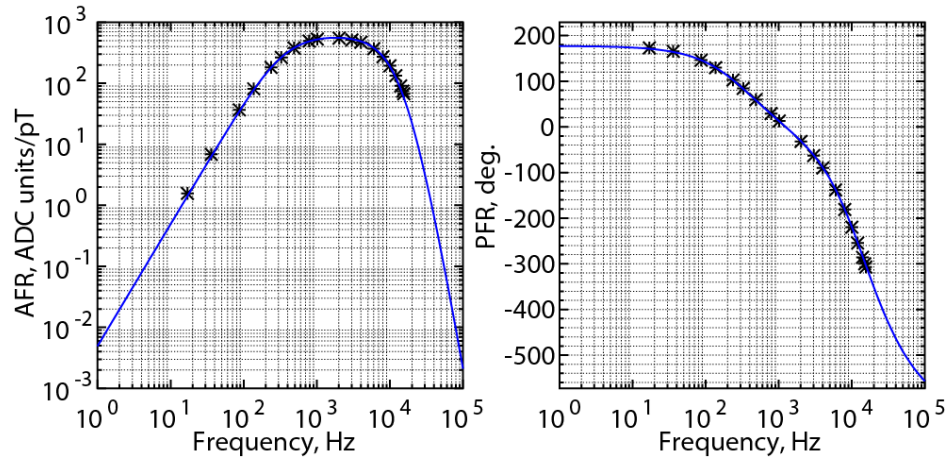


Рис. 4. Полученные в результате аппроксимации (синяя линия) и измеренные (черные звездочки) значения АЧХ (слева) и ФЧХ (справа) антенны

Средняя ошибка аппроксимации в интересующих нас частотных диапазонах 95–165 Гц и 11–15 кГц для значений АЧХ составляет не более 1.6 и 4 % соответственно, а для значений ФЧХ 0.16° и 2.3° . Для исследования эффектов распространения ЭМ-сигналов в волноводе Земля-ионосфера такой точности аппроксимации передаточных характеристик измерительных каналов вполне достаточно.

Заключение

В данной работе мы показали, что для точного определения характеристик измерительных каналов геофизического оборудования простого расчета недостаточно и необходимо проведение прямых измерений. На примере

определения характеристик измерительных каналов горизонтальных магнитных компонент СНЧ-ОНЧ-приемника с активными рамочными антеннами подробно описан и применен метод измерений модуля и аргумента функций передачи на выделенных частотах с последующим расчетом нулей и полюсов этих функций. Представление функций передачи в таком виде позволяет при обработке данных измерений избежать необоснованного использования интерполяции, которая не всегда применима к оцифрованным сигналам и может внести значительную ошибку в получаемые результаты. Приведенный метод достаточно универсален и может быть применен к определению и представлению функций передачи широко распространенных геофизических датчиков с электромагнитными преобразователями физических величин в напряжение.

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

Литература

1. Polarization of ELF waves generated during “beat-wave” heating experiment near cutoff frequency of the Earth-ionosphere waveguide / Y. Fedorenko [et al.] // *Radio Sci.* 2014. 49. 1254–1264. DOI: 10.1002/2013RS005336.
2. 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. Impact Factor 0.332
3. Лебедь О. М., Пильгаев С. В., Федоренко Ю. В. Суточные вариации отношения E/H, наблюдаемые в Ловозеро в диапазоне частот 150–200 Гц / ФГОУ ВПО МГТУ 03211, Информрегистр. 2011. №. 0321100504. С. 232–239.
4. Реакция авроральной нижней ионосферы на солнечные вспышки в марте 2012 г. по данным наблюдений в СНЧ диапазоне / О. М. Лебедь [и др.] // *Геомагнетизм и аэрономия.* 2015. Т. 55, № 6. С. 797–807.
5. 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.
6. Burke C. P., Jones D. L. Global radiolocation in the lower ELF frequency band // *J. Geophys. Res.* 1995. Vol. 100, No. D12. P. 26263–26271.
7. Галахов А. А. Метод калибровки магнитных рамочных антенн больших геометрических размеров // *Измерительная техника.* 1990. № 6. С. 48–49.
8. Комплекс для измерения и регистрации электромагнитных полей в диапазоне СНЧ-ОНЧ / А. В. Швец [и др.] // *Електромагнітна сумісність та безпека на залізничному транспорті.* 2014. № 7. С. 11–21.
9. Аранович З. И. О точности импульсной калибровки сейсмометрических каналов и некоторых способах ее повышения // *Сейсмические приборы: сборник.* 1976. №. 10.

10. Левин Б. Р. Теоретические основы статистической радиотехники // Советское радио. 1968. Кн. 2. С. 190–193.
11. The NLOpt nonlinear-optimization package / Steven G. Johnson. URL: <http://ab-initio.mit.edu/nlopt>
12. Rowan T. Functional Stability Analysis of Numerical Algorithms / PhD thesis, Department of Computer Sci. University of Texas at Austin, 1990.

Сведения об авторах

Ларченко Алексей Викторович

младший научный сотрудник, Полярный геофизический институт, г. Апатиты
E-mail: alexey.larchenko@gmail.com

Лебедь Ольга Михайловна

к. ф.-м. н., младший научный сотрудник, Полярный геофизический институт,
г. Апатиты
E-mail: olgamihsh@yandex.ru

Пильгаев Сергей Васильевич

младший научный сотрудник, Полярный геофизический институт, г. Апатиты
E-mail: pilgaev@pgia.ru

Федоренко Юрий Валентинович

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

УДК 550.388.2

М. В. Филатов, М. В. Швец, С. А. Черноус

ОСОБЕННОСТИ ПРИЕМА НАВИГАЦИОННЫХ СИГНАЛОВ НА ШПИЦБЕРГЕНЕ В УСЛОВИЯХ РАЗВИТИЯ ПОЛЯРНЫХ СИЯНИЙ

Аннотация

В работе проведен сравнительный анализ данных приема навигационных сигналов высокоорбитальных спутников 13 января 2013 г. в условиях развития полярных сияний на станциях Нью-Олесунд и Баренцбург. Делается вывод о том, что дискретные сияния, определяющие состояние полярной ионосферы, являются независимым доминирующим признаком влияния ионосферных авроральных возмущений на распространение навигационных сигналов.

Ключевые слова:

навигационные системы, авроральные возмущения, полярные сияния.

M. V. Filatov, M. V. Shvets, S. A. Chernous

FEATURES OF NAVIGATION SIGNALS RECEIVING DURING AURORAL ACTIVITY AT SHPITSBERGEN

Abstract

The comparative analysis of high orbital satellites navigation GPS signals were done for 13 January 2013 by observations at auroral stations New Olesund and Barentsburg. The conclusion is that the discrete aurora, determining the state of the polar ionosphere, could be independent signature of the dominant influence of ionospheric auroral disturbances on of navigation signals parameters.

Keywords:

navigation systems, auroral disturbances, aurora.

Введение

Появление данной работы связано с публикацией данных синхронных измерений параметров приема сигнала во время развития полярных сияний на Шпицбергене (Нью-Олесунд) 13 января 2013 г. [1]. В этот период полярные сияния были зарегистрированы камерой всего неба, работающей в Нью-Олесунде (78.92N, 11.92E), одновременно с красным свечением пятен, приходящих с северо-запада. Авторы работы утверждают, что нарушения приема GPS-сигнала проявляются в интервалы времени именно тогда, когда красные сияния по данным камеры всего неба соединяются с приходящими красными пятнами. В то же время существуют доказательства того, что на прием навигационных сигналов заметное влияние оказывают области ионосферы, содержащие дискретные формы сияний [2, 3].

Мы решили проверить оба этих утверждения на основе сравнения данных, полученных на станциях Нью-Олесунд и Баренцбург (78.09N, 14.21E), расположенной южнее.

Материалы и методы

На рис. 1, 2 приводится общая геофизическая обстановка 13 января 2013 г. Планетарные индексы (рис. 1) показывают, что выбранные события являются собой типичное развитие магнитной бури средней интенсивности (максимум Dst ~ -30 нТл, максимальный Kp-индекс — 4). Согласно магнитограммам сети IMAGE (<http://space.fmi.fi/image>), рассматриваемое событие происходило в период времени, когда максимальная отрицательная бухта в X-компоненте (рис. 2) была отмечена на меридиане Баренц-региона, в районе о. Хоупена (76.51N, 25.01E), а спад интенсивности приходился как на более северные станции, расположенные на Шпицбергене (Хорнзунд (77.51N, 15.60E), Лонггеарбюен (78.20N, 15.82E) и Нью-Олесунд (78.92N, 11.95E)), так и на более южные (Тромсё (69.66N, 18.94E) и Кируна(67.84N, 20.42E)). Рисунки 2–5 являются результатом анализа совместных данных, полученных на указанных станциях.

Представленные по Нью-Олесунду данные включают в себя:

- 1) картины всего неба в эмиссии кислорода 630.0 нм и кеограммы развития полярных сияний в этой эмиссии и позволяющие наблюдать красные пятна свечения;
- 2) фазовые сцинтилляции GPS-сигнала (в т. ч. их усредненные значения);
- 3) местоположение навигационных спутников на снимках камеры всего неба.

Представленные по Баренцбургу данные включают в себя:

- 1) картины всего неба, полученные гиперспектральной камерой в основных авроральных эмиссиях N_2^+ 470.9 нм, OI 557.7 нм, OI 630.0 нм, позволяющие видеть структуру сияний;
- 2) местоположение навигационных спутников на снимках камеры всего неба;
- 3) данные приема GPS-сигнала (difTEC) со спутников G9, G17, G18 и G24 на станции Баренцбург.

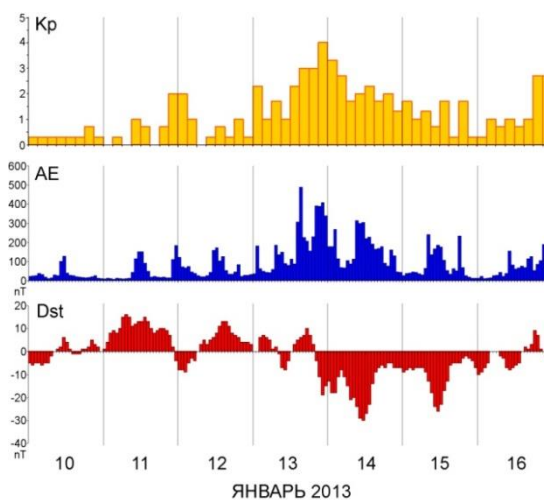


Рис. 1. Развитие геомагнитной бури 13 января 2013 г. согласно планетарным индексам геомагнитной активности Kp, AE, Dst

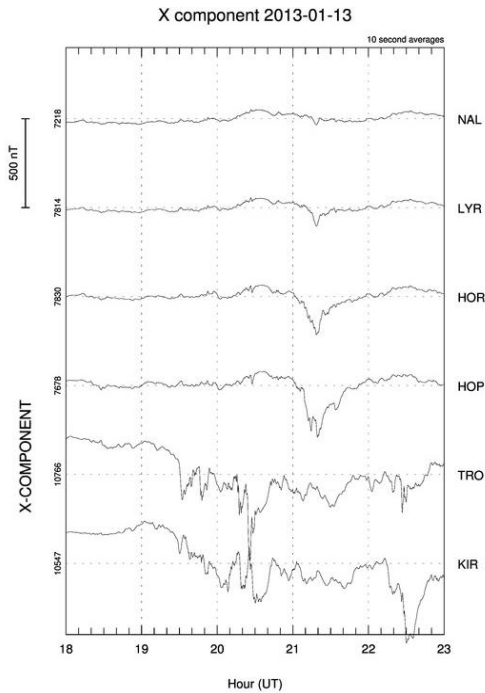


Рис. 2. Развитие геомагнитной бури 13 января 2013 г. по данным X-компоненты сети магнитометров IMAGE в Баренц-регионе: Нью-Олесунд (78.92N, 11.95E), Лонггяарбюен (78.20N, 15.82E), Хорнзунд (77.51N, 15.60E), о. Хоупена (76.51N, 25.01E), Тромсё (69.66N, 18.94E) и Кируна(67.84N, 20.42E)

Следует отметить, что оптическая камера всего неба на станции Баренцбург позволяет хорошо различать различные формы полярных сияний (рис. 5), в отличие от камеры в Нью-Олесунде (рис. 4), интегрирующей их интенсивность по времени, соизмеримом со временем жизни эмиссии 630.0 нм (~ 100 с), для повышения чувствительности.

На рис. 5 представлено расположение навигационных спутников на фоне полярных сияний, снятых камерой NORUSCA [3], располагающейся в обсерватории Баренцбург. Она представляет собой гиперспектральную камеру, оснащенную акустооптическим светофильтром без движущихся оптико-механических частей. Высокая скорость переключения спектральных полос и их произвольная выборка позволяет производить последовательное сканирование избранных рабочих эмиссий с темпом, определяемым только необходимыми временами экспозиции.

На рис. 3 в верхней части приведены данные из работы [1]. Сверху вниз: кеограмма эмиссии 630.0 нм, фазовые скинтилляции GPS-сигнала (номера спутников обозначены разными цветами), усредненные скинтилляции. Согласно рис. 3, а и б, фазовые скинтилляции для станции Нью-Олесунд во время существования на трассе сигнала дискретных форм сияний в период 21.20–21.40 UT (интервал, выбранный в работе [1]) испытывают рост для спутников G9, G15, G17. На этом же отрезке времени обнаруживается рост флуктуаций ТЕС при приеме сигналов тех же спутников G9, G15, G17 при приеме сигналов на станции Баренцбург с добавлением спутника G24 (рис. 3, г-ж). На рис. 5 видно, что данная группа

сигналов проходит через область существования дискретных полярных сияний. Таким образом, данные, характеризующие нарушение приема сигнала или увеличение погрешностей на станции Нью-Олесунд, совпадают по времени с данными вариаций ПЭС, полученными на станции Баренцбург для спутников, находящихся в диапазоне углов места, совпадающих с положением интенсивных полярных сияний.

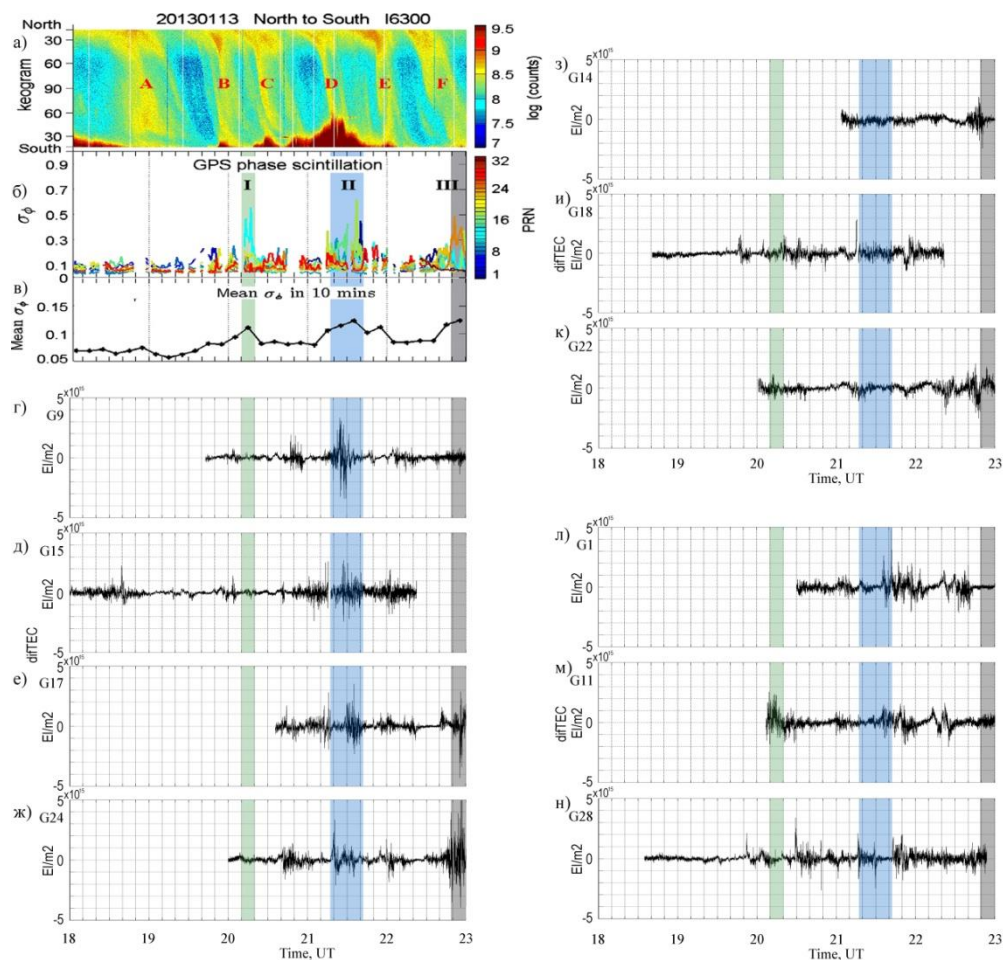


Рис. 3. Данные, полученные на Шпицбергене 13 января 2013 г.: а) кеограмма эмиссии 630.0 нм в Нью-Олесунде; б) фазовые сцинтилляции GPS-сигнала в Нью-Олесунде (по оси ординат номер спутника, для каждого спутника на графике свой цвет); в) усредненные фазовые сцинтилляции в Нью-Олесунде; г-ж) вариации полного электронного содержания (DifTEC) для навигационных спутников, сигнал с которых зарегистрирован в Баренцбурге и проходит сквозь полярные сияния; з-к) вариации ПЭС (DifTEC) для навигационных спутников, сигнал с которых зарегистрирован в Баренцбурге, не проходит сквозь дискретные формы сияний и не имеет значимых флуктуаций; л-н) вариации ПЭС (DifTEC) для навигационных спутников, сигнал с которых зарегистрирован в Баренцбурге, не проходит сквозь дискретные формы и имеет значимые флуктуации

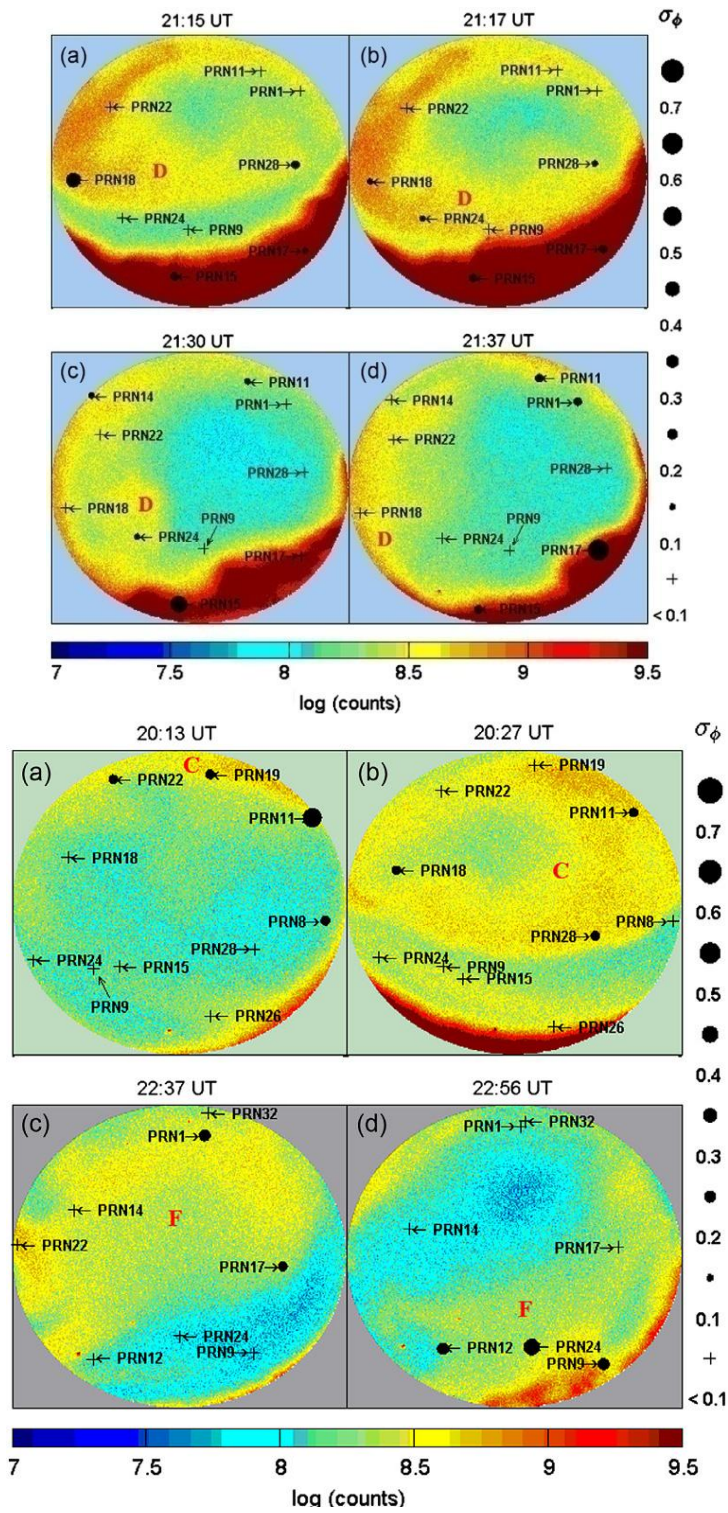


Рис. 4. Положение красных полярных сияний, наблюдаемых камерой всего неба (в условных цветах) в Нью-Олесунде, и положение навигационных спутников в поле зрения приемной антенны

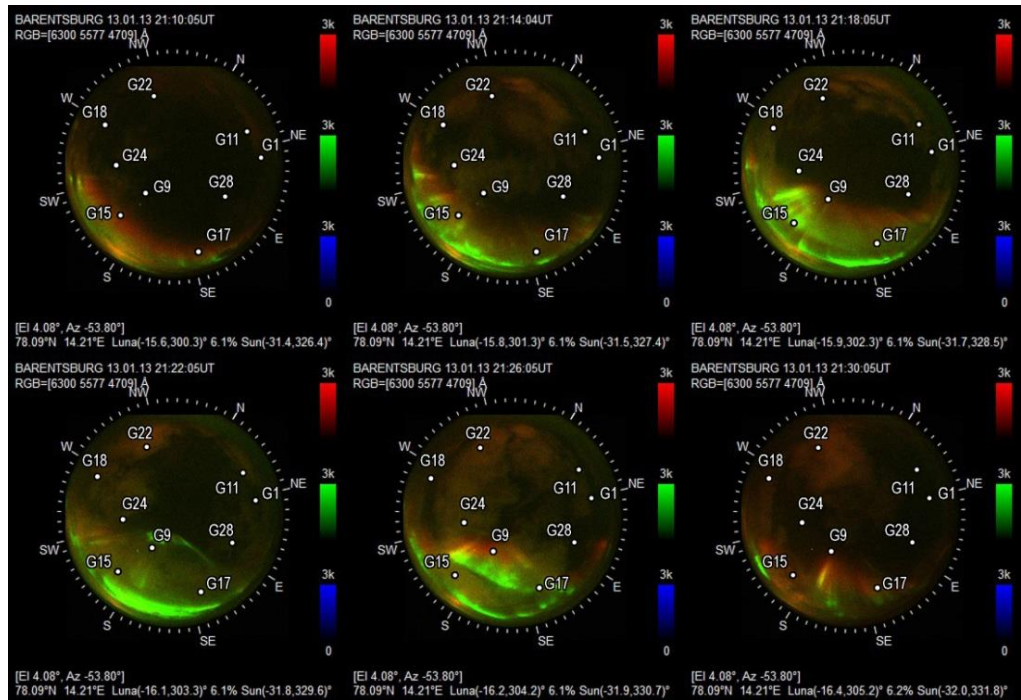


Рис. 5. Положение красных полярных сияний, наблюдаемых гиперспектральной камерой всего неба в Баренцбурге в основных авроральных эмиссиях N_2^+ 470.9 нм, OI 557.7нм, OI 630.0 нм

На рис. 3, з-к, приведены данные DifTEC по приему сигналов спутников, находящихся вне дискретных форм, не обнаруживающие значительных изменений, несмотря на то, что навигационные сигналы с этих спутников проходят сквозь красные пятна в F-области ионосферы (рис. 4).

Особо следует выделить наблюдения изменений сигналов группы из трех спутников (рис. 3 л, м, н), не совпадающие по времени с появлением дискретных форм сияний, но демонстрирующих значимые флуктуации ПЭС (G1, G11, G28). Два из этих спутников G1 и G11 находятся вблизи горизонта, где вероятность флуктуаций просто за счет геометрических условий их расположения высока. Что касается сигналов спутника G28, то они большую часть времени в рассматриваемом интервале не проходят ни сквозь дискретные структуры, ни сквозь красные пятна и в данной работе объяснения не находят.

Заключение

Сопоставление данных наблюдений полярных сияний и данных приема навигационных сигналов на разнесенных по широте станциях показывает, что могут иметь место синхронные нарушения приема GPS, выраженные практически одновременно на станциях Нью-Олесунд и Баренцбург.

На основании сопоставления оптических и радиофизических данных на двух станциях можно заключить, что предпочтительной является гипотеза, по которой нарушение и ухудшение качества приема GPS-сигналов обусловлено состоянием ионосферы, насыщенной преимущественно дискретными формами

сияний, входящими в поле зрения приемника с экваториальной стороны, но не в случае соприкосновения красных пятен с дискретными сияниями, как утверждалось в работе [1].

Благодарности. Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 14-05-98820 р_север-а. Авторы благодарят лабораторию радиопросвечивания Полярного геофизического института за предоставление данных приема GPS-сигналов, полученных в Баренцбурге, Ю. В.Федоренко за помощь в работе.

Литература

1. Jin Y., Moen J. I., Miloch W. J. GPS scintillation effects associated with polar cap patches and substorm auroral activity: direct comparison // J. Space Weather Space Clim. 2014. 4. A23.
2. Chernouss S. A., Kalitenkov N. V. The dependence of GPS positioning deviation on auroral activity // Intern. J. Remote Sensing. 2011. 32(1). P. 3005–3017.
3. Hyperspectral all-sky imaging of auroras / F.Sigernes [et al.] // Optical Society of America Optics Express. 2012. Vol. 20, Issue 25. P. 27650–27660. DOI: 10.1364/OE.20.02765

Сведения об авторах

Филатов Михаил Валерьевич

младший научный сотрудник, Полярный геофизический институт, г. Апатиты
E-mail: mijgun@yandex.ru

Швец Михаил Васильевич

старший инженер, Полярный геофизический институт, г. Мурманск
E-mail: shvec@pgi.ru

Черноус Сергей Александрович

старший научный сотрудник, Полярный геофизический институт, г. Апатиты
E-mail: chernouss@pgia.ru

УДК 550.385.4

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

ОТКЛИК ИОНОСФЕРЫ НА ИНТЕНСИВНЫЕ УНЧ ВОЛНЫ ПО ДАННЫМ GPS-ПРИЕМНИКОВ И РАДАРА EISCAT

Аннотация

Более ранние наши исследования показали, что во время появления мощных геомагнитных Pc5 пульсаций наблюдаются колебания с той же частотой в полном электронном содержании (ПЭС) ионосферы, определяемом с помощью GPS-приемников в Скандинавии. В данной работе проанализирован отклик ионосферы с использованием GPS-приемников и радара EISCAT в Тромсё на УНЧ-волны для события 31 октября 2003 г. Сравнение периодических колебаний в электронной концентрации, определяемой по данным радара EISCAT, с Pc5 пульсациями в ПЭС показывает высокую корреляцию между ними. Детальный анализ показывает, что основной вклад в Pc5 пульсации в ПЭС обеспечивается нижней ионосферой (до высоты 200 км) — E-слоем и нижней частью F-слоя. Появление Pc5 пульсаций в ПЭС, по всей видимости, связано высыпанием заряженных частиц в ионосферу.

Ключевые слова:

УНЧ-волны, ионосфера, полное электронное содержание, радар EISCAT.

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

THE IONOSPHERE RESPONSE TO THE INTENSE ULF WAVES BY THE DATA OF GPS RECEIVERS AND EISCAT RADAR

Abstract

Earlier our studies demonstrated that during the appearance of the intense geomagnetic Pc5 pulsations the oscillations with the same frequency in the total electron content (TEC) of the ionosphere determined by the GPS receivers in Scandinavia were observed. In this work we analyzed the response of the ionosphere with using the GPS receivers and the EISCAT radar in Tromso to the ULF waves for the event 31 October 2003. The comparison of the periodic oscillations in the electron density determined by the data of EISCAT radar with the Pc5 pulsations in TEC show a high correlation between them. The detailed analyzes show that the basic contribution to the Pc5 pulsations in TEC is provided by low ionosphere (up to the height 200 km) – E layer and low part of the F layer. The appearance of the Pc5 pulsations in TEC obviously is associated with the precipitation of the charged particles into the ionosphere.

Keywords:

ULF waves, ionosphere, total electron content, EISCAT radar.

1. Введение

Ионосфера представляет собой внутреннюю границу околоземного космического пространства, где происходит обмен энергией между нейтральной атмосферой и магнитосферной плазмой. МГД-волны в УНЧ (ультранизкочастотный) диапазоне являются важным каналом передачи энергии от внешней магнитосферы к ионосфере. В результате взаимодействия солнечного ветра с магнитосферой происходит возбуждение различных типов УНЧ-волн, которые заполняют магнитосферу и достигают ее внутренней

границы — ионосферы. Магнитометры на спутниках и на земной поверхности дают большое количество информации о волнах в магнитосфере [1], в то время как волновые свойства самой ионосферы остаются недоступными для данных инструментов. Одним из таких инструментов для исследования волновых свойств ионосферы в УНЧ-диапазоне являются глобальные навигационные спутниковые системы (GPS/ГЛОНАСС), которые позволяют определить полное электронное содержание ионосферы — интегральную концентрацию ионосферы вдоль луча, соединяющего GPS-спутник и наземный приемник.

Ранее было показано, что ионосфера является достаточно чувствительной к наличию УНЧ-волн. Так, модуляция ПЭС УНЧ-волнами была показана в работах [2, 3], однако физический механизм модуляции пока до конца не выяснен.

В данной работе проанализировано событие 31 октября 2003 г., когда в ионосфере наблюдались глобальные Pc5 пульсации по данным GPS-приемников и радара EISCAT в Тромсё [4]. Анализ данных наблюдений дает дополнительную информацию о волновых свойствах ионосферы.

2. Используемые данные

В работе были использованы данные по полному электронному содержанию с 30-секундным временным разрешением, определяемому по данным GPS-приемников в Скандинавии (TROM, VARS, KIR). Наклонное ПЭС (STEC) пересчитывалось в вертикальное ПЭС (VTEC). В работе были использованы данные магнитометров сети IMAGE в диапазоне геомагнитных широт 58° – 79° . В работе были использованы данные UHF радара EISCAT в Тромсё (TRO), а также данные приемников на станциях KIR, SOD (рис. 1). Луч радара EISCAT был направлен вдоль геомагнитного поля. Радар EISCAT позволяет определить высотный профиль концентрации ионосферной плазмы, скорости, температуры ионов, температуры электронов. Для контроля над потоками высыпаящихся электронов были использованы данные многолепесткового риометра IRIS в Килписярви (KIL). Магнитная станция TRO находится внутри поля зрения риометра в KIL.

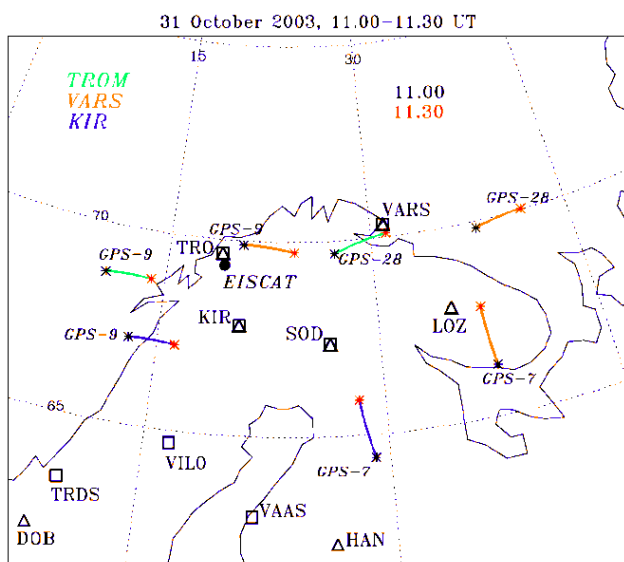


Рис. 1. Проекция на ионосферу (250 км) пролетов GPS-спутников по отношению к наземным приемникам (TROM, VARS, KIR) 31 октября 2003 г. в 11.00–11.30 UT. GPS-приемники обозначены квадратами, магнитометры — треугольниками, радар EISCAT — темной точкой

3. Событие 31 октября 2003 г.

На восстановительной фазе сильной геомагнитной бури 31 октября 2003 г. наблюдались интенсивные Pc5 пульсации (с амплитудой до 500 нТл) [5]. Для временных интервалов 11.00–12.00 UT и 12.00–13.00 UT, когда наблюдались геомагнитные Pc5 пульсации, производилось сравнение вариаций вариаций ПЭС с вариациями X-компоненты наземного геомагнитного поля на станции KIR ($\Phi = 67.8^\circ$) и параметрами ионосферы, определяемыми по данным радара UHF EISCAT в Тромсё. В данных ПЭС, видны небольшие по амплитуде относительно общего уровня ПЭС (30–40 TECU) Pc5 пульсации. Чтобы выделить эти Pc5 пульсации, из исходных данных вычитались низкочастотные вариации с частотой отсечки 1 мГц. Такие квазипериодические вариации наблюдались в широком диапазоне геомагнитных широт ($\Phi = 58^\circ\text{--}72^\circ$) [2].

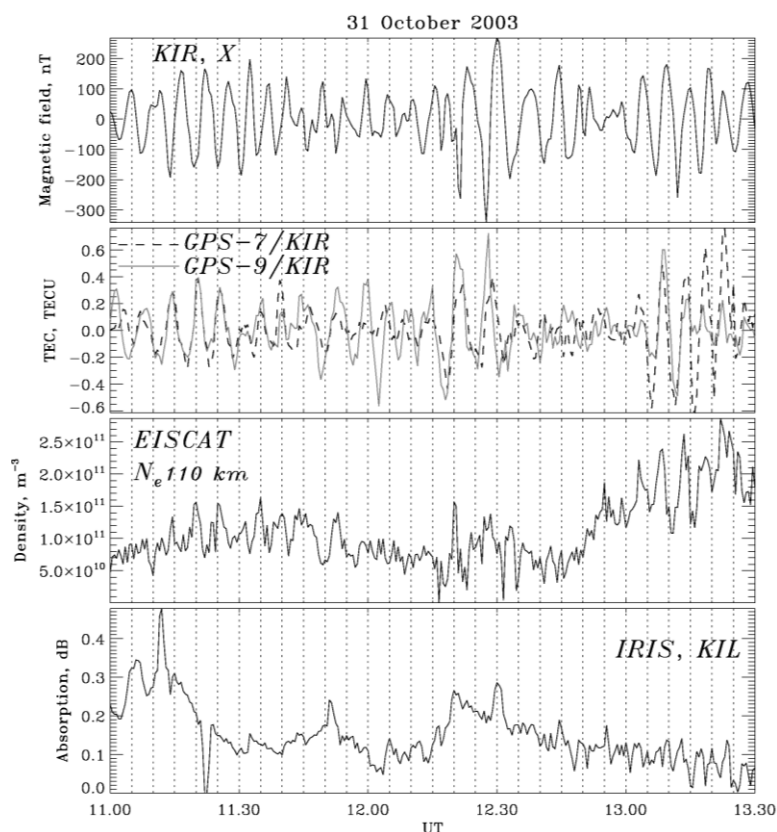


Рис. 2. Вариации X-компоненты геомагнитного поля на станции KIR; вариации ПЭС по данным приемника на станции KIR и спутников GPS-7, GPS-9 с удаленным низкочастотным трендом (ниже 1 мГц); вариации концентрации ионосферной плазмы на высоте 110 км по данным радара EISCAT; вариации риометрического поглощения на станции Кильписъярви

Сравнение вариации геомагнитного поля на станции KIR, вариаций ПЭС (GPS7/KIRU, GPS9/KIRU), концентрации ионосферы N_e на высоте 110 км, по данным EISCAT, для интервала 11.00–13.30 UT говорит о наличии Pc5 пульсаций с одним периодом в этих параметрах (рис. 2).

Спектральный анализ показывает преобладание частоты 2.4 мГц для данных колебаний [4]. Амплитуда Pc5 пульсаций в ПЭС составила ~0.6 TECU (GPS07/KIR) и ~1.0 TECU (GPS09/KIRU). Кросс-спектральный анализ показывает наличие достаточно высокой когерентности ($\gamma(f) \sim 0.8$) между вариациями ПЭС и вариациям Ne на частоте 2.5 мГц. В то же время можно обратить внимание, что не все цуги колебаний в ПЭС сопровождаются такими же по амплитуде цугами колебаний в Ne.

Когерентность между X-компонентой геомагнитного поля на станции KIR и Ex-компонентой электрического поля, по данным EISCAT, составила $\gamma \sim 0.8$. Коэффициент корреляции между вариациями ПЭС и Ex-компонентой составил 0.86.

Амплитуда Pc5 пульсаций в геомагнитном поле составила $\Delta B \sim 400$ нТл (X-компонента) на станции KIR. Визуальный просмотр интервала 11.00–12.30 UT показывает, что Pc5 пульсации в X-компоненте геомагнитного поля и ПЭС находятся в противофазе. В то же самое время в вариациях риометрического поглощения на станции Кильписъярви не наблюдается четких Pc5 пульсаций, как в вариациях геомагнитного поля.

Важным параметром УНЧ-волн является масштаб в широтном (радиальном) и долготном (азимутальном) направлении. Характеристики УНЧ в долготном направлении характеризуется азимутальным волновым числом (m), которое может определяться по формуле

$$m = (\Delta\tau/T)(360^\circ/\Delta\Lambda),$$

где $\Delta\tau$ — временной сдвиг, соответствующий максимуму коэффициента корреляции кросс-корреляционной функции, T — период колебаний, $\Delta\Lambda$ — расстояние по долготе в градусах между азимутальной парой магнитных станций.

Азимутальный масштаб геомагнитных Pc5 пульсаций был оценен по паре магнитных станций KIR-LOZ, расположенных на широте $\sim 67.8^\circ$ и разнесенных по долготе на $\Delta\Lambda \sim 15.4^\circ$. Азимутальный масштаб Pc5 пульсаций в ПЭС был оценен по данным пролетов спутников GPS9/TROM, GPS28/VARS на широте $\sim 69.7^\circ$ и разнесенных по долготе на $\Delta\Lambda = 27.2^\circ$. На частоте спектрального максимума 2.5 мГц азимутальное волновое число для геомагнитных колебаний составляет $m \approx 0.9$, для колебаний ПЭС — $m \approx 0.5$. Поэтому Pc5 пульсации в магнитном поле и в ПЭС распространяются в одном направлении, m для пульсаций в ПЭС имеет немного меньшие значения, чем для пульсаций в геомагнитном поле.

В нашей работе [4] было показано, что глубина модуляции ПЭС для исследуемых Pc5 пульсаций сопоставима и может даже превосходить глубину модуляции в $(\Delta\text{ПЭС}/\text{ПЭС} \sim 2.5\%, \Delta B/B_0 \sim 1\%)$.

Для того чтобы определить, какой слой ионосферы вносит наибольший вклад в Pc5 пульсации в ПЭС, ионосферная концентрация $N_e(z)$, определяемая по данным радара EISCAT, была проинтегрирована в двух высотных диапазонах: 103–152 км и 152–415 км (рис. 3). Далее производилось сравнение вариаций ПЭС с вариациями интегральной концентрации для двух высотных интервалов. Данное сравнение, а также анализ верхней панели на рис. 3 показывает, что основной вклад в Pc5 пульсации в ПЭС обеспечивается нижней ионосферой до высоты примерно 200 км (то есть E-слой и нижняя часть F-слоя).

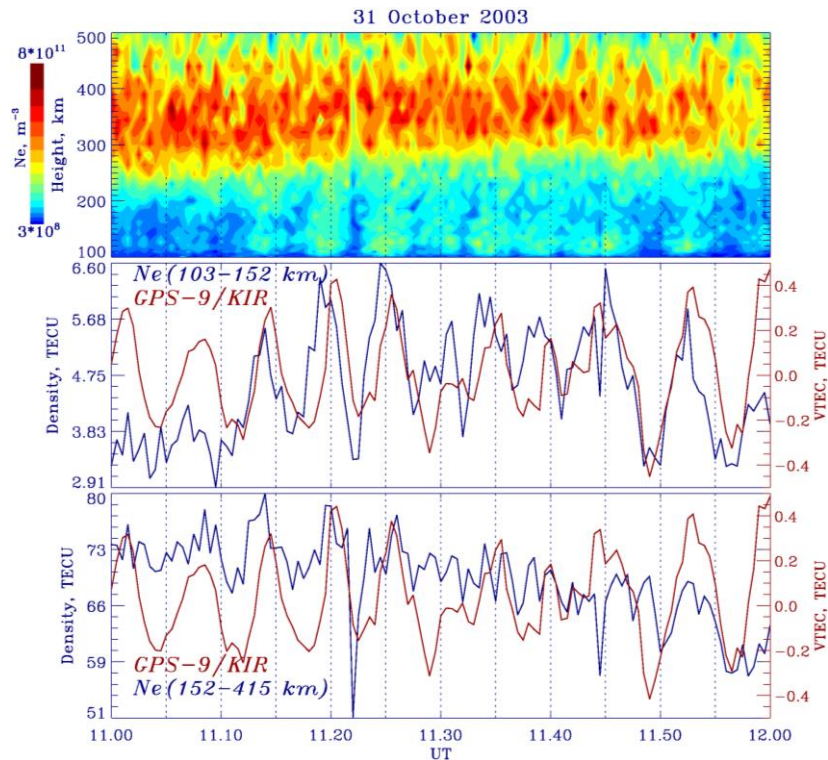


Рис. 3. Вариации концентрации ионосферной плазмы с высотой; вариации интегральной концентрации ионосферной плазмы в диапазоне высот 103–152 км и ПЭС по данным станции KIR, спутника GPS-9; вариации интегральной концентрации ионосферной плазмы в диапазоне высот 152–415 км и ПЭС по данным станции KIR, спутника GPS-9

Обсуждение и заключение

Сравнение Pc5 пульсаций в ПЭС, определяемом по данным GPS-приемников в Скандинавии, с одновременными Pc5 пульсациями в концентрации ионосферной плазмы, определяемой по данным радара UHF EISCAT в Тромсё, для события 31 октября 2003 г. показало наличие высокой корреляции между ними. Однако не все цуги колебаний в ПЭС так же четко видны в электронной концентрации. Показано, что азимутальный масштаб Pc5 пульсаций в ПЭС в целом совпадает с азимутальным масштабом геомагнитных Pc5 пульсаций.

Анализ высотного распределения ионосферной концентрации, полученной по данным радара UHF EISCAT в Тромсё, во время наблюдения глобальных Pc5 пульсаций показал, что основной вклад в Pc5 пульсации в ПЭС обеспечивается нижней ионосферой до высоты примерно 200 км (E-слой, нижняя часть F-слоя).

Появление Pc5 пульсаций в ПЭС может быть связано с высыпаниями заряженных частиц в ионосферу при развитии геомагнитных возмущений. Данные риометра в Кильписъярви показали отсутствие четких колебаний в поглощении во время наблюдения геомагнитных Pc5 пульсаций. Однако

риометр в авроральной зоне реагирует на высыпание электронов с энергиями примерно 30–50 кэВ, поэтому Pc5 пульсации в ПЭС могут быть вызваны потоками более мягких электронов (с энергиями менее 30 кэВ), которые, в свою очередь, промодулированы МГД-колебаниями Pc5 диапазона в магнитосфере.

Благодарности. Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 16-35-00095 мол_а (БВ). Данные GPS-приемников были предоставлены сетью IGS. Выражаем благодарность сотрудникам EISCAT, сотрудникам сети магнитометров IMAGE, сотрудникам IRIS за предоставленные данные.

Литература

1. A study of Pc5 ULF oscillations / M. K. Hudson [et al.] // Ann. Geophys. 2004. Vol. 22. P. 289-302.
2. Modulation of total electron content by ULF Pc5 waves / V. Pilipenko [et al.] // J. Geophys. Res. 119. 2014. 4358–4369.
3. Large-amplitude GPS TEC variations associated with Pc5–6 magnetic field variations observed on the ground and at geosynchronous orbit / C. Watson[et al.] // J. Geophys. Res. 2015. 120. DOI: 10.1002/2015JA021517.
4. ULF wave modulation of the ionospheric parameters: Radar and magnetometer observations / V. Pilipenko [et al.] // J. Atmosph. Solar-Terr. Physics. 2014. 108. 68–76.
5. Kleimenova N. G., Kozyreva O. V. Spatial-temporal dynamics of Pi3 and Pc5 geomagnetic pulsations during the extreme magnetic storms in October 2003 // Geomagnetism and Aeronomy: [English translation]. 2005. 45. 71–79.

Сведения об авторах

Белаховский Владимир Борисович

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

Пилипенко Вячеслав Анатольевич

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

Козловский Александр Евгеньевич

к. ф.-м. н., PhD, Обсерватория Соданкюля Университета Оулу, Финляндия

Самсонов Сергей Николаевич

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

УДК 654.944

С. В. Пильгаев, П. А. Черноус, М. В. Филатов, А. В. Ларченко, Ю. В. Федоренко

КОМПЛЕКС ЛАВИННО-ОБВАЛЬНОЙ СИГНАЛИЗАЦИИ

Аннотация

Приведено описание комплекса лавинно-обвальной сигнализации.

Ключевые слова:

лавины, селевые потоки, камнепады, сигнализация, безопасность, извещатель.

S. V. Pilgaev, P. A. Chernous, M. V. Filatov, A.V. Larchenko, Yu. V. Fedorenko

LAVIGNE-LANDSLIDE SIGNALING SYSTEM

Annotation

In this report is described a new designed lavigne-landslide signaling system.

Keywords:

lavignes, mudslides, rockfalls, safety system.

Введение

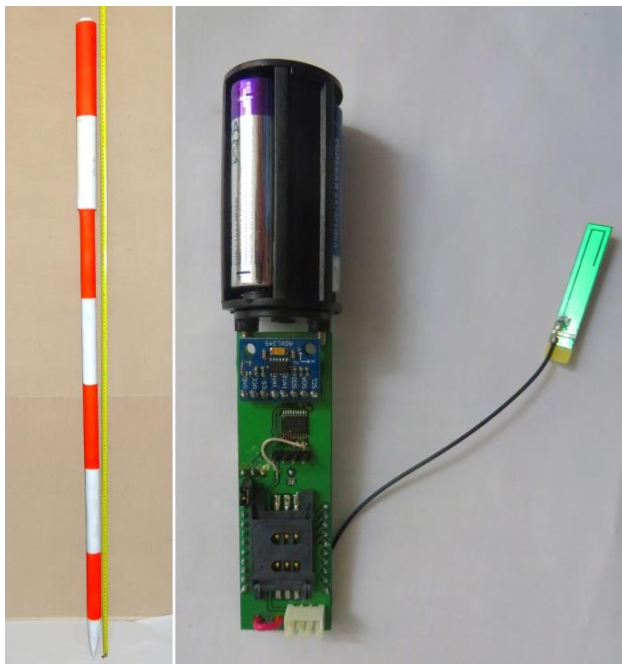
Последствия, связанные с такими геологическими явлениями, как лавины, оползни, селевые смещения грунта, камнепады и т. п., непредсказуемы и зачастую приводят к разрушениям коммуникаций, путей дорожного сообщения, человеческим жертвам. В частности, расстройство железнодорожных путей представляют опасность для движения поездов и могут приводить к существенному экономическому ущербу. В таких местах за железнодорожным полотном устанавливается особое наблюдение и, как следствие, возникает задача автоматизации процесса обнаружения и сигнализации при возникновении чрезвычайных ситуаций для предупреждения об опасности. В настоящее время в России и за рубежом преимущественно используется сигнализация, выполненная в виде сетки с проложенным вдоль нее кабелем*. При ударе сигнальный провод разрывается либо деформируется, после чего система сигнализирует об обвале. Основным недостатком данного подхода является сложность первоначального монтажа и сложность восстановления после разрушения. Кроме того, при использовании данного подхода в лавинно-опасных зонах есть вероятность полного занесения оградительных сооружений снегом, после чего воздействие лавины на датчик будет ограничено.

Комплекс лавинно-обвальной сигнализации

Авторами было разработано новое устройство — лавинно-обвальный извещатель. Данное устройство предназначено для детектирования схода лавины (селя, оползня, камнепада и т. д.) и немедленной передачи информации

* Применение охранных сигнализаций на потенциально опасных участках железных дорог // Организация сотрудничества железных дорог (ОСЖД). URL: http://osjd.org/dbmm/download?vp=51&load=y&col_id=2066&id=2212 (дата обращения: 04.10.2016).

об этом событии диспетчеру. Внешний вид лавинно-обвального извещателя и вид его внутреннего электронного модуля приведены на рисунке.



Лавинно-обвальный извещатель:
слева — в штатной установке, справа — OEM-модуль

Конструктивно устройство выполнено в виде шеста с герметично интегрированным внутри автономным программно-аппаратным модулем с батарейным питанием. Данное устройство является элементом централизованной системы контроля схода лавин. Система может включать в себя неограниченное количество лавинно-обвальных извещателей. Каждый извещатель пересылает информацию в автоматизированное рабочее место (АРМ) диспетчера посредством SMS-сообщений через радиоканал (регистратор может быть исполнен как с GSM-модулем, так и с радио модулем 433 МГц). АРМ представляет собой персональный компьютер с подключенным к нему GSM-терминалом, который:

- принимает поступающие SMS от извещателей и размещает полученную информацию в базе данных;
- контролирует работоспособность извещателей, в случае неполучения регулярного SMS информирует оператора о неисправности;
- дает информацию о текущих данных;
- информирует оперативный персонал о событии посредством SMS и звуко-графической сигнализации;
- управляет удаленными исполнительными устройствами посредством SMS/CSD/GPRS.

Существует возможность интеграции сторонних протоколов для управления исполнительными устройствами, что дает гибкость использования

в составе систем оповещения других производителей. Ограничения по количеству подключаемых к АРМ лавинно-обвальных извещателей отсутствуют.

Работа лавинно-обвального извещателя осуществляется в нескольких режимах: программирования/установки, ожидания и сигнализации. Первые пять минут после включения питания модуль находится в режиме программирования. За данное время пользователь может внести изменения в настройки устройства либо установить прибор в рабочее положение. Настройка производится через USB. Все параметры работы сохраняются в энергонезависимой памяти устройства. По истечении 5 минут модуль производит измерение начального угла наклона шеста относительно вертикали и передает диспетчеру данные о его величине. В режиме ожидания события в целях контроля работоспособности аналогичное сообщение передается на АРМ с заданным интервалом времени (по умолчанию, раз в сутки). АРМ диспетчера может быть сопряжен с различными исполнительными устройствами (светофор, шлагбаум, звуковой сигнал и т. д.), в т. ч. уже имеющимися на объектах. Таким образом, при срабатывании сигнализации возможно автоматическое срабатывание соответствующих исполнительных устройств.

Извещатель непрерывно измеряет угол отклонения шеста от вертикали и сравнивает текущее значение этого угла с начальным. В случае отклонения шеста на заданную величину немедленно начинается процесс передачи SMS-сообщения с информацией о событии. При этом устройство переходит в режим сигнализации, в данном режиме интервал оповещения диспетчера сокращается (интервал задается потребителем, по умолчанию он равен одному часу). Это необходимо для увеличения вероятности приема диспетчером SMS в случае, если передача сообщения затруднена метеоусловиями.

С целью обнаружения местонахождения устройства в случае завала его снегом и для поддержания точного времени данное устройство может быть дополнительно оборудовано GPS/GNSS-приемником, что, в свою очередь, повысит точность определения времени схода лавины.

Для экономии заряда батарей GSM-модуль включается только во время передачи SMS-сообщения. Все остальное время работает только малопотребляющий микроконтроллер с датчиком наклона. Питание модуля осуществляется от трех батарей типа АА. Время автономной работы устройства в основном зависит от частоты отправки SMS в режиме ожидания и превышает 6 месяцев в зависимости от скорости саморазряда батарей и температуры окружающей среды. Рабочий диапазон температур устройства — $-40...+80$ °С. Высокая надежность модуля обусловлена отсутствием в нем механических деталей.

Вес программно-аппаратного модуля с батареями — около 0,1 кг, размер модуля с батареями — около 15 см. На рисунке (слева) программно-аппаратный модуль интегрирован в герметичный ударопрочный контейнер, закрепленный на шесте. Длина представленного на рисунке устройства — 1,5 м, вес около — 2 кг. Крепление программно-аппаратного модуля может осуществляться и к другим конструкциям — в зависимости от регистрируемого явления (лавина, сель, оползень, камнепад) и его характеристик, а также исходя из удобства эксплуатации.

Для более качественной индикации лавин (селей, оползней, камнепадов и т. д.) и отделения помех, вызванных воздействием человека, животных и других причин, рекомендуется размещать не менее двух устройств вдоль линии движения лавины. В зависимости от порядка срабатывания модулей и временного интервала между срабатыванием можно судить об их причинах (анализ может выполняться автоматически программным способом).

Заключение

Таким образом, был разработан и создан новый комплекс обвальной сигнализации, использующий новый подход для оповещения при лавинно-обвальных геологических явлениях. Лавинно-обвальный модуль имеет низкую себестоимость и может быть массово применен для детектирования целого ряда природных явлений. В настоящее время комплекс проходит опытную эксплуатацию.

Сведения об авторах

Пильгаев Сергей Васильевич

младший научный сотрудник, Полярный геофизический институт, г. Апатиты
E-mail: pilgaev@pgia.ru

Черноус Павел Александрович

к. геогр. н., доцент, Мурманский государственный технический университет,
г. Мурманск
E-mail: pchernous48@gmail.com

Филатов Михаил Валерьевич

младший научный сотрудник, Полярный геофизический институт, г. Апатиты
E-mail: mijgun@yandex.ru

Ларченко Алексей Викторович

младший научный сотрудник, Полярный геофизический институт, г. Апатиты
E-mail: alexey.larchenko@gmail.com

Федоренко Юрий Валентинович

к. ф.-м. н., заведующий сектором 302, Полярный геофизический институт, г. Апатиты
E-mail: yury.fedorenko@gmail.com

О. В. Золотов

АНАЛИЗ ОДНОГО ПОДХОДА К МОДЕЛИРОВАНИЮ СЕЙСМОГЕННЫХ ТОКОВ, ТЕКУЩИХ МЕЖДУ ЗЕМЛЕЙ И ИОНОСФЕРОЙ

Аннотация

Обсуждается подход Ч. Л. Куо и его соавторов [1] к моделированию сейсмогенных токов Земля-ионосфера. Преимуществом данного подхода является нахождение этих токов из решения системы уравнений $\operatorname{div} \mathbf{J} = 0$, $\mathbf{J} = -\operatorname{grad} \psi$ (где ψ — некоторый потенциал), т. е. без вертикального притяжения профиля электрической проводимости. В настоящей работе показано, что такая формулировка эквивалентна закону Ома при условии константной проводимости. Делается вывод о том, что подход Куо [1] не может быть применен для адекватного описания токов сейсмического происхождения, текущих между Землей и ионосферой.

Ключевые слова:

токи Земля-ионосфера, моделирование, ионосферные предвестники землетрясений.

O. V. Zolotov

ANALYSIS OF THE APPROACH TO MODEL SEISMOGENIC CURRENTS, FLOWING BETWEEN THE EARTH AND IONOSPHERE

Abstract

The paper analyses Ch. L. Kuo et al. [1] approach to model the Earth-ionosphere currents of seismic origin. The main advantage of Kuo et al [1] approach is the system of equations they use to model the Earth-ionosphere electric currents that does not require the knowledge of the atmosphere electric conductivity profile: $\operatorname{div} \mathbf{J} = 0$, $\mathbf{J} = -\operatorname{grad} \psi$ (where ψ is a potential). In this paper we show that Kuo et al. [1] approach is equal to the Ohm's law given the conductivity to be a constant. Therefore, Kuo et al. [1] approach can not be used to correctly describe electric currents, flowing between the Earth and the ionosphere.

Keywords:

Earth-ionosphere electric currents, modeling, ionosphere precursors to earthquakes.

Введение

В работе [1] представлена улучшенная (по сравнению с работой Ч. Л. Куо и соавторов [2]) модель осуществления связи системы литосфера — атмосфера — ионосфера в приложении к задаче объяснения наблюдаемых перед сильными землетрясениями возмущений полного электронного содержания (ПЭС) ионосферы Земли. Принципиальное отличие работы [1] от работы [2] заключается в системе уравнений, которая используется для описания распределений электрических токов между Землей и ионосферой:

$$\operatorname{div} \mathbf{J} = 0, \mathbf{J} = -\operatorname{grad} \psi, \quad (1)$$

где ψ — некоторый скалярный потенциал.

Метод решения, не требующий знания профиля электрической проводимости нейтральной атмосферы, может стать прорывом в решении задач подобного рода и потому представляет особый интерес.

Ряд работ сообщает (см, напр. [3–5]) о возможной связи возмущений параметров ионосферной плазмы с процессами подготовки сильных землетрясений. Тем не менее, полное непротиворечивое объяснение этой связи в настоящий момент отсутствует. Гипотеза, объясняющая эту связь, должна описывать (как качественно, так и количественно) наблюдающиеся особенности, а также позволять осуществлять прогноз последних.

Для объяснения наблюдаемых возмущений в ПЭС перед сильными землетрясениями обычно рассматривают три канала проникновения сейсмогенного воздействия на ионосферные высоты: 1) химический канал; 2) волновой канал, включая акустико-гравитационные (АГВ) и внутренние гравитационные (ВГВ) волны; 3) электромагнитный канал.

Куо с соавторами, как и многие другие исследователи, придерживаются электромагнитного канала для объяснения наблюдаемых возмущений. Таким образом, химический и волновой каналы лежат вне области интереса данной работы.

В рамках электромагнитной гипотезы (электромагнитного канала) можно сформулировать три проблемы:

- 1) проблема физического механизма, ответственного за генерацию возмущений в параметрах плазмы, действующего на ионосферных высотах;
- 2) проблема «проникновения» сейсмогенного воздействия через толщу нейтральной атмосферы;
- 3) проблема появления источников возмущений в приземном слое.

Рассматривая первую проблему, можно отметить ряд работ, исследующих возможность генерации возмущений ПЭС электрическими полями и/или токами с применением современных трехмерных ионосферных моделей (см., напр., [6–9]). При этом сейсмогенное воздействие на ионосферу на ионосферных высотах моделировалось путем задания сейсмогенных полей и/или токов (на высотах 60–80 км над поверхностью Земли). Таким образом, результаты моделирования существенно зависели от амплитуд, пространственных распределений и режимов действия указанных полей и/или токов. Параметры вносимых электрических полей подбирались так, чтобы генерируемые ими возмущения ПЭС ионосферы соответствовали наблюдавшимся возмущениям, а сами электрические поля не противоречили немногим известным наблюдениям электрических полей над сейсмоактивными районами [10]. Из-за отсутствия спутниковых наблюдений электрических токов, текущих на нижней границе ионосферы над сейсмоактивными районами, электрические токи подбирались так, чтобы генерируемые ими электрические поля не противоречили наблюдениям последних. Отсутствие же данных натуральных наблюдений электрических токов порождало вопросы о достоверности полученных результатов в частности и допустимости использования такого подхода

в общем. Таким образом, модель из работы [1] могла стать источником сведений об этих токах и тем самым разрешить вторую проблему.

Переходя к рассмотрению решения этих проблем в работе [1], можно заключить следующее: 1) для моделирования возмущений на ионосферных высотах используется хорошо известная модель SAMI-3 [11]; 2) проникновение сейсмогенного воздействия рассчитывается из оригинальной системы уравнений; 3) источники в приземном слое задаются в качестве нижних граничных условий. В настоящей работе обсуждается система уравнений из работы [1], описывающая распределение электрических токов между Землей и ионосферой.

Анализ системы уравнений работы Ч. Л. Куо и соавторов [1]

Напомним широко распространенный подход к моделированию электрических токов (проводимости), используемый как в перечисленных выше ионосферных моделях, так и во множестве других работ (в том числе и [2]). Решается следующая система уравнений:

$$\operatorname{div} \mathbf{J} = 0, \mathbf{J} = \sigma \mathbf{E}, \mathbf{E} = -\operatorname{grad} \varphi, \quad (2)$$

где \mathbf{J} — плотность электрического тока, σ — электрическая проводимость, \mathbf{E} — электрическое поле, φ — электрический потенциал.

Для удобства анализа преобразуем систему (1), выполнив подстановку:

$$\operatorname{div} \mathbf{J} = \operatorname{div} (-\operatorname{grad} \psi) = -\operatorname{div}(\operatorname{grad} \psi) = 0. \quad (3)$$

Далее попробуем свести систему (2) к виду (3):

$$\operatorname{div} \mathbf{J} = \operatorname{div} (\sigma(-\operatorname{grad} \varphi)) = -\operatorname{div} (\sigma(\operatorname{grad} \varphi)) = 0. \quad (4)$$

Приняв электрическую проводимость σ за константу, мы можем преобразовать уравнение (4), внося σ под оператор градиента:

$$-\operatorname{div} (\sigma(\operatorname{grad} \varphi)) = -\operatorname{div} ((\operatorname{grad} \sigma) \varphi) = 0. \quad (5)$$

Введя переобозначение $\psi = \sigma \varphi$, получим:

$$-\operatorname{div} ((\operatorname{grad} \psi)) = 0, \quad (6)$$

т. е. уравнение (3).

Таким образом, уравнение (1) является частным случаем уравнения (2), если допустить, что электрическая проводимость σ изотропна и константна. Предположение об изотропности справедливо для задач моделирования токов в нейтральной атмосфере Земли, а требование постоянства проводимости заведомо не выполняется (особенно для вертикальной координаты). Следует отметить, что используемая в работе [2] формулировка закона Ома $\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E}$, $\mathbf{E} = -\operatorname{grad} \varphi$ вырождается в работе [1] в $\mathbf{J} = -\operatorname{grad} \psi$. Справедливость такого преобразования Ч. Куо и соавторами [1] не обосновывается.

Заключение

В работе [2] предложена система уравнений

$$\operatorname{div} \mathbf{J} = 0, \mathbf{J} = -\operatorname{grad} \psi,$$

описывающая распределение электрического тока, предположительно сейсмического происхождения, текущего в нейтральной атмосфере между Землей и ионосферой. В настоящей работе показано, что эта система уравнений является частным случаем классической системы

$$\operatorname{div} \mathbf{J} = 0, \mathbf{J} = \sigma \mathbf{E}, \mathbf{E} = -\operatorname{grad} \varphi$$

при условии постоянства и изотропности тензора электрической проводимости σ .

Физическая нереализуемость данного условия для нейтральной атмосферы ставит под сомнение корректность похода и результатов моделирования распределений сейсмогенных токов между Землей и ионосферой, представленных в работе [1].

Литература

1. Kuo C. L., Lee L. C., Huba J. D. An improved coupling model for the lithosphere — atmosphere — ionosphere system // *J. Geophys. Res.* 2014. Vol. 119. DOI: 10.1002/2013JA019392.
2. Ionosphere plasma bubbles 210 and density variations induced by pre-earthquake rock currents and associated surface charges / C. L. Kuo [et al.] // *J. Geophys. Res.* 2011. Vol. 116. DOI: 10.1029/2011ja016628.
3. Вариации полного электронного содержания ионосферы в период подготовки землетрясений / О. В. Золотов [и др.] // *Химическая физика.* 2011. Т. 30, № 5. С. 84–87.
4. Namgaladze A. A., Zolotov O. V., Prockhorov B. E. The TEC signatures as strong seismic event precursors // *Proc. 30th URSI General Assembly and Scientific Symposium.* 2011. DOI: 10.1109/URSIGASS.2011.6051048.
5. Золотов О. В., Намгаладзе А. А., Прохоров Б. Е. Особенности вариаций полного электронного содержания ионосферы в периоды подготовки землетрясений 11 марта 2011 г. (Япония) и 23 октября 2011 г. (Турция) // *Химическая физика.* 2013. Т. 32, № 9. doi: 10.7868/S0207401X1309015X.
6. Physical mechanism and mathematical modeling of earthquake ionospheric precursors registered in total electron content / A. A. Namgaladze [et al.] // *Geomagnetism and Aeronomy.* 2009. Vol. 49, No. 2. P. 252–262. DOI: 10.1134/S0016793209020169.
7. Observations and simulations of seismoionospheric GPS total electron content anomalies before the 12 January 2010 M 7 Haiti earthquake / J. Y. Liu [et al.] // *J. Geophys. Res.* 2011. Vol. 116. doi:10.1029/2010JA015704.
8. Formation mechanism of great positive TEC disturbances prior to Wenchuan earthquake on May 12, 2008 / M. V. Klimenko [et al.] // *Adv. Space Res.* 2011. Vol. 48. P. 488–499. DOI: 10.1016/j.asr.2011.03.040.
9. Physical interpretation and mathematical simulation of ionospheric precursors of earthquakes at midlatitudes / O. V. Zolotov [et al.] // *Geomagnetism and Aeronomy.* 2012. Vol. 52, No. 3. P. 390–397. DOI: 10.1134/S0016793212030152.
10. Zolotov O. V. Ionosphere quasistatic electric fields disturbances over seismically active regions as inferred from satellite-based observations: A Review

// Russian J. Physical Chemistry B. 2015. Vol. 9, No. (5). P. 785–788. DOI: 10.1134/S1990793115050255.

11. Huba J. D., Joyce G., Krall J. Three-dimensional equatorial spread F modeling
// Geophys. Res. Lett. 2008. Vol. 35, No. 10. P. L10102. DOI: 10.1029/2008gl033509.

Сведения об авторе

Золотов Олег Владимирович

к. ф.-м. н., научный сотрудник, Санкт-Петербургский университет ГПС МЧС России,
Мурманский филиал; Мурманский арктический государственный университет,
г. Мурманск

E-mail: ZolotovO@gmail.com

М. И. Карпов

О ФИЗИЧЕСКОМ МЕХАНИЗМЕ ГЕНЕРАЦИИ МЕЗОМАСШТАБНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ В ИОНОСФЕРЕ

Аннотация

Обсуждаются ключевые моменты физического механизма появления в ионосфере мезомасштабных электрических полей (с горизонтальными размерами 100–1000 км), связанных с сейсмической, вулканической, грозовой активностью, тайфунами, штормами, пылевыми бурями и т. д. На примере сейсмогенного электрического поля перед Вэньчуаньским землетрясением 12 мая 2008 г. показано, что основной причиной появления зарядов в ионосфере является замедленная скорость рекомбинации поднимающихся заряженных аэрозолей, сопровождаемая конденсацией водяных паров и образованием облаков. Получены численные оценки плотности результирующего стороннего тока. Показано, что механизм появления мезомасштабных электрических полей одинаков как на стадиях подготовки землетрясений, так и при извержениях вулканов, а также штормах, тайфунах, пылевых бурях, сопровождающихся вертикальным переносом пепла, капель воды, льдинок, пылинок и других аэрозольных частиц, аккумулирующих заряды.

Ключевые слова:

электрическое поле, ионосфера, атмосфера, сторонний электрический ток, аэрозоли, облака, грозы, землетрясения, тайфуны.

М. I. Karpov

ON THE PHYSICAL MECHANISM OF THE MESOSCALE ELECTRIC FIELD GENERATION IN THE IONOSPHERE

Abstract

Key moments of the physical mechanism of the mesoscale electric fields (with characteristic horizontal scales of 100-1000 km) formation in the ionosphere due to the seismic, volcanic, thunderstorm activity as well as typhoons, cyclones, dust storms, etc. are discussed. On the example of seismogenic electric field observed prior to Wenchuan earthquake on May 12, 2008 it is shown that the main cause of the charge appearance in the ionosphere is the slow recombination rate charged aerosols moving upwards and accompanied by condensation and clouds formation. The resulting extraneous electric current density is estimated. It is shown that physical mechanism of the mesoscale electric field generation is the same for the stages of earthquakes preparation as well as for volcano eruptions, storms, cyclones, typhoons, dust storms, i.e. processes and phenomena characterized by vertical transport of ash, water drops, ice, dust and other aerosol particles accumulating charges.

Keywords:

electric field, ionosphere, atmosphere, extraneous electric current, aerosols, clouds, thunderstorms, earthquakes, typhoons.

Введение

Под мезомасштабными электрическими полями в ионосфере понимаются возмущения с горизонтальными размерами от нескольких сотен до тысячи километров. В отличие от возмущений, связанных с геомагнитной активностью и проявляющихся глобально, мезомасштабные электрические поля имеют локальный характер. В качестве одной из причин их формирования указываются грозовая активность, тайфуны, штормы и т. д. По данным спутниковых измерений над областями развития тропических циклонов и штормов, магнитуда возмущений относительно фоновых условий достигает 20 мВ/м [1].

В последнее время особое внимание уделяется электрическим полям до 10–15 мВ/м, наблюдаемым над районами подготовки сильных землетрясений [2–4]. Посредством электромагнитного дрейфа плазмы F2-слоя ионосферы они создают возмущения электронной концентрации и полного электронного содержания, рассматриваемые в качестве ионосферных предвестников сейсмических событий [5–6].

Механизм появления этих полей в ионосфере до сих пор остается под вопросом. На этот счет существует две точки зрения, и обе основываются на генерации вертикального электрического тока над разломом. Первая заключается в значительном росте электрической проводимости воздуха вследствие повышенной ионизации [7], другая основывается на генерации в атмосфере стороннего электрического тока, обусловленного, в отличие от тока проводимости, разделением и вертикальным переносом заряженных частиц неэлектрическими силами [8–9].

В данной работе рассмотрены ключевые моменты каждого из предлагаемых механизмов на примере Вэньчуаньского землетрясения (M_s 8.0), произошедшего 12 мая 2008 г. в 14:28 по местному времени в юго-западной части Китая (31°N , 103°E).

Механизм

Радиоактивным почвенным газом, эманлирующим из разлома на стадии подготовки землетрясений, часто отводится ключевая роль при обсуждении генерации сейсмогенного электричества [7]. Являясь усиленным источником ионизации воздуха по сравнению с естественной радиоактивностью, радон способствует повышенному ионообразованию и, следовательно, росту электрической проводимости воздуха. Существует множество работ, посвященных измерениям концентрации радона, свидетельствующих о ее росте в приземном слое в несколько раз относительно фоновых значений за несколько дней и недель до главных подземных толчков (см. например, работы [10–11]). Однако, как показывают расчеты, при росте концентрации радона в 2 раза электрическая проводимость увеличивается не более чем на 10–20 % [12–13], а рассчитанное электрическое поле в ионосфере в этом случае меньше наблюдаемых спутниками полей на три порядка [14–15]. Кроме того, статистически значимой корреляции между ростом концентрации радона и землетрясениями до сих пор не установлено [16–17].

Иначе обстоит дело в присутствии аэрозолей — металлических и органических частиц, к которым быстро прилипают свободные электроны. Образовавшиеся крупные заряженные частицы, в отличие от первичных зарядов, рекомбинируют на порядки медленнее, вследствие чего концентрация зарядов в воздухе растет [18].

Измерениям аэрозолей перед сильными землетрясениями в последнее время уделяется все больше внимания. Например, было обнаружено увеличение аэрозольной оптической плотности (AOD — aerosol optical depth) — параметра, характеризующего поглощение света на определенных длинах волн видимого спектра, — перед 14 из 16 исследованных землетрясений магнитудой более 6.4, а в двух оставшихся землетрясениях — после них [19]. Перед Вэньчуаньским землетрясением рост плотности наблюдался 5 мая, за день до появления первых возмущений полного электронного содержания ионосферы [20]. При этом следует отметить, что повышенная радиоактивность воздуха совсем не обязательна, поскольку для образования зарядов достаточно естественной радиоактивности у поверхности Земли и галактических космических лучей, максимум ионизации которых приходится на большие высоты, куда аэрозоли выносятся потоками теплого воздуха. Тепловые аномалии в виде уходящего длинноволнового излучения регулярно наблюдаются над активными разломами [21–24], в частности, в районе Вэньчуана аномалии были зарегистрированы именно 5/6 мая [25–26].

Заряды действуют в роли ядер конденсации водяных паров и коагулируют в крупные водяные капли, в результате чего высвобождается энергия в виде скрытой теплоты парообразования, а также образуются облака. Линейнообразные облачные аномалии — неподвижные структуры облаков — наблюдаются над разломами регулярно [27–28], в т. ч. в связи с предшествующим появлением аэрозолей [29]. Вэньчуаньское землетрясение не является исключением: измерение аэрозольной оптической плотности в районе разлома после 5 мая и до момента землетрясения 12 мая было затруднено именно облачностью [20].

Образовавшиеся крупные водяные капли, заряженные преимущественно отрицательно, под действием силы тяжести тонут вниз или опускаются на землю в виде осадков. Процессы конденсации водяного пара на положительных зарядах происходят менее эффективно, чем на отрицательных, поскольку для конденсации на положительных или нейтральных ядрах требуется большая перенасыщенность водяного пара [30–31]. Будучи более легкими, они всплывают вверх вместе с восходящими потоками теплого воздуха. Таким образом, механические силы осуществляют разделение и вертикальный перенос разноименных зарядов, т. е. генерируется сторонний электрический ток.

Перенос зарядов через нижнюю границу ионосферы приводит к их перераспределению в E-области и формированию локально возмущенного электрического поля, которое посредством дрейфа плазмы F2-слоя создает возмущения электронной концентрации и полного электронного содержания (TEC) ионосферы, наблюдавшиеся перед Вэньчуаньским землетрясением начиная с 6 мая [32–33], т. е. спустя сутки после начала роста концентрации аэрозолей и в те же сутки, что и термальные аномалии и облачные формирования.

Обсуждение

Попытки оценить плотность сейсмогенного тока, текущего в атмосфере над разломом, предпринимались в работах [8–9] исходя из предположения о том, что сторонний ток будет определяться суммарным произведением концентрации n_i носителей зарядов сорта i , средним количеством зарядов Z на каждом из них и скоростью их движения v_i :

$$j = \sum_i Z n_i e v_i, \quad (1)$$

где e — элементарный заряд.

Однако для скорости v_i в формуле (1) использовались завышенные и нереалистичные значения порядка 1–10 м/с, в то время как концентрации зарядов уделялось меньше внимания.

Оценим концентрацию зарядов, необходимую для расчета плотности вертикального электрического тока, используя оценки и измерения, известные из научной литературы. Концентрация аэрозольных частиц n над поверхностью оценивается как величина порядка 10^8 – 10^{10} 1/м³ [34–35] и экспоненциально убывает с высотой. Концентрация крупных аэрозолей (радиусом более 0,2 мкм) составляет порядка 10^6 – 10^8 1/м³ [36]. Если считать, что на них содержится от 1 до 1000 элементарных зарядов, то общая концентрация зарядов в этом случае будет варьироваться в пределах от 10^6 до 10^{12} 1/м³. С другой стороны, при влажности воздуха порядка 1 г/м³ концентрация капель воды радиуса 10^{-5} м составляет 10^9 1/м³, а каждой такой капле соответствует 2000 зарядов [37]. При таких значениях общая концентрация зарядов составит $2 \cdot 10^{12}$ 1/м³.

Среднюю скорость восходящих потоков воздуха по облаку будем считать равной 0,01–0,1 м/с [36]. Тогда, подставляя полученные значения концентрации зарядов $n_i Z = 10^6$ – 10^{12} 1/м³ и скорости $v = 0,1$ – $0,01$ м/с в уравнение (1), получим диапазон значений вертикального электрического тока между Землей и ионосферой в пределах от 10^{-15} до 10^{-8} А/м².

Полученные оценки показывают, что в предельных случаях, когда концентрация аэрозолей существенно возрастает, плотность тока превышает плотность так называемого тока хорошей погоды (10^{-12} А/м²) на несколько порядков. Далее, как показано в монографии [38], присутствие аэрозольных частиц в атмосфере приводит к увеличению потенциала ионосферы на 8–10 % относительно исходной величины 300 кВ, т. е. на 24–30 кВ.

Близкие значения были получены при моделировании мезомасштабных электрических полей. В численных расчетах [6] вертикальный электрический ток плотностью 10^{-8} А/м² задавался на нижней границе (на высоте 80 км) уравнения для электрического потенциала в модели UAM. Результирующее изменение потенциала составило порядка 10–15 кВ, а характеристики модельных возмущений электрического поля и ТЕС соответствовали наблюдаемым.

Заключение

На примере Вэньчуаньского землетрясения 12 мая 2008 г. рассмотрен физический механизм генерации мезомасштабного электрического поля в преддверии сильных землетрясений, основанный на возникновении над разломом стороннего электрического тока. Продемонстрированы атмосферные эффекты, сопровождающие его генерацию, в виде повышенной концентрации аэрозолей и появления термальных аномалий и облаков за один день или в тот же день, что и ионосферные предвестники землетрясения — возмущения электрического поля, электронной концентрации и полного электронного содержания.

Рассмотренный механизм сейсмогенного электрического поля применим также к другим мезомасштабным электрическим полям, связанным с грозовой активностью, штормами, тайфунами, тропическими циклонами, пылевыми и снежными бурями, где переносчиками зарядов становятся капли воды, льдинки,

пыль, пепел и другие крупные частицы. При общем принципиальном сходстве между этими явлениями отличия их ионосферных эффектов выражаются в разной интенсивности, продолжительности и горизонтальных масштабах.

Благодарности. Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 16-35-00397 мол_а.

Литература

1. Disturbance of the Electric Field in the Ionosphere by Sea Storms and Typhoons / N. V. Isaev [et al.] // *Cosmic Research*. 2002. Vol. 40, No. 6. P. 547–553. DOI: 10.1023/A:1021549612290.
2. Observation by space-borne detectors of electric fields and hydromagnetic waves in the ionosphere over an earthquake center / V. M. Chmyrev [et al.] // *Physics of the Earth and Planetary Interiors*. 1989. Vol. 57. P. 110–114. DOI: 10.1016/0031-9201(89)90220-3.
3. Ionospheric quasi-static electric field anomalies during seismic activity in August–September 1981 / M. Gousheva [et al.] // *Natural Hazards and Earth System Sciences*. 2009. Vol. 9. P. 3–15. DOI: 10.5194/nhess-9-3-2009.
4. The characteristics of quasistatic electric field perturbations observed by DEMETER satellite before large earthquakes / X. Zhang [et al.] // *J. Asian Earth Sciences*. 2014. Vol. 79. P. 42–52. DOI: 10.1016/j.jseaes.2013.08.026.
5. Physical Mechanism and Mathematical Modeling of Earthquake Ionospheric Precursors Registered in Total Electron Content / A. A. Namgaladze [et al.] // *Geomagnetism and Aeronomy*. 2009. Vol. 49. No. 2. P. 252–262. DOI: 10.1134/S0016793209020169.
6. Karpov M. I., Namgaladze A. A., Zolotov O. V. Modeling of Total Electron Content Disturbances Caused by Electric Currents between the Earth and the Ionosphere // *Russian J. Physical Chemistry B*. 2013. Vol. 7. No. 5. P. 594–598. DOI: 10.1134/S1990793113050187.
7. Physical bases of the generation of short-term earthquake precursors: A complex model of ionization-induced geophysical processes in the lithosphere-atmosphere-ionosphere-magnetosphere system / S. A. Pulinets [et al.] // *Geomagnetism and Aeronomy*. 2015. Vol. 55. No. 4. P. 521–538. DOI: 10.1134/S0016793215040131.
8. Sorokin V. M., Hayakawa M. Generation of seismic-related DC electric fields and lithosphere-atmosphere-ionosphere coupling // *Modern Applied Sci*. 2013. Vol. 7. No. 6. P. 1–25. DOI: 10.5539/mas.v7n6p1.
9. Namgaladze A. A., Karpov M. I. Conductivity and external electric currents in the global electric circuit // *Russian J. Physical Chemistry B*. 2015. Vol. 9. No. 4. P. 754–757. DOI: 10.1134/S1990793115050231.
10. Virk H. S., Singh B. Radon recording of Uttarkashi earthquake // *Geophysical Res. Lett*. 1994. Vol. 21. P. 737–741. DOI: 10.1029/94GL00310.
11. Evidence of precursor phenomena in the Kobe earthquake obtained from atmospheric radon concentration / Y. Yasuoka [et al.] // *Applied Geochemistry*. 2006. Vol. 21. P. 1064–1072. DOI: 10.1016/j.apgeochem.2006.02.019.
12. Harrison R. G., Aplin K. L., Rycroft M. J. Atmospheric electricity coupling between earthquake regions and the ionosphere // *J. Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*. 2010. Vol. 72, No. 5–6. P. 376–381. DOI: 10.1016/j.jastp.2009.12.004.
13. Surkov V. Pre-seismic variations of atmospheric radon activity as a possible reason for abnormal atmospheric effects // *Annals of Geophysics*. 2015. Vol. 58, No 5. A0554. DOI: 10.4401/ag-6808.

14. Preseismic alteration of atmospheric electrical conditions due to anomalous radon emanation / Y. Omori [et al.] // *Physics and Chemistry of the Earth, Parts A/B/C*. 2008. Vol. 33, No. 6–7. P. 276–284. DOI: 10.1016/j.pce.2008.08.001.
15. On electric field penetration from ground into the ionosphere / V. V. Denisenko [et al.] // *J. Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*. 2013. Vol. 102. P. 341–353. DOI: 10.1016/j.jastp.2013.05.019.
16. Geller R. J. Earthquake prediction: a critical review // *Geophys. J. Intern.* 1997. Vol. 131. P. 425–450. DOI: 10.1111/j.1365-246X.1997.tb06588.x
17. Geochemical monitoring in the Marmara region (NW Turkey): a search for precursors of seismic activity / S. Inan [et al.] // *J. Geophys. Res.* 2008. Vol. 113. B03401. DOI: 10.1029/2007JB005206.
18. Harrison R. G., Carslaw K. S. Ion-aerosol-cloud processes in the lower atmosphere // *Reviews of Geophysics*. 2003. Vol. 41. doi: 10.1029/2002RG000114.
19. Akhoondzadeh M., Chehrebargh F. Feasibility of anomaly occurrence in aerosols time series obtained from MODIS satellite images during hazardous earthquakes // *Advances in Space Research*. 2016. Vol. 58, No. 6. P. 890–896. DOI: 10.1016/j.asr.2016.05.046.
20. Is there an abnormal enhancement of atmospheric aerosol before the 2008 Wenchuan earthquake? / K. Qin [et al.] // *Advances in Space Research*. 2014. Vol. 54, No. 6. P. 1029–1034. DOI: 10.1016/j.asr.2014.04.025.
21. Temperature variations related to earthquakes from simultaneous observation at the ground stations and by satellites in Kamchatka area / A. A. Tronin [et al.] // *Physics and Chemistry of the Earth*. 2004. Vol. 29. No. 4–9. P. 501–506. DOI: 10.1016/j.pce.2003.09.024.
22. RST analysis of MSG-SEVIRI TIR radiances at the time of the Abruzzo 6 April 2009 earthquake / N. Genzano [et al.] // *Natural Hazards and Earth System Sci.* 2009. Vol. 9, No. 6. P. 2073–2084. DOI: 10.5194/nhess-9-2073-2009.
23. The atmospheric response to M7.0 Haiti and M8.3 Chilean earthquakes revealed by joined analysis of satellite and ground data / D. Ouzounov [et al.] // *Geophys. Res. Abstracts*. 2011. Vol. 13. P. 11932–11932.
24. On the possible origin of thermal infrared radiation (TIR) anomalies in earthquake-prone areas observed using robust satellite techniques (RST) / V. Tramutoli [et al.] // *Chemical Geology*. 2013. Vol. 339. P. 157–168. DOI: 10.1016/j.chemgeo.2012.10.042.
25. Verification of the concept of seismo-ionospheric relations under quiet heliogeomagnetic conditions, using the Wenchuan (China) earthquake of May 12, 2008, as an example / S. A. Pulnits [et al.] // *Geomagnetism and Aeronomy*. 2010. Vol. 50, No. 2. P. 231–242.
26. Variation characteristics of ORL for the Wenchuan earthquake / X. Guo [et al.] // *Chinese J. Geophys.* 2010. Vol. 53, No. 6. P. 980–988.
27. Morozova L. I. Crustal geodynamic activity: manifestations in cloud fields // *Russian Geology and Geophysics*. 2012. Vol. 53. P. 416–423. DOI: 10.1016/j.rgg.2012.02.014.
28. Guangmeng G., Jie Y. Three attempts of earthquake prediction with satellite cloud images // *Natural Hazards and Earth System Sciences*. 2013. Vol. 13. P. 91–95. DOI: 10.5194/nhess-13-91-2013.
29. Pulnits S. A., Morozova L. I., Yudin I. A. Synchronization of atmospheric indicators at the last stage of earthquake preparation cycle // *Research in Geophysics*. 2014. Vol. 4. I. 1. DOI: 10.4081/rg.2014.4898

30. Svensmark H., Friis-Christensen E. Variation of cosmic ray flux and global cloud coverage — A missing link in solar-climate relationships // J. Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics. 1997. Vol. 59. P. 1225–1232.
31. A molecular dynamics study of water vapor nucleation in the presence of ions / C. Zhang [et al.] // Chemical Engineering Sci. 2015. Vol. 137. P. 308–319. DOI: 10.1016/j.ces.2015.06.006.
32. Seismoionospheric GPS total electron content anomalies observed before the 12 May 2008 Mw7.9 Wenchuan earthquake / J. Y. Liu [et al.] // J. Geophys. Res. 2009. Vol. 114. A04320. DOI: 10.1029/2008JA013698.
33. Changes of the electric and magnetic fields on the ground and in the ionosphere before and after several great earthquakes / J. Liu [et al.] // Chinese J. Geophys. 2011. Vol. 54, No. 6. P. 828–843.
34. Makino M., Ogawa T. Quantitative Estimation of Global Circuit // J. Geophys. Res. 1985. Vol. 90, No. D4. P. 5961–5966.
35. Ермаков В. И., Стожков Ю. И. Физика грозных облаков: препринт № 2. М.: ФИАН, 2004.
36. Ивлев Л. С., Довгалоук Ю. А. Физика атмосферных аэрозольных систем. СПб.: НИИХ; СПбГУ, 1999. 94 с.
37. Френкель Я. И. Теория явлений грозного электричества. М.: КомКнига, 2007. 160 с.
38. Морозов В. Н. Математическое моделирование атмосферно-электрических процессов с учетом влияния аэрозольных частиц и радиоактивных веществ: монография. СПб.: Изд-во РГГМУ, 2011. 253 с.

Сведения об авторе:

Карпов Михаил Иванович

младший научный сотрудник, Мурманский арктический государственный университет,
г. Мурманск
E-mail: mikhailkarpov@hotmail.com

ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫЕ МЕТОДЫ И ИНФОРМАЦИОННЫЕ ТЕХНОЛОГИИ В ГЕОФИЗИКЕ

УДК 551.513:551.515.2

К. Г. Орлов, И. В. Мингалёв, В. С. Мингалёв

МАТЕМАТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ОБЩЕЙ ЦИРКУЛЯЦИИ АТМОСФЕРЫ ЗЕМЛИ, РАЗРАБОТАННЫЕ В ПОЛЯРНОМ ГЕОФИЗИЧЕСКОМ ИНСТИТУТЕ

Аннотация

В представленной работе приводится краткий обзор математических моделей крупномасштабной трехмерной циркуляции нижней и средней атмосферы Земли, разработанных сотрудниками Полярного геофизического института. Эти модели использовались для исследования процессов зарождения циклонических вихрей в полярных и тропических регионах, а также для численного моделирования глобальной циркуляции атмосферы Земли.

Ключевые слова:

общая циркуляция атмосферы, циклонические вихри, математическое моделирование.

K.G. Orlov, I.V. Mingalev, V.S. Mingalev

MATHEMATICAL MODELS OF THE GLOBAL ATMOSPHERIC CIRCULATION OF THE EARTH DEVELOPED IN THE POLAR GEOPHYSICAL INSTITUTE

Abstract

A review of the mathematical models of the global circulation of lower and middle atmosphere of the Earth developed by scientists from the Polar Geophysical Institute is presented. The developed mathematical models were utilized for numerical investigation of the initial formation of cyclonic vortices at polar and tropical regions and for numerical modeling of the global atmospheric circulation of the Earth.

Keywords:

global atmospheric circulation, cyclonic vortices, mathematical modeling.

Введение

В связи с бурным развитием вычислительной техники для исследования общей циркуляции нижней и средней атмосферы Земли активно применяется метод математического моделирования. Настоящая работа посвящена обзору математических моделей крупномасштабной трехмерной циркуляции нижней и средней атмосферы Земли, разработанных в Полярном геофизическом институте, сюда также включены опубликованные работы, в которых описываются результаты приложения этих моделей к исследованиям динамики

нижней и средней атмосферы Земли, как на региональном уровне, так и в глобальном масштабе. Региональная математическая модель применялась для исследования начальной стадии зарождения полярных и тропических циклонов.

Региональная модель общей циркуляции атмосферы Земли и ее применение

В течение последних примерно 10 лет в Полярном геофизическом институте разрабатывалась, совершенствовалась и использовалась численная региональная модель горизонтального и вертикального ветра в нижней атмосфере Земли, подробное описание которой можно найти в работах [1, 2], содержащих и подробную запись моделирующих уравнений. В этой модели атмосферный газ рассматривается как смесь воздуха и водяного пара, в которой могут присутствовать аэрозоли двух видов: микрокапли воды и микрочастицы льда. Частицы аэрозолей считаются движущимися относительно смеси воздуха и водяного пара со скоростями осаждения. Температура смеси и микрочастиц аэрозолей считается одинаковой. Считается, что аэрозоль из микрокапель воды может присутствовать только при насыщенности водяного пара и температуре не ниже температуры замерзания воды (273.15 К). Аэрозоль из частиц льда может присутствовать только при насыщенности водяного пара и температуре, не превышающей точку плавления льда (273.15 К). При температуре среды 273.15 К смесь не может увеличиться, пока не расплавятся все частицы льда, и не может уменьшиться, пока не замерзнут все капли воды. Модель основана на численном интегрировании полной системы уравнений динамики смеси вязкого сжимаемого газа и аэрозольных частиц из воды и льда. В этой системе учитываются процессы нагрева-охлаждения воздуха как за счет поглощения-испускания инфракрасного излучения, так и за счет фазовых переходов водяного пара в микрокапли воды и частицы льда. Учитывается также оседание микрокапель воды и частиц льда в поле силы тяжести Земли.

Областью моделирования является часть шарового слоя над ограниченным участком земной поверхности, которая по высоте простирается от 0 до 15 км, по долготе имеет протяжение 36° , по широте — 25° . Шаги расчетной сетки модели: по высоте — 200 м, по широте и долготе — 0.04° . Обсуждаемая математическая модель позволяет рассчитывать зависящие от времени пространственно трехмерные распределения плотностей воздуха, водяного пара, микрокапель воды и частиц льда, зональной, меридиональной и вертикальной компонент скорости смеси воздуха и водяного пара, а также температуры атмосферного газа в области моделирования на отрезках времени порядка суток и более. При этом начальные и граничные условия могут задаваться довольно произвольно и отражать геофизическую обстановку моделируемых событий.

Исследование зарождения полярных циклонов при помощи региональной модели

В северных регионах Земли регулярно наблюдаются так называемые полярные циклоны, которые являются крупномасштабными атмосферными вихрями, образующимися в нижней тропосфере в высоких широтах. В частности, полярные циклоны достаточно регулярно возникают над незамерзающей поверхностью Норвежского и Баренцева морей. Впервые они были обнаружены на спутниковых изображениях в 1960-х гг. Наиболее интенсивные полярные

циклоны называют арктическими ураганами. Полярные циклоны и арктические ураганы создают штормы в Норвежском и Баренцевом морях, могут вызывать обледенение кораблей и самолетов, выводить из строя промышленные и транспортные системы на море и на суше, приводить к затоплению прибрежных территорий, а также обладают огромной разрушительной силой. В Южном полушарии также наблюдаются полярные циклоны, но они, как правило, менее интенсивны, чем в Северном полушарии. Своевременное обнаружение полярных циклонов, изучение их характеристик, отслеживание движения и предсказание траекторий представляют одну из важных и до сих пор полностью не решенных задач современной науки.

Разработанная в ПГИ и кратко описанная выше региональная модель атмосферной циркуляции применялась для исследования причин, вызывающих начальное зарождение полярных циклонов. Результаты этих исследований были изложены в серии публикаций, в частности, в работах [3–8]. Авторами этих работ вначале была высказана гипотеза о том, что полярный циклон может сформироваться в результате развития неустойчивости сдвигового течения в арктическом фронте при появлении возмущения в виде изогнутого (выпуклого) участка этого фронта.

Известно из наблюдений, что циркуляция нижней атмосферы в высоких широтах является неоднородной и нестационарной. Часто в ней формируются ячейки циркуляции в меридиональном и вертикальном направлениях: приполюсная ячейка и ячейка Ферреля. Границей между этими циркуляционными ячейками и является арктический фронт. Он представляет собой область, где зональная компонента ветра быстро меняется (имеется сдвиговое горизонтальное течение). Как правило, протяженность арктического фронта в меридиональном направлении не превышает 200 км, а в зональном направлении составляет более 2000 км. Из данных спутниковых наблюдений известно, что у арктических фронтов регулярно возникают искривленные участки длиной 500–1000 км, отклоняющиеся от остальной части фронта на север или на юг на 100–200 км.

Представленные ранее результаты численного моделирования [4–9] подтвердили первоначально высказанную гипотезу. В этих работах даны результаты расчетов, полученные при разных сочетаниях начальных и граничных условий.

Данные, полученные при одном таком сочетании, приведены для примера на рис. 1, из которого видно, что через некоторое время после начала моделирования начинается процесс разрушения арктического фронта и формирования циклонического вихря. Как видно из нижней панели рисунка, через 20 ч после начала моделирования сформировался циклонический вихрь с центром, лежащим на широте примерно 67° с. ш. и примерно на 14° к востоку от западной границы области моделирования. Скорость ветра в этом вихре достигает 18 м/с в северной и западной его частях. Результаты численного моделирования, полученные при разных сочетаниях начальных и граничных условий, показали, что полярные циклоны зарождаются в том случае, когда у арктических фронтов возникают искривленные участки длиной 500–1000 км, отклоняющиеся от остальной части фронта на север или на юг на 100–200 км [3–8].

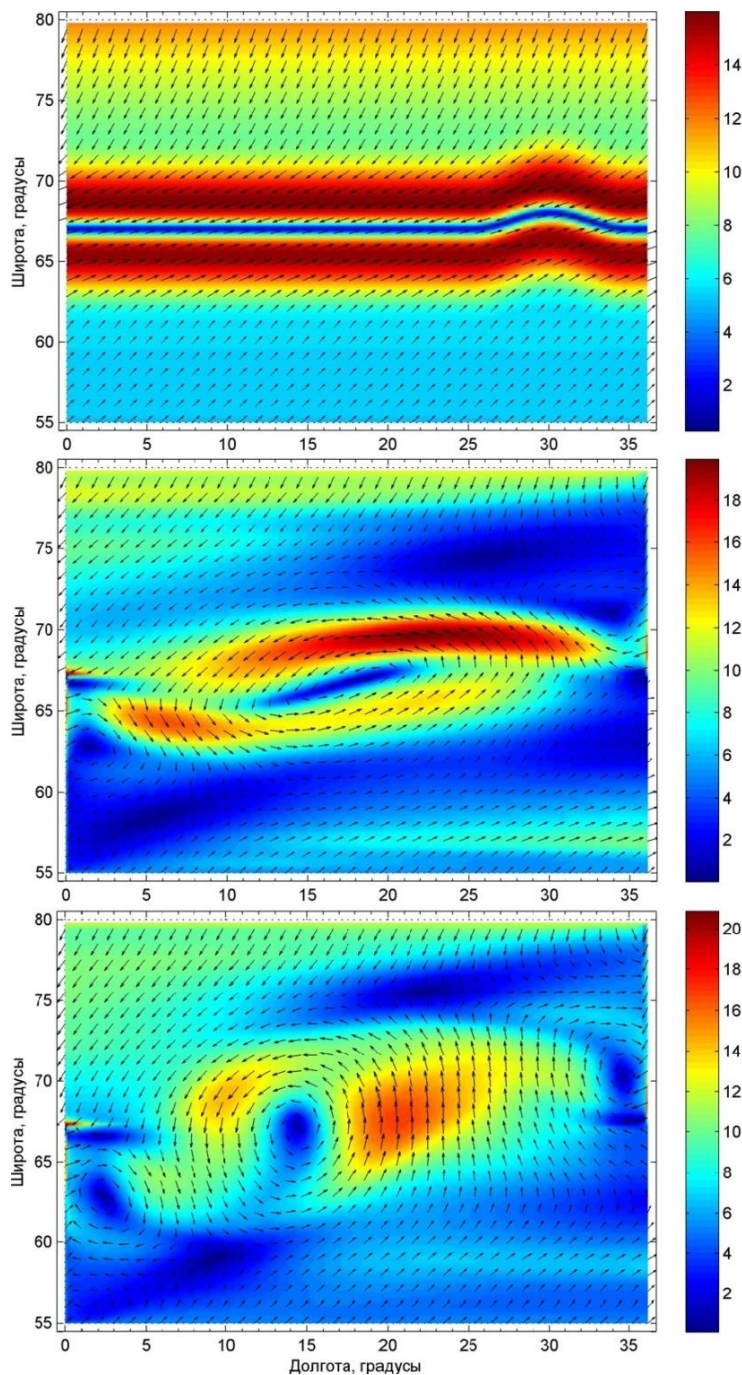


Рис. 1. Распределение горизонтальной составляющей скорости ветра (м/с) на высоте 600 м, заданное в начальный момент (верхняя панель), рассчитанное через 10 ч (средняя панель), 20 ч (нижняя панель) после начала моделирования для случая, когда в начальный момент центр изогнутого к северу участка арктического фронта находится примерно на 7° западнее восточной границы области моделирования. Стрелки указывают направление, их длина и яркость фона — величину скорости ветра

Модельные расчеты продемонстрировали то, что при начальных отклонениях арктического фронта к северу или югу в течение примерно 10 ч формируется циклонический вихрь, который в дальнейшем движется либо на запад, либо на восток. Поперечные размеры возникающих циклонических вихрей составляют порядка 600 км и более, а скорость ветра в них может достигать 15–20 м/с. Физической причиной возникновения этих циклонических вихрей является развитие неустойчивости сдвигового течения, присутствующего в арктическом фронте. Эта неустойчивость инициируется искривлением арктического фронта. При этом кинетическая энергия крупномасштабного сдвигового течения, существующего в арктическом фронте, переходит в кинетическую энергию циклонического вихря.

Следовательно, при появлении выпуклых участков арктического фронта, которые могут быть обнаружены со спутников, можно с большой вероятностью прогнозировать зарождение полярных циклонов в течение ближайшего десятка часов, а по форме выпуклых участков арктического фронта можно предсказать место зарождения полярного циклона и его дальнейшую траекторию.

Исследование зарождения тропических циклонов при помощи региональной модели

Разработанная в ПГИ региональная модель атмосферной циркуляции, кратко описанная выше, применялась и для исследования причин, вызывающих начальное зарождение тропических циклонов. Результаты этих исследований были изложены в серии публикаций [9–16]. Предварительно был проведен анализ данных спутниковых наблюдений в микроволновом и инфракрасном диапазонах, полученных при помощи СВЧ-радиометрических приборов SSM/I (Special Sensor Microwave/Imager), установленных на космических аппаратах серии DMSP (Defense Meteorological Satellite Program). На основе этих данных сотрудниками отдела исследований Земли из космоса ИКИ РАН сформирована постоянно обновляемая база (электронная коллекция ИКИ РАН — GLOBAL-Field), содержащая глобальные радиотепловые поля Земли. Проведенный анализ позволил высказать гипотезу о том, что тропические циклоны могут возникать в результате развития неустойчивости течения насыщенных влагой воздушных масс в окрестности внутритропической зоны конвергенции (ВЗК), когда в ее очертаниях возникают выпуклые участки длиной 800–1000 км с отклонениями к северу или к югу на 200–300 км. Известно, что внутритропическая зона конвергенции (ВЗК) является промежуточной областью преимущественно зональных ветров барической ложбины между пассатами Северного и Южного полушарий шириной несколько сотен километров. Ее отождествляют со статистически значимой границей между двумя циркуляционными ячейками Хедли. Из наблюдений известно, что в ВЗК зональная компонента ветра, направленная преимущественно в западном направлении, увеличивается при приближении к центру ВЗК. Меридиональная компонента направлена к центру ВЗК на высотах менее 3 км и от центра ВЗК на высотах более 3 км. Вертикальная компонента ветра над ВЗК направлена вверх. Результаты численного моделирования [9–16] подтвердили первоначально высказанную гипотезу. Здесь были приведены данные расчетов, полученные при разных сочетаниях начальных и граничных условий.

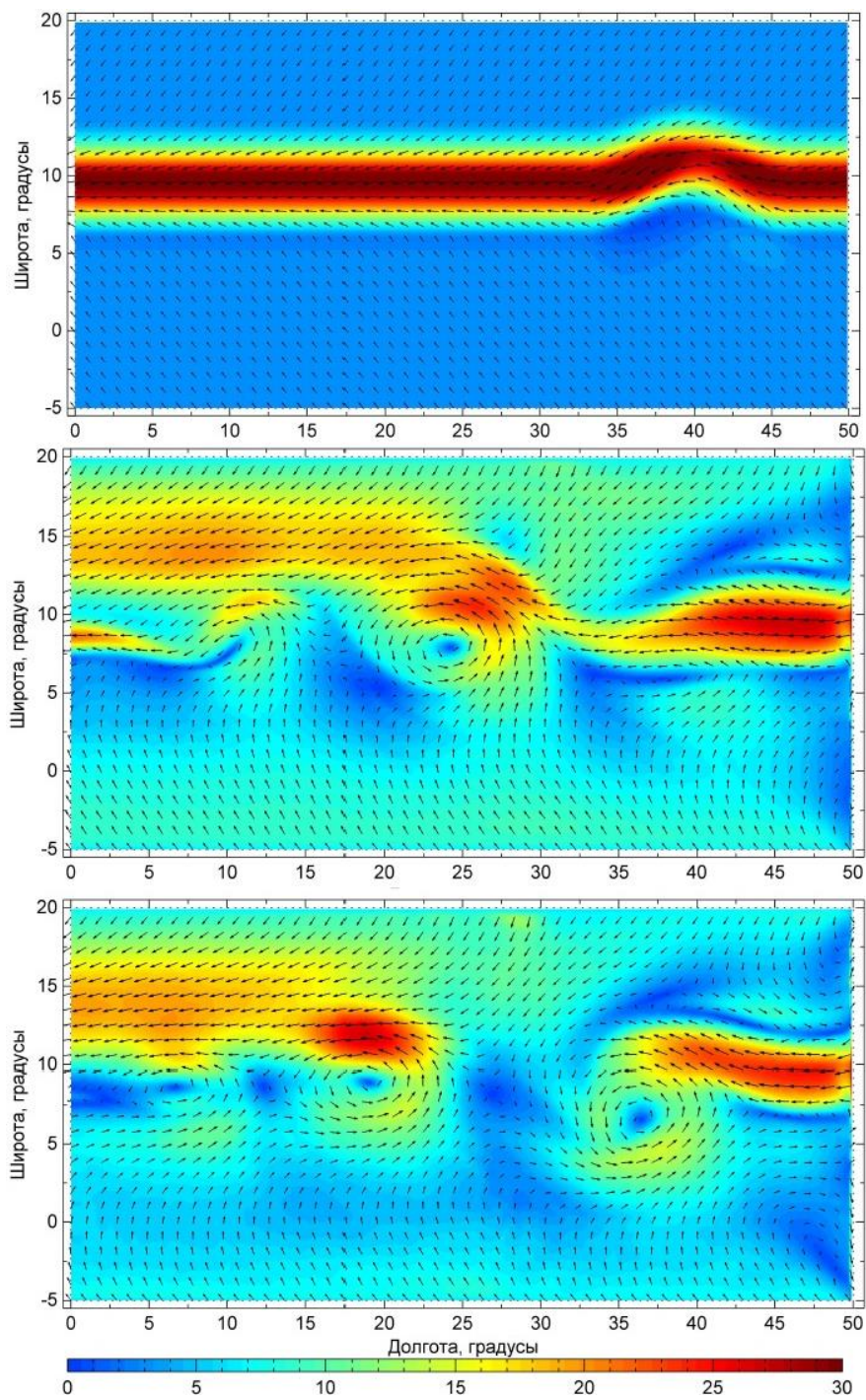


Рис. 2. Распределение горизонтальной составляющей скорости ветра (м/с) на высоте 600 м, заданное в начальный момент (верхняя панель), рассчитанное через 40 ч (средняя панель), 60 ч (нижняя панель) после начала моделирования. Стрелки указывают направление, их длина и степень затемнения рисунков — величину скорости

Результаты, полученные при одном таком сочетании, приведены на рис. 2. На верхней панели этого рисунка дана начальная форма выпуклого участка ВЗК в области моделирования. Результаты моделирования показали, что форма начального возмущения ВЗК в виде выпуклых участков существенно влияет на процесс зарождения крупномасштабных горизонтальных вихрей в земной тропосфере в области внутритропической зоны конвергенции. В этой области при возникновении выпуклых участков ВЗК длиной 800–1000 км, в которых центральная линия зонального течения ВЗК при возрастании долготы отклоняется по широте более чем на 300 км, в течение примерно 1–2 суток может сформироваться один циклонический вихрь, вихревая пара циклон-антициклон, а также два и даже три циклонических вихря. Горизонтальные размеры этих вихрей составляют порядка 600 км, скорость ветра в них может достичь значений 15–20 м/с. Главной физической причиной формирования крупномасштабных вихрей является развитие неустойчивости сдвигового течения воздушных масс в районе ВЗК при возникновении возмущений в виде выпуклых участков ВЗК. Такие возмущения, как правило, регулярно появляются в ВЗК над Африкой в период с июля по сентябрь. Из-за развития неустойчивости формируются крупномасштабные горизонтальные вихри. Дальнейший разгон вихрей происходит за счет энергии, выделяющейся при конденсации водяного пара в восходящих потоках воздуха. Описанный механизм позволяет по обнаружению выпуклых участков ВЗК при помощи спутниковых наблюдений прогнозировать зарождение тропических циклонов, которые в последующем могут развиваться в ураганы.

Разработанная в ПГИ глобальная модель общей циркуляции атмосферы Земли

Созданная сотрудниками ПГИ модель общей циркуляции атмосферы Земли основана на численном решении полной системы уравнений газовой динамики на трехмерной пространственной сетке с разрешением по горизонту 0.47° . В этой модели учитываются несферичность поверхности Земли и ее рельеф, а также отличие поля тяготения Земли от сферически симметричного поля. В настоящей версии модели используется упрощенный способ расчета скорости нагрева-охлаждения атмосферы за счет поглощения-испускания электромагнитного излучения (так называемое релаксационное приближение). Главное внимание уделяется процессам формирования и эволюции крупномасштабных сдвиговых течений в нижней тропосфере, а также процессам развития возмущений в этих течениях, которые приводят к разрушению сдвиговых течений и формированию крупномасштабных циклонических вихрей. Данная модель построена с учетом фазовых переходов водяного пара в микрокапли воды и частицы льда и с учетом оседания этих капель и частиц льда в поле силы тяжести. Описание подобной модели для ограниченного участка земной поверхности подробно изложено в работе [1].

Область моделирования простирается от поверхности до высоты 95 км на полюсах и до 75 км — на экваторе. В этой модели используется регулярная пространственная сетка в сферических координатах. Шаги сетки составляют 0.47° по горизонту и 200 м — по высоте. Сетка имеет 768 узлов по долготе и 384 — по широте. Для численного решения системы уравнений использовалась явная разностная схема, детально описанная в работе [17] и хорошо себя

зарекомендовавшая при расчетах динамики сложных трехмерных течений сжимаемого газа.

Авторами было проведено моделирование процесса установления общей циркуляции атмосферы Земли для различных условий. Ниже приведены результаты для даты 16 января. Через 4900 часов физического времени качественная картина циркуляции имеет следующие особенности. На рис. 3 изображен горизонтальный ветер на высоте 1 км. В тропических широтах обоих полушарий горизонтальный ветер направлен преимущественно к экватору и на запад, образуя пассаты.

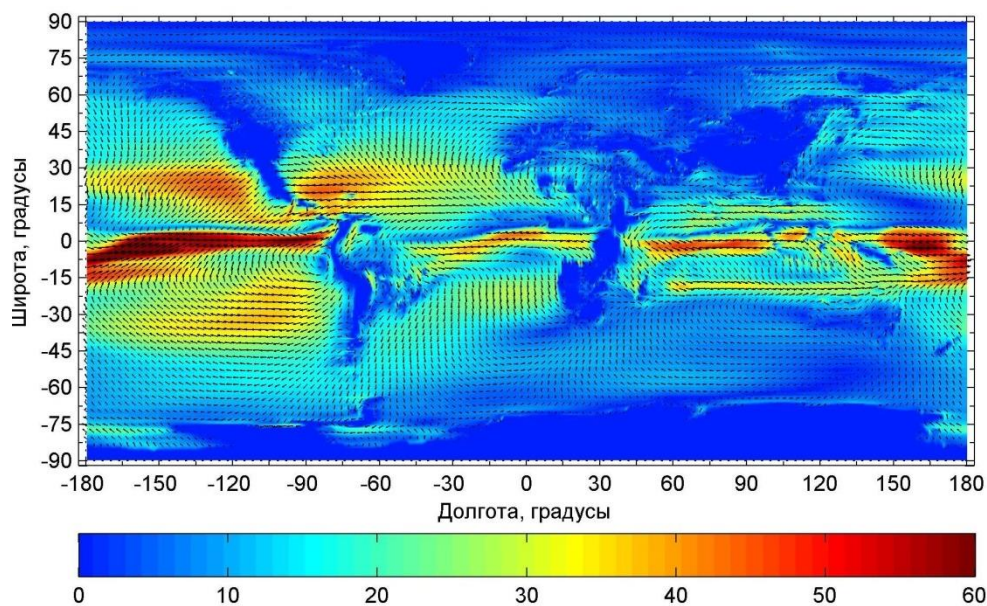


Рис 3. Горизонтальный ветер на высоте 1 км через 4900 часов после начала моделирования

Таким образом, в районе экватора образуется область, где имеет место сдвиговое течение. Такая область называется внутритропической зоной конвергенции. В области умеренных широт обоих полушарий горизонтальный ветер направлен преимущественно к полюсам и на восток, а в полярных областях обоих полушарий горизонтальный ветер направлен преимущественно к экватору и на запад. Около 65° широты в Северном и Южном полушариях образуется сдвиговое течение, называемое арктическим фронтом. С некоторой периодичностью арктический фронт разрушается, а затем появляется снова, что хорошо согласуется с наблюдениями. Таким образом, на высоте 1 км можно наблюдать наличие трех ячеек циркуляции (приполюсная ячейка, ячейка Ферреля и ячейка Хэдли) в Северном полушарии и трех ячеек циркуляции в Южном полушарии.

На рис. 4 крупным планом изображен участок области моделирования от 16° ю. ш. до 16° с. ш. и от 40° до 130° по долготе. На этом рисунке изображен горизонтальный ветер на высоте 1 км. Около 3° широты в Северном полушарии можно наблюдать внутритропическую зону конвергенции.

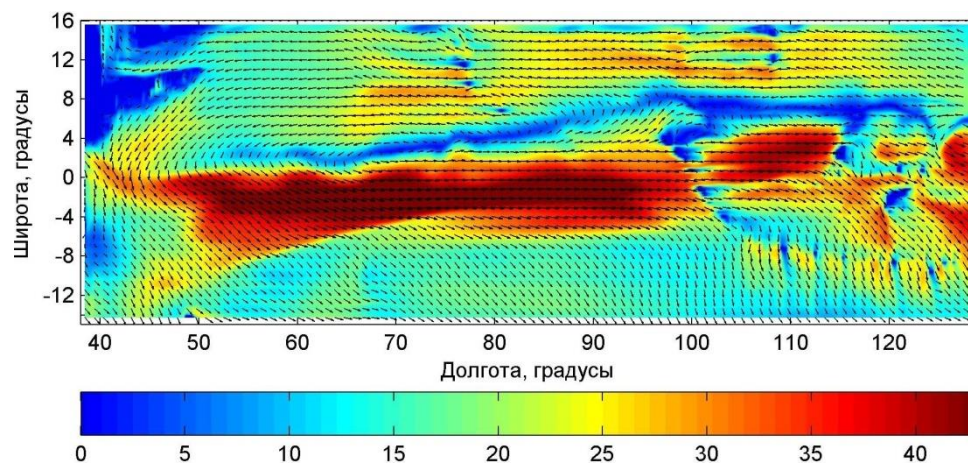


Рис 4. Горизонтальный ветер на высоте 1 км через 4900 часов после начала моделирования (локальная область)

Заключение

В ПГИ за последние примерно два десятилетия были разработаны несколько математических моделей крупномасштабной трехмерной циркуляции нижней и средней атмосферы Земли, в том числе региональная модель земной атмосферы, а также несколько вариантов глобальной модели атмосферной циркуляции. Эти модели основаны на численном решении систем нестационарных трехмерных уравнений переноса, записанных в гидродинамическом приближении. Отличительной чертой всех этих математических моделей является то, что в них вертикальная скорость газа находится не из условия гидростатического равновесия, а путем численного решения полного уравнения движения для вертикальной компоненты скорости без пренебрежения какими-либо членами, т. е. модели являются негидростатическими. Благодаря именно негидростатичности разработанных в ПГИ математических моделей атмосферы удалось воспроизвести в расчетах и объяснить физически многие важные наблюдаемые экспериментально особенности поведения крупномасштабной трехмерной циркуляции атмосферы Земли.

Литература

1. Мингалев И. В., Орлов К. Г., Мингалев В. С. Механизм формирования полярных циклонов и возможность их прогноза // *Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса*. 2011. Т. 8, № 1. С. 255–262.
2. Мингалев И. В., Орлов К. Г., Мингалев В. С. Механизм формирования полярных циклонов и возможность их предсказания по данным спутниковых наблюдений // *Космические исследования*. 2012. Т. 50, № 2. С. 166–175.
3. Мингалев И. В., Орлов К. Г., Мингалев В. С. Моделирование циклонической деятельности в атмосфере северных регионов // *Экологические проблемы северных регионов и пути их решения: материалы IV Всерос. научной конф. с междунар. участием (Апатиты, 2–5 октября 2012 г.)*. Апатиты: КНЦ РАН, 2012. Ч. 2. С. 46–50.
4. Mingalev I. V., Orlov K. G., Mingalev V. S. Simulation study of the mechanism of the formation of polar cyclones at high latitudes of the northern hemisphere //

- Proc. of the 36 th Annual Seminar on Physics of auroral phenomena (Apatity, 26 February — 1 March 2013). Apatity: KSC RAS, 2013. P. 193–196.
5. Мингалев И. В., Орлов К. Г., Мингалев В. С. Моделирование зарождения вихревых течений в арктической атмосфере // Комплексные исследования природы Шпицбергена и прилегающего шельфа: материалы XII Междунар. науч. конф. (Мурманск, 6–8 ноября 2014 г.). М.: ГЕОС, 2014. Вып. 12. С. 215–219.
 6. Mingalev I. V., Orlov K. G., Mingalev V. S. A modeling study of the initial formation of polar lows in the vicinity of the arctic front // *Advances in Meteorology*. 2014. Vol. 2014. Article ID 970547. 10 p. URL: <http://dx.doi.org/10.1155/2014/970547>.
 7. Механизм возникновения циклонических возмущений в области ВЗК и их раннее обнаружение / И. В. Мингалев [и др.] // *Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса*. 2010. Т. 7, № 1. С. 112–125.
 8. Возможность предсказания образования тропических циклонов и ураганов по данным спутниковых наблюдений / И. В. Мингалев [и др.] // *Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса*. 2011. Т. 8, № 3. С. 290–296.
 9. Time-dependent modeling of the initial stage of the formation of cyclones in the intertropical convergence zone of the northern hemisphere / I. V. Mingalev [et al.] // *Proc. of the 33-rd Annual Seminar on Physics of Auroral Phenomena, Apatity, 02–05 March, 2010*. Apatity: KSC RAS, 2011. P. 182–185.
 10. Simulation study of the initial stage of the origin of cyclonic and anticyclonic pairs in the intratropical convergence zone / I. V. Mingalev [et al.] // *Proc. of the 34 th Annual Seminar on Physics of Auroral Phenomena, Apatity, 1–4 March 2011*. Apatity: KSC RAS, 2011. P. 189–192.
 11. Численное моделирование формирования циклонических вихревых течений в области внутритропической зоны конвергенции и их раннее обнаружение / И. В. Мингалев [и др.] // *Космические исследования*. 2012. Т. 50, № 3. С. 242–257.
 12. Влияние геометрии течения воздушных масс в области внутритропической зоны конвергенции на процесс формирования циклонических вихрей / И. В. Мингалев [и др.] // *Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса*. 2012. Т. 9, № 4. С. 154–161.
 13. A simulation study of the formation of large-scale cyclonic and anticyclonic vortices in the vicinity of the intertropical convergence zone / I. V. Mingalev [et al.] // *ISRN Geophysics*. 2013. Article ID 215362. 12 p.
 14. Numerical simulation of the initial stage of the formation of large-scale cyclonic vortices in the vicinity of the intratropical convergence zone / I. V. Mingalev [et al.] // *Proc. of the 36 th Annual Seminar on Physics of auroral phenomena (Apatity, 26 February – 1 March, 2013)*. Apatity: KSC RAS, 2013. P. 189–192.
 15. Numerical modeling of the initial formation of cyclonic vortices at tropical latitudes / I. V. Mingalev [et al.] // *Atmospheric and Climate Sci.* 2014. Vol. 4. P. 899–906. URL: <http://dx.doi.org/10.4236/acs.2014.45079>.
 16. Numerical modeling of the initial stage of the origin of cyclonic vortices in the vicinity of the intertropical convergence zone / I. V. Mingalev [et al.] // *Proc. of the 37 th Annual Seminar on Physics of auroral phenomena, Apatity, 25–28 February, 2014*. Apatity: KSC RAS. 2014. P. 113–116.

17. Обобщение монотонной гибридной схемы второго порядка для уравнений газовой динамики на случай нерегулярной пространственной сетки / В. С. Мингалев [и др.] // ЖВМ и МФ. 2010. Т. 50, № 5. С. 923–936.

Сведения об авторах

Орлов Константин Геннадьевич

к. ф.-м. н., ученый секретарь Полярного геофизического института, г. Апатиты
E-mail: orlov@pgia.ru

Мингалёв Игорь Викторович

д. ф.-м. н., старший научный сотрудник Полярного геофизического института, г. Апатиты
E-mail: mingalev_i@pgia.ru

Мингалёв Виктор Степанович

д. ф.-м. н., профессор, заведующий сектором Полярного геофизического института, г. Апатиты
E-mail: mingalev@pgia.ru

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

ВЛИЯНИЕ ОБЛАКОВ НА НАГРЕВ АТМОСФЕРЫ СОБСТВЕННЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ НА СРЕДНИХ ШИРОТАХ

Аннотация

В данной работе изложены результаты эталонных расчетов потоков собственного излучения в атмосфере Земли на средних широтах в диапазоне $10\text{--}2000\text{ см}^{-1}$, выполненные с разрешением по частоте 0.001 см^{-1} при наличии различных облачных слоев.

Ключевые слова:

эталонные расчеты потоков излучения, собственное излучение атмосферы.

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

CLOUD INFLUENCE ON HEATING OF THE ATMOSPHERE BY INTRINSIC RADIATION AT MID-LATITUDES

Abstract

This paper presents the results of reference calculations of intrinsic radiation fluxes in the Earth's atmosphere at middle latitudes in the range of $10\text{--}2000\text{ см}^{-1}$, performed with a frequency resolution of 0.001 см^{-1} in the presence of different cloud layers.

Keywords:

reference calculations of radiation fluxes, the emission of the atmosphere.

Введение

Нагрев излучением определяет тепловой режим атмосферы и влияет на циркуляцию атмосферы. Для изучения нагрева необходимо проводить эталонные расчеты переноса излучения в атмосфере с высоким спектральным разрешением не хуже 0.001 см^{-1} . Целью данной работы было исследование границ изменения скорости нагрева атмосферы собственным излучением при наличии облачных слоев с большой оптической толщиной на нижнем, среднем и верхнем ярусах. В этой работе мы ввели три облачных слоя: облака нижнего, среднего и верхнего ярусов и проверили, как они влияют на скорости нагрева-охлаждения воздуха. Ниже изложены результаты эталонных расчетов потоков собственного излучения в диапазоне $10\text{--}2000\text{ см}^{-1}$ в атмосфере Земли на средних широтах при наличии указанных облачных слоев. Расчеты выполнены с разрешением по частоте излучения 0.001 см^{-1} . При расчетах использовалось приближение горизонтальной однородной атмосферы и учитывалось молекулярное и аэрозольное рассеяние [1–6]. Для численного решения одномерного по пространству уравнения переноса излучения использовался новый вариант метода дискретных ординат [7]. В расчетах использовались равномерная сетка по высоте с шагом 200 м и равномерная

сетка по зенитным углам с шагом менее 9° . Коэффициенты молекулярного поглощения рассчитывались с использованием спектроскопической базы данных HITRAN 2012.

Результаты расчетов

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° (рис. 1). Также использовались вертикальные профили объемных долей малых газовых составляющих (рис. 2).

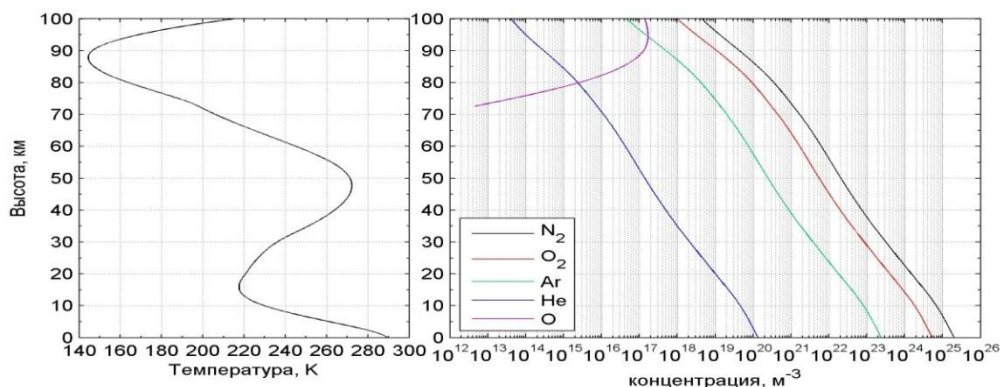


Рис. 1. Вертикальный профиль температуры (слева) и вертикальные профили концентраций основных атмосферных газов (справа)

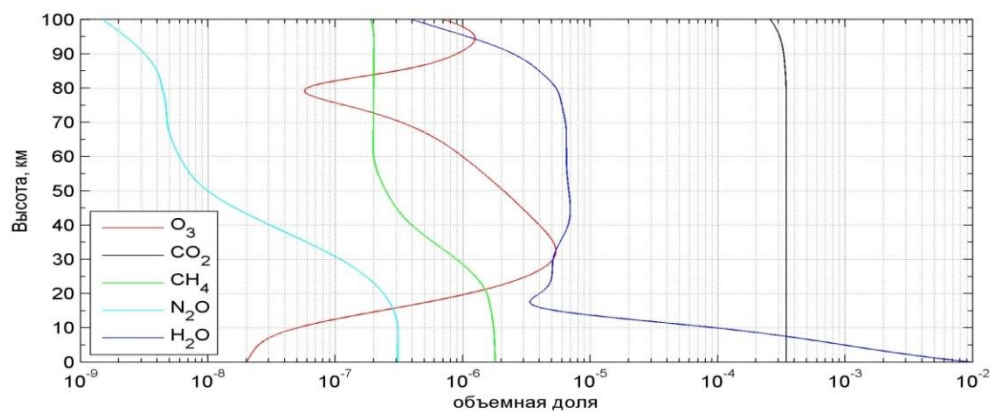


Рис. 2. Вертикальные профили объемных долей малых газовых составляющих

На рис. 3 показаны относительный коэффициент экстинкции, альbedo однократного рассеяния и параметр асимметрии для аэрозольных частиц в облаках, построенные по экспериментальным данным, приведенным в монографии [2], а также зависимость от высоты коэффициента экстинкции в верхнем, среднем и нижнем облачных слоях при длине волны 0.5 мкм . В атмосфере рассматриваются три типа фоновых аэрозолей: континентальные, морские и стратосферные аэрозоли. Оптические параметры этих аэрозолей взяты из работы

[8]. Мы считали, что стратосферный аэрозоль является каплями раствора 75 % H_2SO_4 и присутствует на высотах выше 12 км. Морской аэрозоль присутствует над морем на высотах от поверхности до 2 км. Континентальный аэрозоль состоит из растворимых в воде и пылевых частиц и сажи и находится на высотах от 2 до 12 км над океанами и на высотах от 0 до 12 над континентами. В атмосфере могут присутствовать и другие виды аэрозольных частиц, но мы их пока не рассматривали.

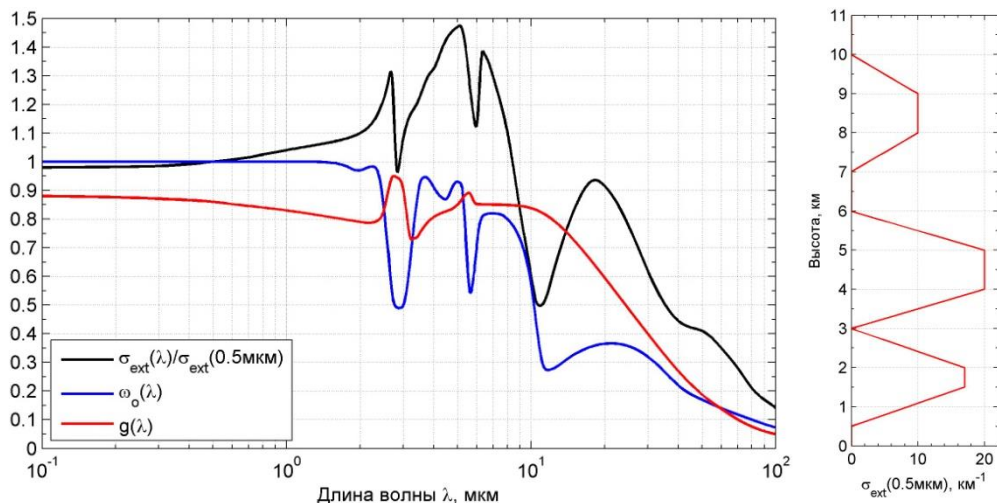


Рис. 3. Слева: относительный коэффициент экстинкции, альbedo однократного рассеяния и параметр асимметрии для аэрозольных частиц в облаках по экспериментальным данным, приведенным в монографии [2]; справа: зависимость от высоты коэффициента экстинкции в верхнем, среднем и нижнем облачных слоях при длине волны 0.5 мкм

На рис. 4 приведены рассчитанные при альbedo поверхности 0.1 и в отсутствии облаков вертикальные профили скорости нагрева-охлаждения воздуха за счет переноса собственного излучения атмосферы и вертикальные профили восходящих и нисходящих потоков энергии излучения в интервалах частот 10–500, 500–1000, 1000–1500 и 1500–2000 cm^{-1} . На рис. 5 приведены те же самые профили, рассчитанные при наличии нижнего облачного слоя в интервале высот от 0.5 до 3 км. Эти профили, рассчитанные при наличии среднего облачного слоя в интервале высот от 3 до 6 км, приведены на рис. 6, а рассчитанные при наличии верхнего облачного слоя в интервале высот от 7 до 10 км приведены на рис. 7.

Из рис. 4 видно, что скорость нагрева-охлаждения воздуха за счет переноса собственного излучения атмосферы в интервале частот от 10 до 1000 cm^{-1} существенно зависит от высоты и достигает значений -2.7 K/сут — у поверхности и -2.8 K/сут — на высоте выше 45 км. При этом основной вклад в выхолаживание у поверхности и вблизи верхней границы дает излучение в интервале частот от 10 до 500 cm^{-1} . Видно, что поток энергии восходящего излучения в интервале частот от 10 до 1000 cm^{-1} слабо зависит от высоты, а поток энергии нисходящего излучения в этом интервале частот быстро убывает

с увеличением высоты. Также из рис. 4 очевидно, что скорость нагрева-охлаждения воздуха за счет переноса собственного излучения атмосферы в интервале частот от 1000 до 2000 см^{-1} существенно зависит от высоты и достигает значений -1.3 К/сут — у поверхности и -4.15 К/сут — на высоте около 47 км, в этом интервале частот поток энергии восходящего излучения практически не зависит от высоты, а поток энергии нисходящего излучения, наоборот, быстро убывает с увеличением высоты. Кроме того, основной вклад в скорость нагрева-выхолаживания дает излучение в интервале частот от 1000 до 1500 см^{-1} .

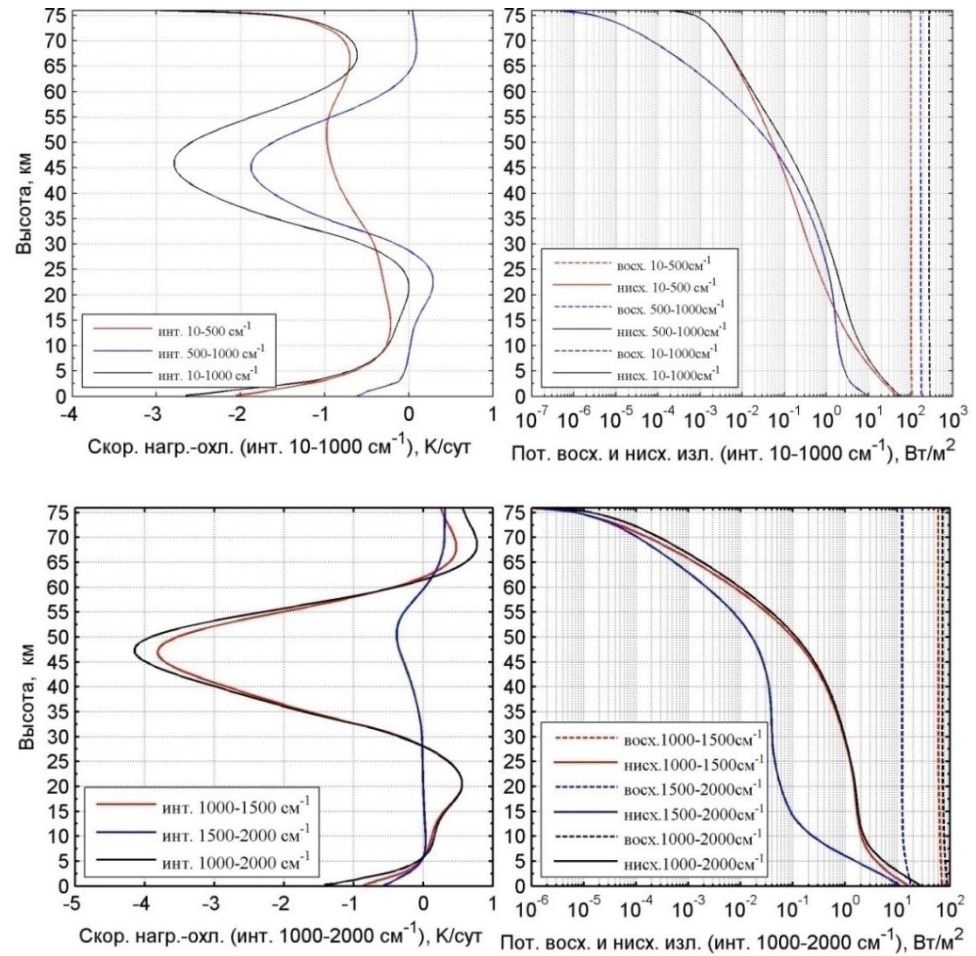


Рис. 4. Вертикальные профили скорости нагрева-охлаждения воздуха и восходящего и нисходящего потоков энергии за счет переноса собственного излучения атмосферы в интервалах частот от 10 до 1000 см^{-1} (вверху) и от 1000 до 2000 см^{-1} (внизу) при отсутствии облаков и наличии фоновых аэрозолей

Из рис. 5 видно, что при наличии нижнего облачного слоя скорость нагрева-охлаждения воздуха за счет переноса собственного излучения атмосферы в интервале частот от 10 до 1000 см^{-1} существенно зависит от высоты и

достигает значений -100 К/сут в районе верхней границы облачного слоя, и что в центре облачного слоя потоки излучения становятся изотропными. При этом восходящие и нисходящие потоки выше облачного слоя слабо отличаются от потоков (рис. 4), рассчитанных при отсутствии облачного слоя. Данные рис. 5 говорят о том, что скорость нагрева-охлаждения воздуха за счет переноса собственного излучения атмосферы в интервале частот от 1000 до 2000 см^{-1} существенно зависит от высоты и достигает значений -22 К/сут над верхней границей облачного слоя на высоте 5 км. При этом восходящие потоки выше облачного слоя примерно на 20% меньше, чем потоки (рис. 4), рассчитанные при отсутствии облачного слоя. Также видно, что в облачном слое скорость нагрева-выхолаживания за счет переноса собственного излучения атмосферы в интервале частот от 1000 до 2000 см^{-1} находится в пределах от -8 до -16 К/сут, основной вклад в скорость нагрева-выхолаживания дает излучение в интервале частот от 1000 до 1500 см^{-1} .

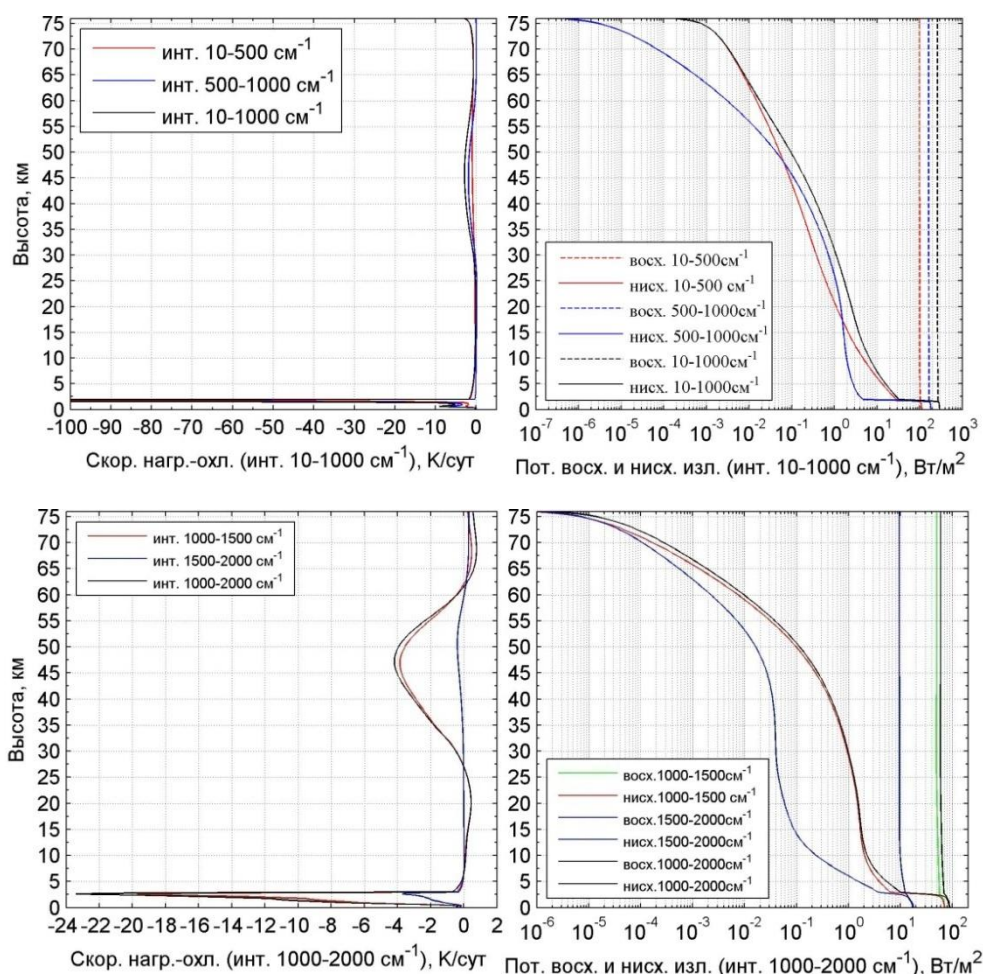


Рис. 5. Вертикальные профили скорости нагрева-охлаждения воздуха и восходящего и нисходящего потоков энергии за счет переноса собственного излучения атмосферы в интервалах частот от 10 до 1000 см^{-1} (вверху) и от 1000 до 2000 см^{-1} (внизу) при наличии облаков нижнего яруса

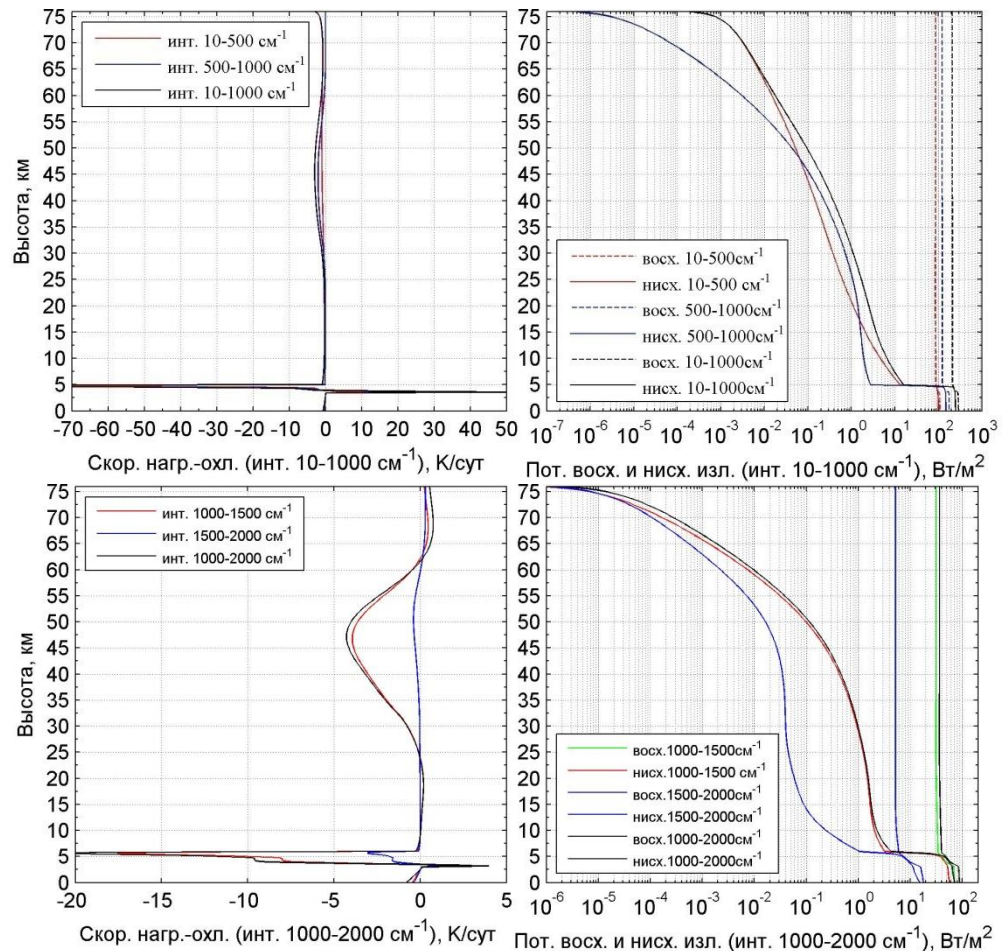


Рис. 6. Вертикальные профили скорости нагрева-охлаждения воздуха и восходящего и нисходящего потоков энергии за счет переноса собственного излучения атмосферы в интервалах частот от 10 до 1000 см^{-1} (вверху) и от 1000 до 2000 см^{-1} (внизу) при наличии облаков среднего яруса

Из рис. 6 видно, что при наличии среднего облачного слоя скорость нагрева-охлаждения воздуха за счет переноса собственного излучения атмосферы в интервале частот от 10 до 1000 см^{-1} существенно зависит от высоты и достигает значений -70 К/сут — в районе верхней границы облачного слоя и 50 К/сут — в районе нижней границы облачного слоя, в центре облачного слоя потоки излучения становятся изотропными. При этом восходящие и нисходящие потоки выше облачного слоя слабо отличаются от потоков (рис. 4), рассчитанных при отсутствии облачного слоя. Также данные рис. 6 свидетельствуют о том, что скорость нагрева-охлаждения воздуха за счет переноса собственного излучения атмосферы в интервале частот от 1000 до 2000 см^{-1} существенно зависит от высоты и достигает значений -16 К/сут (на верхней границе облачного слоя на высоте около 6 км) и 3 К/сут (на нижней границе облачного слоя на высоте около 3 км). При этом восходящие потоки выше среднего облачного слоя примерно на 20–25 % меньше, чем потоки, рассчитанные при отсутствии

среднего облачного слоя и изображенные на рис. 4. Также видно, что основной вклад в скорость нагрева-выхолаживания дает излучение в интервале частот от 1000 до 1500 см^{-1} .

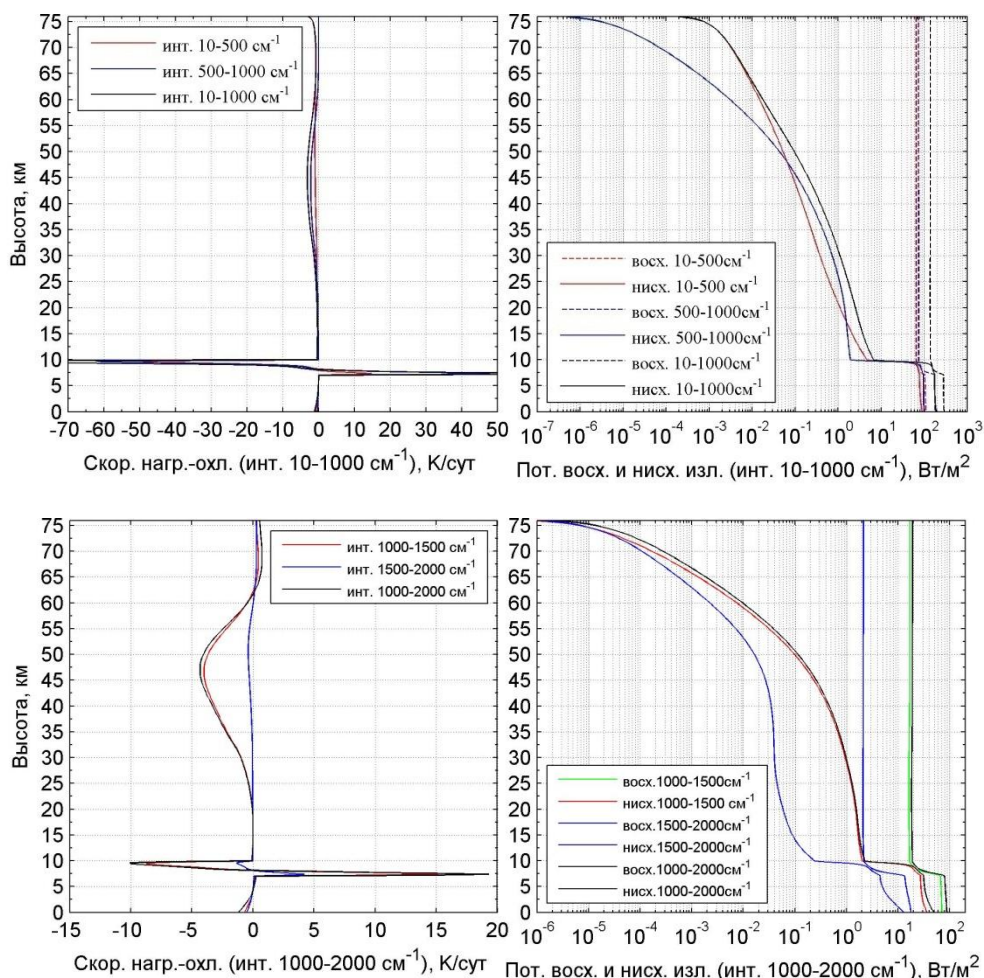


Рис. 7. Вертикальные профили скорости нагрева-охлаждения воздуха и восходящего и нисходящего потоков энергии за счет переноса собственного излучения атмосферы в интервалах частот от 10 до 1000 см^{-1} (вверху) и от 1000 до 2000 см^{-1} (внизу) при наличии облаков верхнего яруса

Из рис. 7 видно, что при наличии верхнего облачного слоя скорость нагрева-охлаждения воздуха за счет переноса собственного излучения атмосферы в интервале частот от 10 до 1000 см^{-1} существенно зависит от высоты и достигает значений -70 К/сут (в районе верхней границы облачного слоя на высоте около 10 км) и 50 К/сут (в районе нижней границы верхнего облачного слоя на высоте около 7 км), в центре облачного слоя потоки излучения становятся изотропными. При этом восходящие и нисходящие потоки выше облачного слоя слабо отличаются от потоков на рис. 4, рассчитанных при отсутствии облачного слоя. Также из рис. 7 видно, что скорость нагрева-охлаждения воздуха

за счет переноса собственного излучения атмосферы в интервале частот от 1000 до 2000 см^{-1} существенно зависит от высоты и достигает значений -10 К/сут (на верхней границе облачного слоя на высоте около 10 км) и 17 К/сут (на нижней границе облачного слоя на высоте около 7 км). При этом восходящие потоки выше среднего облачного слоя примерно на 20–25 % меньше, чем потоки на рис. 4, рассчитанные при отсутствии среднего облачного слоя. Также видно, что вклад в скорость нагрева-выхолаживания излучения в интервале частот от 1000 до 1500 см^{-1} существенно больше, чем в интервале частот от 1500 до 2000 см^{-1} .

Выводы

Проведенные расчеты показали, что облачные слои большой оптической толщины существенно влияют на поле собственного излучения атмосферы в интервале частот от 10 до 2000 см^{-1} . Внутри облачного слоя поле излучения становится практически изотропным из-за многократного рассеяния. При этом восходящий поток собственного излучения атмосферы в интервале частот от 10 до 1000 см^{-1} выше облачного слоя не существенно отличается от потока, рассчитанного для безоблачной атмосферы. В интервале частот от 1000 до 2000 см^{-1} восходящий поток выше облачного слоя примерно на 20–25 % меньше, чем этот поток, рассчитанный при отсутствии облачного слоя. Под облачным слоем восходящий и нисходящий потоки излучения увеличиваются по сравнению с этими потоками в безоблачной атмосфере.

Также расчеты показали, что наличие облаков мало влияет на скорость нагрева воздуха в верхней тропо-, страто- и мезосфере. В районе верхней границы облачного слоя имеет место выхолаживание воздуха со скоростью до 100 К/сут для облачных слоев верхнего, среднего и нижнего ярусов. В середине всех облачных слоев имеет место выхолаживание со скоростью 10–20 К/сут. В районе нижней границы верхнего и среднего облачных слоев имеет место нагрев со скоростью до 50–60 К/сут. В районе нижней границы нижнего облачного слоя имеет место выхолаживание со скоростью 5–15 К/сут. Наличие указанных скоростей нагрева-выхолаживания атмосферы в районе облачных слоев будет нарушать термодинамическое равновесие в атмосфере и вызывать вертикальную конвекцию.

Литература

1. Ленобль Ж. Перенос радиации в рассеивающих и поглощающих атмосферах. Л.: Гидрометеиздат, 1990. 264 с.
2. Тимофеев Ю. М., Васильев А. В. Теоретические основы атмосферной оптики. СПб.: Наука, 2003. 474 с.
3. Нагирнер Д. И. Лекции по теории переноса излучения: учеб. пособие. СПб.: Изд-во СПбГУ, 2001. 284 с.
4. Fomin V. 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.
5. The Spherical Harmonics Discrete Ordinate Method for Three-Dimensional Atmospheric Radiative Transfer / K. Franklin Evans // *J. Atmospheric Sci.* 1998. Vol. 55. P. 429–446.

6. Numerically stable algorithm for discrete-ordinate-method radiative transfer in multiple scattering and emitting layered media / Knut Stamnes [et al.] // *Applied Optics*. 1988. Vol. 27, No.12. P. 2502–2509.
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. A preliminary cloudless standard atmosphere for radiation computation / R. A. McClatchey [et al.] // *World Climate Research Programme / International Association for Meteorology And Atmospheric Physics, Radiation Commission*. 1986. WCP 112, WMO/TD-No. 24. P. 60.
9. Манзин И. П. *Облака и облачная атмосфера: справочник*. Л. Гидрометеоиздат, 1989. 646 с

Сведения об авторах

Федотова Екатерина Алфеевна

младший научный сотрудник, Полярный геофизический институт, г. Апатиты
e-mail: godograf87@mail.ru

Мингалёв Игорь Викторович

д. ф.-м. н., старший научный сотрудник, Полярный геофизический институт, г. 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

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

ЯВНАЯ СХЕМА РАСЩЕПЛЕНИЯ ДЛЯ УРАВНЕНИЙ МАКСВЕЛЛА

Аннотация

В данной работе представлено новое семейство явных схем для численного интегрирования уравнений Максвелла в диэлектриках, проводниках с законом Ома, а также в сильно- и слабоионизированном газе. В этих схемах 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. Схемы имеют 2-й порядок точности по времени и 3-й — по пространственным переменным и являются монотонными. Также они позволяют реализовать большой набор граничных условий, в том числе свободный уход волны без использования модельных поглощающих слоев.

Ключевые слова:

уравнения Максвелла, численное интегрирование, схема расщепления.

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

THE EXPLICIT SPLITTING SCHEME FOR MAXWELL'S EQUATIONS

Abstract

This paper presents a new family of explicit schemes for the numerical integration of Maxwell's equations in dielectrics and in conductors, Ohm's law, as well as in weakly and highly ionized gas. In these schemes the electric and magnetic fields are calculated in the same time points in the same spatial grid points, and uses a splitting in spatial directions and physical processes. Schemes have 2nd order accuracy in time and 3rd order accuracy in the spatial variables and are monotonic. They also allow you to implement a large set of boundary conditions, including free care wave model without the use of absorbing layers.

Keywords:

Maxwell's equations, numerical integration, splitting scheme.

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, распространение сигналов в диэлектриках и проводниках, в которых выполняется закон Ома, а также в разреженном слабоионизированном газе, например в ионосфере Земли.

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*. Описание этого метода приведено в работах [1–6]. Он использует представление

уравнений Максвелла в интегральной форме по пространственным переменным и дифференциальной по времени, а также разностную сетку из ячеек Йее (Yee lattice) (см. [1–6]). Этот метод относительно прост в реализации и позволяет строить для уравнений Максвелла явные двухслойные по времени разностные схемы, которые имеют 2-й порядок точности как по времени, так и по пространству (см., например, обзоры [2, 3] и статьи [4–6]) и устойчивы при выполнении условия Куранта. Важным достоинством метода является автоматическое выполнение условий для электромагнитного поля на границе раздела сред, то есть не требуется сшивки на этих границах.

В данном методе используется регулярная пространственная сетка в декартовых координатах. Его главные особенности заключаются в том, что магнитное поле вычисляется в моменты времени, смещенные на полшага интегрирования относительно моментов времени, в которые вычисляется электрическое поле, и в том, что узлы пространственной сетки, в которых вычисляется магнитное поле, смещены на полшага относительно узлов, в которых вычисляется электрическое поле. Для аппроксимации пространственных производных используются центральные разности.

Существенный недостаток метода заключается в сложности реализации граничного условия свободного ухода волн из области моделирования, что требуется во многих прикладных задачах. Для реализации такого граничного условия вводят модельные поглощающие слои, которые обеспечивают затухание отраженного от границы области моделирования сигнала. Наличие этих слоев значительно увеличивает вычислительные затраты и усложняет разработку моделей.

В данной работе предложен новый метод численного интегрирования уравнений Максвелла, в котором электрическое и магнитное поля вычисляются в одни и те же моменты времени в одних и тех же узлах пространственной сетки, а также используется противопотоковая аппроксимация пространственных производных и схема расщепления по пространственным направлениям и по физическим процессам. Этот метод имеет второй порядок точности по времени, третий по пространству и допускает реализацию любых граничных условий без модельных поглощающих слоев.

Построение схемы в проводнике

Рассмотрим уравнения Максвелла в системе СИ в декартовых координатах \mathbf{r} (x, y, z) в неоднородном проводнике, в котором выполняется закон Ома. Обозначим через $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ напряженность электрического поля, через $\mathbf{B}(\mathbf{r})$ — индукцию магнитного поля, через $\varepsilon(\mathbf{r})$ и $\mu(\mathbf{r})$ — диэлектрическую и магнитную проницаемости среды, через ε_0 и μ_0 — эти же проницаемости вакуума, через

$c(\mathbf{r}) = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0 \varepsilon(\mathbf{r}) \mu(\mathbf{r})}}$ — скорость света в проводнике в точке \mathbf{r} , а через $\sigma(\mathbf{r})$ —

скалярную проводимость среды. Введем перенормированную индукцию

магнитного поля $\mathbf{B}(\mathbf{r}) = c(\mathbf{r})\mathbf{B}(\mathbf{r})$ и вектор $\mathbf{M}(\mathbf{r}) = \frac{c(\mathbf{r})}{2} \left(\frac{\nabla \varepsilon}{\varepsilon} - \frac{\nabla \mu}{\mu} \right)$. С помощью

введенных обозначений уравнение Фарадея и уравнение Максвелла можно записать в следующем виде:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -c \operatorname{rot} \mathbf{E}, \quad \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = c \operatorname{rot} \mathbf{B} + [\mathbf{M} \times \mathbf{B}] - \frac{\sigma}{\varepsilon \varepsilon_0} \mathbf{E}. \quad (1)$$

Введем 6-мерные вектор-столбец переменных $\mathbf{u} = (B_x, B_y, B_z, E_x, E_y, E_z)^T$, векторы потоков вдоль координатных осей $\mathbf{X}(\mathbf{u}) = (0, -E_z, E_y, 0, B_z, -B_y)^T$, $\mathbf{Y}(\mathbf{u}) = (E_z, 0, -E_x, -B_z, 0, B_x)^T$, $\mathbf{Z}(\mathbf{u}) = (-E_y, E_x, 0, B_y, -B_x, 0)^T$, а также вектор правых частей $\mathbf{F}(\mathbf{u}) = (F_1, F_2, F_3, F_4, F_5, F_6)^T$, компоненты которого заданы формулами

$$F_1 = F_2 = F_3 = 0, \quad F_4 = M_y B_z - M_z B_y - \frac{\sigma E_x}{\varepsilon \varepsilon_0},$$

$$F_5 = M_z B_x - M_x B_z - \frac{\sigma E_y}{\varepsilon \varepsilon_0}, \quad F_6 = M_x B_y - M_y B_x - \frac{\sigma E_z}{\varepsilon \varepsilon_0}.$$

Используя эти векторы, уравнения (1) можно записать в виде векторного уравнения:

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + c \frac{\partial \mathbf{X}}{\partial x} + c \frac{\partial \mathbf{Y}}{\partial y} + c \frac{\partial \mathbf{Z}}{\partial z} = \mathbf{F}. \quad (2)$$

Отметим, что векторы потоков можно представить в виде $\mathbf{X}(\mathbf{u}) = \mathbf{A}_x \mathbf{u}$, $\mathbf{Y}(\mathbf{u}) = \mathbf{A}_y \mathbf{u}$, $\mathbf{Z}(\mathbf{u}) = \mathbf{A}_z \mathbf{u}$, где $\mathbf{A}_x = \frac{\partial \mathbf{X}(\mathbf{u})}{\partial \mathbf{u}}$, $\mathbf{A}_y = \frac{\partial \mathbf{Y}(\mathbf{u})}{\partial \mathbf{u}}$, $\mathbf{A}_z = \frac{\partial \mathbf{Z}(\mathbf{u})}{\partial \mathbf{u}}$ есть постоянные симметричные матрицы Якоби векторов потоков

$$\mathbf{A}_x = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \mathbf{A}_y = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \mathbf{A}_z = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}.$$

Векторное уравнение (1) задает 6-мерную гиперболическую систему уравнений 1-го порядка. 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 [8, 9], можно построить явные монотонные схемы численного решения системы (1), в которых численное интегрирование этой системы сводится к последовательному интегрированию одномерных по пространству гиперболических систем

уравнений. На каждом временном шаге нужно последовательно проинтегрировать 3 системы уравнений. Вот один из вариантов схемы расщепления для системы (1), состоящий из 3-х шагов:

$$\frac{\partial \mathbf{u}'}{\partial t} + c A_x \frac{\partial \mathbf{u}'}{\partial x} = \mathbf{F}_x, \quad \frac{\partial \mathbf{u}''}{\partial t} + c A_y \frac{\partial \mathbf{u}''}{\partial y} = \mathbf{F}_y, \quad \frac{\partial \mathbf{u}'''}{\partial t} + c A_z \frac{\partial \mathbf{u}'''}{\partial z} = \mathbf{F}_z, \quad (3)$$

где $\mathbf{F} = \mathbf{F}_x + \mathbf{F}_y + \mathbf{F}_z$, $\mathbf{F}_x = \left(0, 0, 0, -\frac{\sigma E_x}{\varepsilon \varepsilon_0}, M_z B_x, -M_y B_x \right)^T$,

$$\mathbf{F}_y = \left(0, 0, 0, -M_z B_y, -\frac{\sigma E_y}{\varepsilon \varepsilon_0}, M_x B_y \right)^T, \quad \mathbf{F}_z = \left(0, 0, 0, M_y B_z, -M_x B_z, -\frac{\sigma E_z}{\varepsilon \varepsilon_0} \right)^T.$$

В качестве начальных условий для каждой системы уравнений из выражения (3) берутся значения, рассчитанные в результате предыдущего шага расщепления. Сохранить второй порядок аппроксимации по времени в схеме расщепления (3) можно с помощью циклического изменения порядка выполнения шагов расщепления, например, выполняя сначала в следующем порядке шаги по пространственным направлениям: $x y z$; $y x z$; $z x y$; $x z y$; $y z x$; $z y x$. Обоснование этого утверждения содержится, например, в монографиях [8, 9].

Рассмотрим первую систему из (3), которая интегрируется на шаге расщепления по направлению x . Представим матрицу A_x в виде $A_x = Q_x \Lambda_x Q_x^{-1}$, где Λ_x — диагональная матрица, на диагонали которой стоят собственные числа матрицы A_x , Q_x — матрица, столбцы которой есть правые собственные векторы матрицы A_x , определенные с точностью до множителя, а Q_x^{-1} есть матрица, обратная к Q_x . Строки матрицы Q_x^{-1} есть левые собственные векторы матрицы A_x . Эти матрицы можно взять в виде:

$$\Lambda_x = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad Q_x = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1/2 & 0 & 0 & 0 & 1/2 \\ 0 & 0 & 1/2 & 0 & 1/2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1/2 & 0 & 1/2 & 0 \\ 0 & -1/2 & 0 & 0 & 0 & 1/2 \end{pmatrix}, \quad Q_x^{-1} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}.$$

Введем вектор-столбец характеристических переменных $\mathbf{w} = Q_x^{-1} \mathbf{u}$, компоненты которого заданы формулами $w_1 = B_x$, $w_2 = B_y - E_z$, $w_3 = B_z - E_y$, $w_4 = E_x$, $w_5 = B_z + E_y$, $w_6 = B_y + E_z$. Умножая первую систему из (3) на матрицу Q_x^{-1} слева, получим систему из независимых скалярных уравнений для характеристических переменных:

$$\frac{\partial w_1}{\partial t} = 0, \quad \frac{\partial w_4}{\partial t} = -\frac{\sigma}{\varepsilon \varepsilon_0} w_4, \quad (4)$$

$$\frac{\partial w_2}{\partial t} + c \frac{\partial w_2}{\partial x} = M_y w_1, \quad \frac{\partial w_5}{\partial t} + c \frac{\partial w_5}{\partial x} = M_z w_1 \quad (5)$$

$$\frac{\partial w_3}{\partial t} - c \frac{\partial w_3}{\partial x} = -M_z w_1, \quad \frac{\partial w_6}{\partial t} - c \frac{\partial w_6}{\partial x} = -M_y w_1. \quad (6)$$

Отметим, что в силу первого уравнения из (4) на шаге расщепления по x постоянны w_1 и правые части уравнений (5) и (6) и что в силу второго уравнения из (4) для w_4 имеется очевидное аналитическое решение. Таким образом, численное интегрирование первой системы из (3) сводится к численному интегрированию уравнений (5), которые описывают волны, бегущие слева направо вдоль оси x , и уравнений (6), которые описывают волны, бегущие 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, например, схема, предложенная в работе [10]. 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. Пусть задана равномерная сетка по времени и равномерная пространственная сетка в декартовых координатах, целые и полуцелые узлы которых заданы соотношениями $t_n = t_0 + n \tau$, $x_i = x_0 + i h_x$, $y_j = y_0 + j h_y$, $z_k = z_0 + k h_z$, $x_{i+1/2} = x_0 + (i + 1/2) h_x$, $y_{j+1/2} = y_0 + (j + 1/2) h_y$, $z_{k+1/2} = z_0 + (k + 1/2) h_z$, в которых h_x , h_y , h_z — шаги сетки по осям x , y , z , а τ — шаг по времени. Будем использовать стандартные обозначения для значений функции w_p в узлах сетки $w(t_n, x_i, y_j, z_k) = w_{p,i,j,k}^n$. Явные разностные схемы для первого из уравнений (5) записываются в виде:

$$w_{2,i,j,k}^{n+1} - w_{2,i,j,k}^n = -C_{x,i,j,k} (w_{2,i+1/2,j,k}^n - w_{2,i-1/2,j,k}^n) + \tau M_{y,i,j,k} w_{1,i,j,k}^n, \quad (7)$$

где $C_{x,i,j,k} = c_{i,j,k} \tau / h_x > 0$ есть число Куранта в направлении x в узле сетки с индексами i, j, k . Порядок точности схемы (7) и ее монотонность обеспечиваются способом вычисления значений функции w_2 в полуцелых по x узлах сетки. Для записи этого способа обычно используют параметр, называемый анализатором гладкости функции w_2 в направлении x и заданный формулой

$$\mathfrak{R} = \frac{w_{2,i,j,k}^n - w_{2,i-1,j,k}^n}{w_{2,i+1,j,k}^n - w_{2,i,j,k}^n}, \quad (8)$$

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

$$w_{2,i+1/2,j,k}^n = w_{2,i,j,k}^n + (1 - C_{x,i,j,k})G(\mathfrak{R}) \frac{w_{2,i+1,j,k}^n - w_{2,i,j,k}^n}{2}. \quad (9)$$

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 (7), (8) необходимо выполнение следующего условия на ограничитель потока:

$$0 \leq G(\mathfrak{R}) \leq \min(2, \mathfrak{R} + |\mathfrak{R}|). \quad (10)$$

Из формулы (10) следует, что схема Лакса — Вендроффа монотонна при выполнении условия $\mathfrak{R} \geq 0.5$, схема Бима — Уорминга монотонна при выполнении условия $0 \leq \mathfrak{R} \leq 2$. Эти схемы являются немонотонными, однако области монотонности этих схем перекрываются.

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 записываются в следующем виде:

1. Если $w_{2,i+1,j,k}^n - w_{2,i,j,k}^n = 0$, то полагаем $G(\mathfrak{R}) = 0$.

2. Если $w_{2,i+1,j,k}^n - w_{2,i,j,k}^n \neq 0$ и $\mathfrak{R} < 0$, то полагаем $G(\mathfrak{R}) = \frac{1 - C_{x,i,j,k}}{2}$.

3. Если $w_{2,i+1,j,k}^n - w_{2,i,j,k}^n \neq 0$ и $\mathfrak{R} > 0$, то

а) при $0 < \mathfrak{R} < (1 - C_{x,i,j,k}) / (3 - C_{x,i,j,k})$ полагаем $G(\mathfrak{R}) = \mathfrak{R}(2 - C_{x,i,j,k})$,

б) при $(1 - C_{x,i,j,k}) / (3 - C_{x,i,j,k}) \leq \mathfrak{R} \leq (2 - C_{x,i,j,k}) / (5 - C_{x,i,j,k})$ полагаем $G(\mathfrak{R}) = \mathfrak{R}(1 + C_{x,i,j,k}) / 2 + (1 - C_{x,i,j,k}) / 2$,

в) при $(2 - C_{x,i,j,k}) / (5 - C_{x,i,j,k}) \leq \mathfrak{R} \leq (4 + C_{x,i,j,k}) / (1 + C_{x,i,j,k})$ полагаем $G(\mathfrak{R}) = \mathfrak{R}(1 + C_{x,i,j,k}) / 3 + (2 - C_{x,i,j,k}) / 3$,

г) при $(4 + C_{x,i,j,k}) / (1 + C_{x,i,j,k}) < \mathfrak{R}$ полагаем $G(\mathfrak{R}) = (3 + C_{x,i,j,k}) / 2$.

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 (10) выполняется для пунктов «а», «б», «в» и «г». Схема для второго уравнения в (5) полностью аналогична изложенной выше.

Рассмотрим схему для первого из уравнений (6). Она записываются в виде:

$$w_{3,i,j,k}^{n+1} - w_{3,i,j,k}^n = C_{x,i,j,k} (w_{3,i+1/2,j,k}^n - w_{3,i-1/2,j,k}^n) - \tau M_{z,i,j,k} w_{1,i,j,k}^n, \quad (11)$$

который аналогичен (7). Значения функции w_3 в полуцелых по x узлах сетки вычисляются по формуле:

$$w_{3,i+1/2,j,k}^n = w_{3,i+1,j,k}^n + (1 - C_{x,i,j,k}) G(\mathfrak{R}) \frac{w_{3,i+1,j,k}^n - w_{3,i,j,k}^n}{2}, \quad (12)$$

в которой анализатор гладкости функции w_3 в направлении x задан формулой

$$\mathfrak{R} = \frac{w_{3,i+2,j,k}^n - w_{3,i+1,j,k}^n}{w_{3,i+1,j,k}^n - w_{3,i,j,k}^n}. \quad (13)$$

Условия переключения для ограничителя потока функции $G(\mathfrak{R})$ точно такие же, как в изложенной выше схеме для первого уравнения в (5). Схема для второго уравнения в (6) полностью аналогична изложенной схеме для первого уравнения в (6).

Послойный переход для второго уравнения в (4) осуществляется по формуле:

$$w_{4,i,j,k}^{n+1} = \exp(-\sigma_{i,j,k} / \varepsilon_0 \varepsilon_{i,j,k}) w_{4,i,j,k}^n,$$

соответствующей аналитическому решению этого уравнения.

Послойные переходы для второй системы из (3), которая интегрируется на шаге расщепления по направлению y , и для третьей системы из (3), которая интегрируется на шаге расщепления по направлению z , выполняются аналогично описанному переходу на шаге расщепления по направлению x .

Заключение

Авторами были проведены многочисленные тестовые расчеты, в которых численные решения задач о распространении сигнала от точечного дипольного излучателя в однородном проводнике и в однородном диэлектрике, полученные с помощью представленной в данной работе схемы, сравнивались с точными аналитическими решениями этих задач. Оказалось, что численное решение очень хорошо воспроизводит форму и амплитуду сигнала. На расстоянии от излучателя в пределах 4–5 длин волн амплитудная ошибка численных решений не превышала 2 %. Фазовая ошибка также оказалась очень мала. Численные решения одинаково хорошо воспроизводили как сигналы, состоящие из одного импульса, так и гармонически колеблющийся сигнал. При использовании разностных схем, имеющих 2-й порядок точности по времени и пространству, амплитудная ошибка численного решения увеличивалась до 5 %. Таким образом, предложенная в данной работе схема позволяет получать

численные решения уравнений Максвелла, обладающие более высокой точностью, чем решения, полученные с помощью схем с порядком точности меньше 3-го по пространству.

Литература

1. Yee K. Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media // *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. DOI: 10.1007/s10712-009-9063-5.
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. DOI: 10.1109/TAP.2007.897138.
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. DOI: 10.1109/TAP.2011.2167940.
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. DOI: 10.1109/TAP.2009.2037706.
6. Семенов А. Н., Смирнов А. П. Численное моделирование уравнений Максвелла с дисперсными материалами // *Математическое моделирование*. 2013. Т. 25, № 12. С. 19–32.
7. Куликовский А. Г., Погорелов Н. В., Семенов А. Ю. Математические вопросы численного решения гиперболических систем уравнений. М.: Физматлит, 2001. 608 с.
8. Бисикало Д. В., Жилкин А. Г., Боярчук А. А. Газодинамика тесных двойных звезд. М.: Физматлит, 2013. 632 с.
9. Ковеня В. М., Яненко Н. Н. Метод расщепления в задачах газовой динамики. Новосибирск: Наука, 1981.
10. Вязников К. В., Тишкин В. Ф., Фаворский А. П. Построение монотонных разностных схем повышенного порядка аппроксимации для систем уравнений гиперболического типа // *Математическое моделирование*. 1989. Т. 1, № 5, С. 95–120.
11. Harten A. High resolution schemes for hyperbolic conservation laws // *J. Comp. Phys.* 1983. Vol. 49. P. 357.
12. 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, г. Апатиты

E-mail: suvorova@pgia.ru

Мингалёв Игорь Викторович

д. ф.-м. н., старший научный сотрудник, Полярный геофизический институт, г. Апатиты

E-mail: mingalev_i@pgia.ru

Мингалёв Олег Викторович

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

E-mail: mingalev_o@pgia.ru

Ахметов Олег Иршатович

к. ф.-м. н., научный сотрудник, Полярный геофизический институт, г. Апатиты

E-mail: akhmetov@pgia.ru

П. В. Сецко, М. Н. Мельник, О. В. Мингалёв, И.В. Мингалёв

НОВЫЙ ЭФФЕКТИВНЫЙ АЛГОРИТМ РАСЧЕТА ТРАЕКТОРИИ ЗАРЯДА И ЕГО ТЕСТИРОВАНИЕ НА ТОЧНЫХ РЕШЕНИЯХ

Аннотация

В работе приводится описание гибкого алгоритма расчета траектории заряда, имеющего 2-й порядок точности. Алгоритм позволяет наиболее эффективно с точки зрения вычислительных ресурсов рассчитывать большое число траекторий и моделировать возможность ускорения заряженных частиц до релятивистских энергий.

Ключевые слова:

расчет траектории заряженной частицы, ускорение заряженных частиц.

P. V. Setsko, M. N. Melnik, O. V. Mingalev, I. V. Mingalev

NEW EFFICIENT ALGORITHM FOR CALCULATION OF THE CHARGED PARTICLES TRAJECTORIES AND ITS TESTING ON THE EXACT SOLUTION

Abstract

The paper describes an algorithm for calculating of the charged particles trajectories having a 2nd order accuracy. The algorithm makes the most efficient to calculate a large number of trajectories and the ability to simulate the acceleration of charged particles to relativistic energies.

Keywords:

the calculation of the trajectory of the charged particle, the acceleration of charged particles.

Введение

В задачах, связанных с моделированием различных процессов в бесстолкновительной замагниченной космической плазме на кинетическом уровне всегда присутствует расчет очень большого числа траекторий заряженных частиц. При этом в достаточно широком круге задач необходимо отслеживать возможное ускорение изначально нерелятивистских частиц до релятивистских энергий. Примитивное решение проблемы, которое заключается в использовании в расчетах всех траекторий какого-либо известного релятивистского алгоритма 2-го порядка точности, например, схемы с перешагиванием, неэффективно по двум следующим причинам. Во-первых, потребуется очень мелкий шаг по времени, что приведет к неоправданно большому расходу вычислительных ресурсов, поскольку до релятивистских энергий ускоряется только относительно малая часть траекторий и отслеживать их нужно на достаточно малом временном отрезке, поскольку они, как правило, быстро покидают систему. Во-вторых, для каждой траектории будет накапливаться большая фазовая ошибка. Кроме того, для использования неявных схем численного решения системы Власова — Максвелла желательно иметь неявный алгоритм, в котором координата и скорость заряда рассчитываются в одни и те же моменты времени.

Оптимальное решение проблемы состоит в создании гибкого алгоритма расчета траектории заряда, который в области нерелятивистской энергии использует оптимизированный для классического приближения алгоритм с достаточно большим шагом по времени, а при приближении к релятивистской энергии переходит на расчет траектории по неявной схеме 2-го порядка точности с мелким шагом по времени. Первый из указанных алгоритмов был разработан нами более 15 лет назад, широко используется с 2000-го года, был всесторонне протестирован и на практике доказал свою правильность и эффективность (см., например, [1–6]). Этот алгоритм основан на точном решении системы уравнений движения заряда Ньютона — Лоренца для нерелятивистского случая в постоянных (по пространству и времени) электрическом и магнитном полях, имеет нулевую фазовую ошибку и снимает условие необходимости достаточно большого числа шагов по времени на период циклотронного вращения частиц. В случае плавно изменяющихся полей и достаточно сильного магнитного поля алгоритм допускает шаг по времени в десятки или более периодов циклотронного вращения, что позволяет получить значительную экономию вычислительных ресурсов.

В работе предложена новая неявная схема 2-го порядка точности для численного решения задачи Коши для системы уравнений движения заряда Ньютона — Лоренца в релятивистском случае. Для ее тестирования получено точное решение задачи Коши в случае постоянных и параллельных друг другу магнитного и электрического полей в явной векторной форме и для произвольных начальных условий. Отметим, что это решение обсуждается в монографии [7], но там рассматривался только частный случай, когда начальная скорость заряда ортогональна магнитному полю, а также была выбрана параметризация, которая дает для решения только неявное соотношение и не позволяет получить решение в явной форме. Тестирование показало хорошую точность предложенной схемы.

Отметим, что при помощи изложенного в работе алгоритма был обнаружен новый механизм локального ускорения протонов в гелиосферном токовом слое солнечного ветра до энергий в сотни кэВ.

Алгоритм расчета траектории частиц

Для расчета траектории частицы с зарядом e и массой покоя m_0 необходимо численно решать задачу Коши для системы уравнений Ньютона — Лоренца, которая в системе единиц СИ в релятивистском случае имеет вид:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d\mathbf{x}(t)}{dt} &= \mathbf{v}(t), \quad \mathbf{p}(\mathbf{v}) = \frac{m_0\mathbf{v}}{\sqrt{1-|\mathbf{v}|^2/c^2}}, \\ \frac{d\mathbf{p}(\mathbf{v}(t))}{dt} &= e(\mathbf{E}(\mathbf{x}(t), t) + [\mathbf{v}(t) \times \mathbf{B}(\mathbf{x}(t), t)]), \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

где c — скорость света в вакууме. В классическом случае $|\mathbf{v}|/c \ll 1$ эта система может быть представлена в виде

$$\frac{d\mathbf{x}(t)}{dt} = \mathbf{v}(t), \quad \frac{d\mathbf{v}(t)}{dt} = \frac{e}{m_0} \left(\mathbf{E}(\mathbf{x}(t), t) + [\mathbf{v}(t) \times \mathbf{B}(\mathbf{x}(t), t)] \right). \quad (2)$$

Начальные условия имеют вид:

$$\mathbf{x}(t^0) = \mathbf{x}^0, \quad \mathbf{v}(t^0) = \mathbf{v}^0. \quad (3)$$

Кинетическая энергия в электрон-вольтах $W(\mathbf{v})$ связана с модулем скорости $v = |\mathbf{v}|$ формулами

$$W(|\mathbf{v}|) = \frac{m_0 c^2}{e} \left(\frac{1}{\sqrt{1 - |\mathbf{v}|^2/c^2}} - 1 \right), \quad \frac{|\mathbf{v}|}{c} = \sqrt{\frac{eW}{m_0 c^2} \left(\frac{eW}{m_0 c^2} + 2 \right)} / \left(\frac{eW}{m_0 c^2} + 1 \right) \quad (4)$$

и в классическом пределе переходит в кинетическую энергию для классического приближения: $W(\mathbf{v}) \rightarrow \frac{1}{2e} m_0 v^2$ при $\frac{v}{c} \rightarrow 0$. Отметим, что из уравнений (1)

и (4) вытекает уравнение $\frac{dW(|\mathbf{v}(t)|)}{dt} = (\mathbf{E}(\mathbf{x}(t), t); \mathbf{v}(t))$.

В ходе расчета траектории для экономии вычислительных ресурсов при значении параметра $\beta = |\mathbf{v}|/c < \beta_0 = 0.02$ (которому соответствует кинетическая энергия $W_0 \approx 188$ кэВ) выполняется временной шаг в рамках классической системы уравнений (2), а при $\beta \geq \beta_0 = 0.02$ выполняется временной шаг в рамках релятивистской системы уравнений (1).

Для сокращения вычислительных затрат и удобства системы уравнений (1) и (2) нужно представить в оптимальной безразмерной (нормализованной) форме. Для этого надо выбрать масштабы $\hat{e} = |e|$, $\hat{m} = m_0$, $\hat{v} = c$, а также произвольное значение какого-либо одного из следующих масштабов: \hat{t} , \hat{x} , \hat{B} , \hat{E} , а остальные из них определить из соотношений $\hat{x} = c\hat{t}$, $\hat{t} = m_0 / (e\hat{B})$, $\hat{E} = c\hat{B}$. В результате, если обозначить безразмерный заряд как $e' = \text{sign}(e) = \pm 1$, и по традиции обозначить безразмерный импульс через \mathbf{u} :

$$\mathbf{u} = \mathbf{p}' = \mathbf{p} / (m_0 c) = \mathbf{v} / \sqrt{1 - |\mathbf{v}|^2/c^2} = \mathbf{v}' / \sqrt{1 - |\mathbf{v}'|^2},$$

то получим следующие безразмерные формы систем (1) и (2) (далее штрихи опущены):

$$\left. \begin{aligned} \frac{d\mathbf{x}(t)}{dt} = \mathbf{v}(t), \quad \mathbf{u}(\mathbf{v}) = \frac{\mathbf{v}}{\sqrt{1 - |\mathbf{v}|^2}}, \\ \frac{d\mathbf{u}(\mathbf{v}(t))}{dt} = e' \left(\mathbf{E}(\mathbf{x}(t), t) + [\mathbf{v}(t) \times \mathbf{B}(\mathbf{x}(t), t)] \right), \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

$$\frac{d\mathbf{x}(t)}{dt} = \mathbf{v}(t), \quad \frac{d\mathbf{v}(t)}{dt} = e' \left(\mathbf{E}(\mathbf{x}(t), t) + [\mathbf{v}(t) \times \mathbf{B}(\mathbf{x}(t), t)] \right). \quad (6)$$

Для численного решения задачи Коши (6), (3) используется разработанный авторами и показавший очень высокую эффективность алгоритм

расчета траектории заряда, основанный на точном решении для нерелятивистского случая в постоянных (по пространству и времени) электрическом и магнитном полях. Этот алгоритм имеет нулевую фазовую ошибку и снимает условие необходимости достаточно большого числа шагов по времени на период циклотронного вращения частиц. В случае плавно изменяющихся полей и достаточно сильного магнитного поля алгоритм допускает шаг по времени в десятки или более периодов циклотронного вращения, что позволяет получить значительную экономию вычислительных ресурсов.

Решение задачи Коши (6), (3) для последующего изложения удобно обозначить как

$$\mathbf{x}(t) = \mathbf{X}(t, t^0, \mathbf{x}^0, \mathbf{v}^0), \quad \mathbf{v}(t) = \mathbf{V}(t, t^0, \mathbf{x}^0, \mathbf{v}^0), \quad (7)$$

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

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{X}(t, t^0, \mathbf{x}^0, \mathbf{v}^0)}{\partial t} &= \mathbf{V}(t, t^0, \mathbf{x}^0, \mathbf{v}^0), \\ \frac{\partial \mathbf{V}(t, t^0, \mathbf{x}^0, \mathbf{v}^0)}{\partial t} &= e' \mathbf{E}(\mathbf{X}(t, t^0, \mathbf{x}^0, \mathbf{v}^0), t) + \\ &+ e' \left[\mathbf{V}(t, t^0, \mathbf{x}^0, \mathbf{v}^0) \times \mathbf{B}(\mathbf{X}(t, t^0, \mathbf{x}^0, \mathbf{v}^0), t) \right], \\ \mathbf{X}(t^0, t^0, \mathbf{x}^0, \mathbf{v}^0) &= \mathbf{x}^0, \quad \mathbf{V}(t^0, t^0, \mathbf{x}^0, \mathbf{v}^0) = \mathbf{v}^0. \end{aligned}$$

Разработанный авторами алгоритм имеет 2-й порядок точности, допускает переменный шаг по времени, а также явный и неявный варианты и основан на точном решении задачи (6), (3) в случае постоянных полей $\mathbf{E} \equiv \text{const}$, $\mathbf{B} \equiv \text{const}$. Это решение с использованием стандартных обозначений:

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{b} &= \frac{\mathbf{B}}{|\mathbf{B}|}, \quad \mathbf{v}_E = \frac{[\mathbf{E} \times \mathbf{b}]}{|\mathbf{B}|}, \quad \omega_c = |\mathbf{B}|, \quad \mathbf{E}_{\parallel} = (\mathbf{E}; \mathbf{b}) \mathbf{b}, \\ \mathbf{v}_{\parallel} &= (\mathbf{v}; \mathbf{b}) \mathbf{b}, \quad \mathbf{v}_L = \mathbf{v} - \mathbf{v}_{\parallel} - \mathbf{v}_E, \quad \tau = t - t^0 \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

можно представить в виде

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{X}(t, t^0, \mathbf{x}^0, \mathbf{v}^0) &= \mathbf{x}^0 + (\mathbf{v}_E + \mathbf{v}_{\parallel}^0) \tau + \frac{\tau^2}{2} e' \mathbf{E}_{\parallel} + \\ &+ \frac{\mathbf{v}_L^0}{\omega_c} \sin(\omega_c \tau) - e' \frac{[\mathbf{b} \times \mathbf{v}_L^0]}{\omega_c} (1 - \cos(\omega_c \tau)), \\ \mathbf{V}(t, t^0, \mathbf{x}^0, \mathbf{v}^0) &= \mathbf{v}_E + \mathbf{v}_{\parallel}^0 + \tau e' \mathbf{E}_{\parallel} + \mathbf{v}_L^0 \cos(\omega_c \tau) - e' [\mathbf{b} \times \mathbf{v}_L^0] \sin(\omega_c \tau). \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

Рассмотрим алгоритм в терминах послыонного перехода $t^0 \rightarrow t^1 = t^0 + \tau$ в полях $\mathbf{E}(\mathbf{x}, t)$ и $\mathbf{B}(\mathbf{x}, t)$, заданных в любой точке во все моменты времени

$t \geq t^0$. Обозначим $t^{1/2} = t^0 + \tau/2$, для функций вида $f(t)$ и $F(\mathbf{x}, t)$ введем обозначения $f^\alpha = f(t^\alpha)$ и $F^\alpha = F(\mathbf{x}(t^\alpha), t^\alpha)$, $\alpha = 0, \frac{1}{2}, 1$.

I. Стартовая итерация

I.1. Находим поля $\mathbf{E}^0 = \mathbf{E}(\mathbf{x}^0, t^0)$, $\mathbf{B}^0 = \mathbf{B}(\mathbf{x}^0, t^0)$, затем по ним и формулам (8), находим \mathbf{b}^0 , \mathbf{v}_E^0 , ω_c^0 , $\mathbf{E}_\parallel^0 = (\mathbf{E}^0; \mathbf{b}^0)\mathbf{b}^0$, $\mathbf{v}_\square^0 = (\mathbf{v}^0; \mathbf{b}^0)\mathbf{b}^0$, $\mathbf{v}_L^0 = \mathbf{v}^0 - \mathbf{v}_\parallel^0 - \mathbf{v}_E^0$.

I.2. По первой формуле в (9) находим $\mathbf{x}^{1/2(0)} = \mathbf{X}(t^{1/2}, t^0, \mathbf{x}^0, \mathbf{v}^0)$ в постоянных полях $\mathbf{E}^0, \mathbf{B}^0$:

$$\mathbf{x}^{1/2(0)} = \mathbf{x}^0 + (\mathbf{v}_E^0 + \mathbf{v}_\square^0) \frac{\tau}{2} + \frac{\tau^2}{8} e' \mathbf{E}_\square^0 + \frac{\mathbf{v}_L^0}{\omega_c^0} \sin\left(\frac{\omega_c^0 \tau}{2}\right) - e' \frac{[\mathbf{b}^0 \times \mathbf{v}_L^0]}{\omega_c^0} \left(1 - \cos\left(\frac{\omega_c^0 \tau}{2}\right)\right)$$

Находим поля $\mathbf{E}^{1/2(0)} = \mathbf{E}(\mathbf{x}^{1/2(0)}, t^{1/2})$, $\mathbf{B}^{1/2(0)} = \mathbf{B}(\mathbf{x}^{1/2(0)}, t^{1/2})$, а затем по ним и формулам (8), находим $\mathbf{b}^{1/2(0)}$, $\mathbf{v}_E^{1/2(0)}$, $\omega_c^{1/2(0)}$, $\mathbf{E}_\parallel^{1/2(0)} = (\mathbf{E}^{1/2(0)}; \mathbf{b}^{1/2(0)})\mathbf{b}^{1/2(0)}$, $\mathbf{v}_\parallel^{1/2(0)} = (\mathbf{v}^0; \mathbf{b}^{1/2(0)})\mathbf{b}^{1/2(0)}$, $\mathbf{v}_L^{1/2(0)} = \mathbf{v}^0 - \mathbf{v}_\parallel^{1/2(0)} - \mathbf{v}_E^{1/2(0)}$.

I.3. По первой формуле в (9) находим $\mathbf{x}^{1(0)} = \mathbf{X}(t^1, t^0, \mathbf{x}^0, \mathbf{v}^0)$ в постоянных полях $\mathbf{E}^{1/2(0)}, \mathbf{B}^{1/2(0)}$:

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{x}^{1(\kappa)} = \mathbf{x}^0 + (\mathbf{v}_E^{1/2(\kappa)} + \mathbf{v}_\square^{1/2(\kappa)}) \tau + \frac{\tau^2}{2} e' \mathbf{E}_\square^{1/2(\kappa)} + \\ + \frac{\mathbf{v}_L^{1/2(\kappa)}}{\omega_c^{1/2(\kappa)}} \sin(\omega_c^{1/2(\kappa)} \tau) - e' \frac{[\mathbf{b}^{1/2(\kappa)} \times \mathbf{v}_L^{1/2(\kappa)}]}{\omega_c^{1/2(\kappa)}} (1 - \cos(\omega_c^{1/2(\kappa)} \tau)), \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

где $\kappa = 0$. Находим поля $\mathbf{E}^{1(0)} = \mathbf{E}(\mathbf{x}^{1(0)}, t^1)$, $\mathbf{B}^{1(0)} = \mathbf{B}(\mathbf{x}^{1(0)}, t^1)$.

I.4. Находим при $\kappa = 0$ поля

$$\mathbf{E}^{1/2(\kappa+1)} = \frac{1}{2} (\mathbf{E}^0 + \mathbf{E}^{1(\kappa)}), \quad \mathbf{B}^{1/2(\kappa+1)} = \frac{1}{2} (\mathbf{B}^0 + \mathbf{B}^{1(\kappa)}),$$

далее по ним и формулам в (8), находим $\mathbf{b}^{1/2(\kappa+1)}$, $\mathbf{v}_E^{1/2(\kappa+1)}$, $\omega_c^{1/2(\kappa+1)}$, $\mathbf{E}_\parallel^{1/2(\kappa+1)}$, $\mathbf{v}_\parallel^{1/2(\kappa+1)} = (\mathbf{v}^0; \mathbf{b}^{1/2(\kappa+1)})\mathbf{b}^{1/2(\kappa+1)}$, $\mathbf{v}_L^{1/2(\kappa+1)} = \mathbf{v}^0 - \mathbf{v}_\parallel^{1/2(\kappa+1)} - \mathbf{v}_E^{1/2(\kappa+1)}$. Затем по

формуле (10) при $\kappa = 1$ находим $\mathbf{x}^{1(1)} = \mathbf{X}(t^1, t^0, \mathbf{x}^0, \mathbf{v}^0)$ в постоянных полях $\mathbf{E}^{1/2(1)}, \mathbf{B}^{1/2(1)}$. Далее находим поля $\mathbf{E}^{1(1)} = \mathbf{E}(\mathbf{x}^{1(1)}, t^1)$, $\mathbf{B}^{1(1)} = \mathbf{B}(\mathbf{x}^{1(1)}, t^1)$, а также

параметр точности $\delta_1 = \|\mathbf{x}^{1(1)} - \mathbf{x}^{1(0)}\|$. Если достигнута заданная точность δ :

$\delta_1 \leq \delta$, то процесс закончен. В противном случае выполняется обычная итерация.

II. Обычная итерация $\kappa \rightarrow \kappa + 1$. По уже найденным $\mathbf{x}^{1(\kappa)}$, $\mathbf{E}^{1(\kappa)}$, $\mathbf{B}^{1(\kappa)}$ выполняя действия, описанные в пункте I.4, находим $\mathbf{x}^{1(\kappa+1)}$, $\mathbf{E}^{1(\kappa+1)}$, $\mathbf{B}^{1(\kappa+1)}$, а также параметр относительной точности $\delta_{\kappa+1} = \|\mathbf{x}^{1(\kappa+1)} - \mathbf{x}^{1(\kappa)}\|$ и параметр сходимости $\gamma_{\kappa+1} = \delta_{\kappa+1} - \delta_{\kappa}$. Итерации выполняются до достижения заданной относительной точности $\delta_{\kappa+1} \leq \delta$. При этом если условие сходимости итерационного процесса $\gamma_{\kappa+1} = \delta_{\kappa+1} - \delta_{\kappa} < 0$ на некоторой итерации нарушается или количество итераций превышает заданное максимально допустимое число κ_0 , то текущий шаг по времени τ уменьшается в два раза — $\tau \rightarrow \tau/2$ и описанный процесс начинается сначала.

III. Блок завершения шага. Выполняем присваивание $\mathbf{x}^1 = \mathbf{x}^{1(\kappa+1)}$, $\mathbf{E}^1 = \mathbf{E}^{1(\kappa+1)}$, $\mathbf{B}^1 = \mathbf{B}^{1(\kappa+1)}$. Затем находим поля

$$\mathbf{E}^{1/2} = \frac{1}{2}(\mathbf{E}^0 + \mathbf{E}^1), \quad \mathbf{B}^{1/2} = \frac{1}{2}(\mathbf{B}^0 + \mathbf{B}^1),$$

далее по ним и формулам в (7) находим $\mathbf{b}^{1/2}$, $\mathbf{v}_E^{1/2}$, $\omega_c^{1/2}$, $\mathbf{E}_{\parallel}^{1/2}$, $\mathbf{v}_{\square}^{1/2} = (\mathbf{v}^0; \mathbf{b}^{1/2})\mathbf{b}^{1/2}$, $\mathbf{v}_L^{1/2} = \mathbf{v}^0 - \mathbf{v}_{\square}^{1/2} - \mathbf{v}_E^{1/2}$. Затем по второй формуле в (8) находим $\mathbf{v}^1 = \mathbf{V}(t, t^0, \mathbf{x}^0, \mathbf{v}^0)$ в постоянных полях $\mathbf{E}^{1/2}$, $\mathbf{B}^{1/2}$:

$$\mathbf{v}^1 = \mathbf{v}_E^{1/2} + \mathbf{v}_{\parallel}^{1/2} + \tau e' \mathbf{E}_{\parallel}^{1/2} + \mathbf{v}_L^{1/2} \cos(\omega_c^{1/2} \tau) - e' [\mathbf{b}^{1/2} \times \mathbf{v}_L^{1/2}] \sin(\omega_c^{1/2} \tau).$$

На этом шаг по времени закончен.

Для численного решения задачи Коши (5), (3) в релятивистском случае авторами разработана неявная схема 2-го порядка точности. Для ее формулировки в терминах послыного перехода $t^0 \rightarrow t^1 = t^0 + \tau$ необходимо ввести функцию

$$\Gamma(\mathbf{u}) = \frac{1}{\gamma(\mathbf{v})} = \frac{1}{\sqrt{1+|\mathbf{u}|^2}} = \sqrt{1-|\mathbf{v}|^2}, \quad (11)$$

и представить систему (5) в виде

$$\left. \begin{aligned} \frac{d\mathbf{x}(t)}{dt} &= \Gamma(\mathbf{u}(t))\mathbf{u}(t), \\ \frac{d\mathbf{u}(t)}{dt} &= e' \left(\mathbf{E}(\mathbf{x}(t), t) + \Gamma(\mathbf{u}(t)) [\mathbf{u}(t) \times \mathbf{B}(\mathbf{x}(t), t)] \right), \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

а также использовать вытекающие из нее следующие уравнения:

$$\frac{d\Gamma(\mathbf{u}(t))}{dt} = -e' (\Gamma(\mathbf{u}(t)))^3 (\mathbf{u}(t); \mathbf{E}(\mathbf{x}(t), t)), \quad (13)$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2 \mathbf{x}(t)}{dt^2} &= e' \Gamma(\mathbf{u}(t)) \left(\mathbf{E}(\mathbf{x}(t), t) + \Gamma(\mathbf{u}(t)) [\mathbf{u}(t) \times \mathbf{B}(\mathbf{x}(t), t)] \right) + \\ &+ \frac{d\Gamma(\mathbf{u}(t))}{dt} \mathbf{u}(t). \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

Схема основана на следующих конечноразностных соотношениях:

$$\begin{aligned} \frac{\mathbf{x}^1 - \mathbf{x}^0}{\tau} &= \frac{1}{2} (\Gamma^0 \mathbf{u}^0 + \Gamma^1 \mathbf{u}^1) - \frac{\tau}{12} \left(\left(\frac{d^2 \mathbf{x}}{dt^2} \right)^1 - \left(\frac{d^2 \mathbf{x}}{dt^2} \right)^0 \right) + O(\tau^4), \\ \frac{\mathbf{u}^1 - \mathbf{u}^0}{\tau} &= \frac{1}{2} \left(\left(\frac{d\mathbf{u}}{dt} \right)^0 + \left(\frac{d\mathbf{u}}{dt} \right)^1 \right) + O(\tau^2), \end{aligned} \quad (15)$$

I. Стартовая итерация

I.1. Находим поля $\mathbf{E}^0 = \mathbf{E}(\mathbf{x}^0, t^0)$, $\mathbf{B}^0 = \mathbf{B}(\mathbf{x}^0, t^0)$, затем по ним и формулам (12)–(14) находим $\left(\frac{d\mathbf{u}}{dt} \right)^0$, $\left(\frac{d\Gamma}{dt} \right)^0$, $\left(\frac{d^2 \mathbf{x}}{dt^2} \right)^0$.

I.2. Находим $\mathbf{x}^{1(0)}$ с точностью $O(\tau^3)$ и $\Gamma^{1(-)}$ с точностью $O(\tau^2)$ при помощи экстраполяции:

$$\mathbf{x}^{1(0)} = \mathbf{x}^0 + \tau \Gamma^0 \mathbf{u}^0 + \frac{\tau^2}{2} \left(\frac{d^2 \mathbf{x}}{dt^2} \right)^0 + O(\tau^3), \quad \Gamma^{1(-)} = \Gamma^0 + \tau \left(\frac{d\Gamma}{dt} \right)^0 + O(\tau^2).$$

Далее, используя $\mathbf{x}^{1(0)}$, находим поля $\mathbf{E}^{1(0)} = \mathbf{E}(\mathbf{x}^{1(0)}, t^1)$, $\mathbf{B}^{1(0)} = \mathbf{B}(\mathbf{x}^{1(0)}, t^1)$ с точностью $O(\tau^3)$.

I.3. Находим $\mathbf{u}^{1(0)}$ с точностью $O(\tau^3)$ следующим образом. Из соотношения (15) и второго уравнения в (12) можно получить следующее векторное уравнение относительно \mathbf{u}^1 :

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{u}^1 + \frac{\tau}{2} e' \Gamma^1 [\mathbf{B}^1 \times \mathbf{u}^1] &= \mathbf{W} + O(\tau^3), \\ \text{где } \mathbf{W} &= \mathbf{W}^0 + \mathbf{W}^1, \quad \mathbf{W}^0 = \mathbf{u}^0 + \frac{\tau}{2} \left(\frac{d\mathbf{u}}{dt} \right)^0, \quad \mathbf{W}^1 = \frac{\tau}{2} e' \mathbf{E}^1. \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

Это уравнение можно представить в форме системы линейных уравнений с матрицей $(\hat{\mathbf{I}} + \hat{\boldsymbol{\omega}}): (\hat{\mathbf{I}} + \hat{\boldsymbol{\omega}}) \mathbf{u} = \mathbf{W}$, где $\hat{\mathbf{I}}$ – единичная матрица и $\hat{\boldsymbol{\omega}} \mathbf{u} = [\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{u}]$.

Обратная матрица $(\hat{\mathbf{I}} + \hat{\boldsymbol{\omega}})^{-1}$ имеет вид $(\hat{\mathbf{I}} + \hat{\boldsymbol{\omega}})^{-1} = \frac{1}{1 + |\boldsymbol{\omega}|^2} (\hat{\mathbf{I}} - \hat{\boldsymbol{\omega}} + \boldsymbol{\omega} \otimes \boldsymbol{\omega})$, где $\boldsymbol{\omega} \otimes \boldsymbol{\omega}$ – диада, образованная вектором $\boldsymbol{\omega}$.

Поэтому решение векторного уравнения (16) дается формулой

$$\mathbf{u} = (\hat{\mathbf{I}} + \hat{\boldsymbol{\omega}})^{-1} \mathbf{W} = \frac{1}{1 + |\boldsymbol{\omega}|^2} (\mathbf{W} - [\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{W}] + (\mathbf{W}; \boldsymbol{\omega}) \boldsymbol{\omega})$$

Применяя эту формулу к уравнению (16) при $\boldsymbol{\omega} = \frac{\tau}{2} \Gamma^{-1} \mathbf{B}^1$, получим выражение для \mathbf{u}^1 через остальные слагаемые:

$$\mathbf{u}^1 = \frac{\mathbf{W} - \frac{\tau}{2} e' \Gamma^{-1} [\mathbf{B}^1 \times \mathbf{W}] + \left(\frac{\tau}{2} \Gamma^{-1}\right)^2 (\mathbf{W}; \mathbf{B}^1) \mathbf{B}^1}{\left(1 + \left(\frac{\tau}{2} \Gamma^{-1} |\mathbf{B}^1|\right)^2\right)} + O(\tau^3).$$

Подставляя в эту формулу уже найденные $\Gamma^{1(-)}$, $\mathbf{B}^{1(0)}$, $\mathbf{E}^{1(0)}$, получим следующие формулы:

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{W} &= \mathbf{W}^0 + \mathbf{W}^{1(0)}, \quad \mathbf{W}^{1(0)} = \frac{\tau}{2} e' \mathbf{E}^{1(0)}, \\ \mathbf{u}^{1(0)} &= \frac{\mathbf{W} - \frac{\tau}{2} e' \Gamma^{1(-)} [\mathbf{B}^{1(0)} \times \mathbf{W}] + \left(\frac{\tau}{2} \Gamma^{1(-)}\right)^2 (\mathbf{W}; \mathbf{B}^{1(0)}) \mathbf{B}^{1(0)}}{\left(1 + \left(\frac{\tau}{2} \Gamma^{1(-)} |\mathbf{B}^{1(0)}|\right)^2\right)} + O(\tau^3). \end{aligned} \right\} (17)$$

I.4. Используя полученные $\mathbf{u}^{1(0)}$ и $\mathbf{B}^{1(0)}$, $\mathbf{E}^{1(0)}$, с точностью $O(\tau^3)$

находим $\Gamma^{1(0)}$ по формуле (10), а также $\left(\frac{d\mathbf{u}}{dt}\right)^{1(0)}$ по формуле (11) и $\left(\frac{d^2\mathbf{x}}{dt^2}\right)^{1(0)}$

по формуле (13). Присваиваем $\delta_0 = 1$.

II. Обычная итерация $\kappa \rightarrow \kappa + 1$. Пусть уже известны $\mathbf{x}^{1(\kappa)}$, $\mathbf{u}^{1(\kappa)}$, $\Gamma^{1(\kappa)}$, $\mathbf{B}^{1(\kappa)}$, $\mathbf{E}^{1(\kappa)}$, $\left(\frac{d\mathbf{u}}{dt}\right)^{1(\kappa)}$, $\left(\frac{d^2\mathbf{x}}{dt^2}\right)^{1(\kappa)}$ с точностью $O(\tau^3)$.

II.1. Находим $\mathbf{x}^{1(\kappa+1)}$ с точностью $O(\tau^4)$ из соотношения (14):

$$\mathbf{x}^{1(\kappa+1)} = \mathbf{x}^0 + \frac{\tau}{2} \left(\Gamma^0 \mathbf{u}^0 + \Gamma^{1(\kappa)} \mathbf{u}^{1(\kappa)} \right) - \frac{\tau^2}{12} \left(\left(\frac{d^2\mathbf{x}}{dt^2}\right)^{1(\kappa)} - \left(\frac{d^2\mathbf{x}}{dt^2}\right)^0 \right) + O(\tau^4).$$

Далее находим поля $\mathbf{E}^{1(\kappa+1)} = \mathbf{E}(\mathbf{x}^{1(\kappa+1)}, t^1)$, $\mathbf{B}^{1(\kappa+1)} = \mathbf{B}(\mathbf{x}^{1(\kappa+1)}, t^1)$ с точностью $O(\tau^4)$.

II.2. Находим $\mathbf{u}^{1(\kappa+1)}$ с точностью $O(\tau^3)$ по формуле (17) полностью аналогично (17):

$$\mathbf{W} = \mathbf{W}^0 + \mathbf{W}^{1(\kappa+1)}, \quad \mathbf{W}^{1(\kappa+1)} = \frac{\tau}{2} e' \mathbf{E}^{1(\kappa+1)},$$

$$\mathbf{u}^{1(\kappa+1)} = \frac{\mathbf{W} - \frac{\tau}{2} e' \Gamma^{-1(\kappa)} [\mathbf{B}^{1(\kappa+1)} \times \mathbf{W}] + \left(\frac{\tau}{2} \Gamma^{-1(\kappa)} \right)^2 (\mathbf{B}^{1(\kappa+1)}; \mathbf{W}) \mathbf{B}^{1(\kappa+1)}}{\left(1 + \left(\frac{\tau}{2} \Gamma^{-1(\kappa)} |\mathbf{B}^{1(\kappa+1)}| \right)^2 \right)} + O(\tau^3).$$

II.3. Используя полученные $\mathbf{u}^{1(\kappa+1)}$ и $\mathbf{B}^{1(\kappa+1)}$, $\mathbf{E}^{1(\kappa+1)}$, с точностью $O(\tau^3)$ находим $\Gamma^{-1(\kappa+1)}$ по формуле (10), а также $\left(\frac{d\mathbf{u}}{dt} \right)^{1(\kappa+1)}$ по формуле (11) и $\left(\frac{d^2\mathbf{x}}{dt^2} \right)^{1(\kappa+1)}$ по формуле (13).

II.4. Находим параметр относительной точности $\delta_{\kappa+1} = \|\mathbf{x}^{1(\kappa+1)} - \mathbf{x}^{1(\kappa)}\|$ и параметр сходимости $\gamma_{\kappa+1} = \delta_{\kappa+1} - \delta_{\kappa}$. Итерации выполняются до достижения заданной относительной точности $\delta_{\kappa+1} \leq \delta$. Если условие сходимости итерационного процесса $\gamma_{\kappa+1} = \delta_{\kappa+1} - \delta_{\kappa} < 0$ на некоторой итерации нарушается или количество итераций превышает заданное максимально допустимое число κ_0 , то текущий шаг по времени τ уменьшается в два раза: $\tau \rightarrow \tau/2$ и итерационный процесс начинается сначала. В конце выполняем присваивание $\mathbf{x}^1 = \mathbf{x}^{1(\kappa+1)}$, $\mathbf{u}^1 = \mathbf{u}^{1(\kappa+1)}$, $\Gamma^{-1} = \Gamma^{-1(\kappa+1)}$, $\mathbf{E}^1 = \mathbf{E}^{1(\kappa+1)}$, $\mathbf{B}^1 = \mathbf{B}^{1(\kappa+1)}$, $\left(\frac{d\mathbf{u}}{dt} \right)^1 = \left(\frac{d\mathbf{u}}{dt} \right)^{1(\kappa+1)}$, $\left(\frac{d^2\mathbf{x}}{dt^2} \right)^1 = \left(\frac{d^2\mathbf{x}}{dt^2} \right)^{1(\kappa+1)}$.

Отметим, что изложенный алгоритм расчета решения задачи Коши (5), (3) в нерелятивистском случае широко используется нами с 2000-го года, был всесторонне протестирован и на практике доказал свою правильность и эффективность. Поэтому необходимо протестировать только новую неявную схему для релятивистского случая.

Для этого тестирования лучше всего подходит точное решение задачи Коши (1), (3) в случае постоянных параллельных друг другу магнитного и электрического полей, когда заряд испытывает ускорение электрическим полем. Отметим, что это решение обсуждается в монографии [7], но там

рассматривался только частный случай, когда начальная скорость заряда ортогональна магнитному полю, а также была выбрана параметризация, которая дает для решения только неявное соотношение, и не позволяет получить решение в явной форме. Авторам не удалось найти в доступных источниках обсуждаемое точное решение. Поэтому мы получили его сами в явной векторной форме и для произвольных начальных условий.

Тестирование метода расчета траекторий

Рассмотрим задачу Коши для безразмерной системы (11) в случае постоянных и параллельных полей $\mathbf{B} \equiv \text{Const}$, $\mathbf{E} \equiv E_{\square} \mathbf{b} \equiv \text{Const}$ (где $\mathbf{b} = \mathbf{B}/|\mathbf{B}|$). Ее можно представить в виде:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d\mathbf{x}(t)}{dt} &= \frac{\mathbf{u}(t)}{\sqrt{1+|\mathbf{u}(t)|^2}}, \quad \frac{d\mathbf{u}(t)}{dt} = e' \left(E_{\square} \mathbf{b} + \frac{[\mathbf{u}(t) \times \mathbf{B}]}{\sqrt{1+|\mathbf{u}(t)|^2}} \right), \\ \mathbf{x}(t^0) &= \mathbf{x}^0, \quad \mathbf{u}(t^0) = \mathbf{u}^0. \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

Обозначим

$$\left. \begin{aligned} \gamma(\mathbf{u}) &= \sqrt{1+|\mathbf{u}|^2} = \frac{1}{\sqrt{1-|\mathbf{v}|^2}}, \quad \mathbf{u}_{\square} = (\mathbf{u}; \mathbf{b}), \\ \mathbf{u}_{\perp} &= (\mathbf{u}; \mathbf{b}) \mathbf{b}, \quad \mathbf{u}_{\perp} = \mathbf{u} - \mathbf{u}_{\square}, \quad \tau = t - t^0. \end{aligned} \right\}$$

Полученное нами точное решение задачи (18) удобно представить в следующей форме. Для фактора Лоренца получается формула:

$$\left. \begin{aligned} \gamma(\tau) &= \sqrt{1+|\mathbf{u}_{\perp}^0|^2 + (\mathbf{u}_{\square}^0 + e' E_{\square} \tau)^2} = \sqrt{(\gamma^0)^2 + e' E_{\square} \tau (2\mathbf{u}_{\square}^0 + e' E_{\square} \tau)}, \\ \text{где } \gamma^0 &= \sqrt{1+|\mathbf{u}^0|^2}. \end{aligned} \right\}$$

Для фазы циклотронного вращения получаются формулы

$$\frac{d\Phi(\tau)}{d\tau} = \frac{|\mathbf{B}|}{\gamma(\tau)}, \quad \Phi(\tau) = e' \frac{|\mathbf{B}|}{E_{\square}} \ln \left(\frac{\mathbf{u}_{\square}^0 + e' E_{\square} \tau + \gamma(\tau)}{\mathbf{u}_{\square}^0 + \gamma^0} \right).$$

Для безразмерного импульса получается формула, аналогичная формуле для скорости в (8):

$$\mathbf{u}(t) = \mathbf{u}_{\perp}^0 + e' E_{\square} \tau \mathbf{b} + \mathbf{u}_{\square}^0 \cos(\Phi(\tau)) - e' [\mathbf{b} \times \mathbf{u}_{\perp}^0] \sin(\Phi(\tau)).$$

Для координаты получается формула:

$$\mathbf{x}(t) = \mathbf{x}^0 + \frac{e'}{E_{\square}} (\gamma(\tau) - \gamma^0) \mathbf{b} + \frac{\mathbf{u}_{\perp}^0}{|\mathbf{B}|} \sin(\Phi(\tau)) - e' \frac{[\mathbf{b} \times \mathbf{u}_{\perp}^0]}{|\mathbf{B}|} (1 - \cos(\Phi(\tau))).$$

Были проведены расчеты решения задачи Коши (18) по изложенной неявной схеме 2-го порядка в широком диапазоне релятивистских начальных условий и значений параметра $E_{\square}/|\mathbf{B}|$ на время $T = 40\Theta_0$, где

$$\Theta_0 = 2\pi \frac{d\Phi(0)}{d\tau} = \frac{2\pi\gamma^0}{|B|}. \quad \text{Эти расчеты показали высокую точность}$$

рассматриваемой схемы при достаточно малом шаге по времени.

Заключение

Предложенный в работе гибкий метод расчета траектории заряда в ходе моделирования ускорения протонов в солнечном ветре показал высокую эффективность. С его помощью был обнаружен новый механизм локального ускорения протонов в гелиосферном токовом слое солнечного ветра до энергий в сотни килоэлектронвольтов.

Благодарности. Работа выполнена при поддержке подпрограммы V.15. «Динамика разреженной плазмы в космосе и лаборатории» Комплексной программы фундаментальных исследований ОФН РАН.

Литература

1. Мингалёв О. В., Мингалёв И. В., Мингалёв В. С. Двумерное численное моделирование динамики мелкомасштабной неоднородности в околоземной плазме // Космические исследования. 2006. Т. 44, № 5. С. 416–427.
2. Численное моделирование плазменного равновесия в одномерном токовом слое с ненулевой нормальной компонентой магнитного поля / О. В. Мингалёв [и др.] // Физика плазмы. 2007. Т. 33, № 11. С. 1028–1041.
3. Несимметричные конфигурации тонкого токового слоя с постоянной нормальной компонентой магнитного поля / О. В. Мингалёв [и др.] // Физика плазмы. 2009. Т. 35, № 1. С. 85–96.
4. Кинетические модели токовых слоев с широким магнитного поля / О. В. Мингалёв [и др.] // Физика плазмы. 2012. Т. 38, № 4. С. 329–344.
5. Formation of self-organized shear structures in thin current sheets / H. V. Malova [et al.] // J. Geophys. Res.: Space Physics. 2015. Vol. 120. DOI: 10.1002/2014JA020974.
6. Мингалёв И. В., Сецко П. В. Расчет траекторий заряженных частиц в магнитосфере Земли // Высокоширотные геофизические исследования: труды 4-й Школы молодых ученых (29–30 октября 2015 г., г. Мурманск) / Полярный геофизический ин-т. 2015. С. 157–162. (Труды Кольского научного центра РАН. Серия «Гелиогеофизика», вып. 1).
7. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория поля: 10 т. Т. 2: Теоретическая физика. Изд. 8–е. М.: Физматлит, 2012. 536 с.

Сведения об авторах

Сецко Павел Владимирович

программист, Полярный геофизический институт, г. Апатиты

E-mail: setsko@pgia.ru

Мельник Михаил Николаевич

младший научный сотрудник, Полярный геофизический институт, г. Апатиты
E-mail: melnik@pgia.ru

Мингалёв Олег Викторович

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

Мингалёв Игорь Викторович

д. ф.-м. н., старший научный сотрудник, Полярный геофизический институт,
г. Апатиты
E-mail: mingalev_i@pgia.ru

Д. С. Котова, М. В. Клименко, В. В. Клименко, В. Е. Захаров

МОДЕЛИРОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК РАДИОТРАСС В ВЫСОКИХ ШИРОТАХ ВО ВРЕМЯ ГЕОМАГНИТНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ 26–29 СЕНТЯБРЯ 2011 ГОДА

Аннотация

Ранее был представлен комплекс прикладных программ, включающий численный алгоритм проведения вычислительных экспериментов с использованием моделей среды и распространения радиоволн. С помощью этого комплекса программ проведено численное моделирование трасс наклонного зондирования ионосферы Ловозеро — Салехард при изменении геомагнитных условий. Показаны полученные в расчетах изменения трасс, максимально применимых частот, высоты отражения, поглощения и длины оптического пути в спокойных условиях в главную фазу бури и в день после окончания геомагнитных возмущений.

Ключевые слова:

трехмерное моделирование радиотрасс, максимально применимая частота, геомагнитная буря, поглощение, длина оптического пути.

D. S. Kotova, M. V. Klimenko, V. V. Klimenko, V. E. Zakharov

MODELING OF THE RADIO PATH CHARACTERISTICS AT HIGH LATITUDES DURING GEOMAGNETIC DISTURBANCES ON SEPTEMBER 26–29, 2011

Abstract

Earlier it was presented the developed complex of the software applications together with the numerical algorithm of the computational experiments using the models of an environment and radio wave propagation. Using this complex of the programs the simulation of the radio wave paths at oblique sounding of the ionosphere Lovozero — Salekhard during changes in geomagnetic conditions. It is shown the calculated changes in radio paths, the highest applicable frequencies, reflection height, attenuation and length of the optical path for quite conditions, during the main storm phase and in the day after the end of geomagnetic disturbances.

Keywords:

three-dimensional modeling of radio paths, highest applicable frequencies, geomagnetic storm, the attenuation, length of the optical path.

Введение

За последние десятилетия были достигнуты большие успехи в развитии спутниковой, радиорелейной и сотовой связи. Но, несмотря на это, коротковолновая связь продолжает играть существенную роль как непосредственно для передачи информации по воздуху на большие расстояния, так и для исследования ионосферы. Многие отечественные и зарубежные исследователи моделировали распространение коротких радиоволн в ионосфере в различных условиях, однако до сих пор остается актуальным вопрос о влиянии

геомагнитных бурь на распространение коротких радиоволн в ионосфере. Цель данной работы — посредством численного моделирования показать влияние геомагнитной бури на поведение характеристик высокоширотных радиотрасс.

Методика исследования

Для достижения поставленной цели исследования нами использовался комплекс прикладных программ, включающий численный алгоритм, позволяющий проводить вычислительные эксперименты с использованием моделей среды (эмпирических, ассимиляционных и теоретических, основанных на численном решении системы уравнений, описывающих основные законы сохранения) и распространения радиоволн [1–3]. Этот программный комплекс был дополнен блоком, предназначенным для нахождения трасс между фиксированными точками (излучения и приема) на поверхности Земли. Полагая среду слабонеоднородной, можно воспользоваться приближением геометрической оптики [4] для описания распространения коротких радиоволн. Используемая нами численная модель распространения коротких радиоволн [5] базируется именно на этом приближении. В этой модели показатели преломления для обыкновенной и необыкновенной волн выводятся из дисперсионного соотношения для анизотропной ионосферной плазмы [6]. Геомагнитное поле аппроксимируется центральным диполем.

Для расчета комплексных показателей преломления требуется знание параметров ионосферы и нейтральной атмосферы. В данном исследовании эти параметры на высотах от 80 км и выше рассчитывались в глобальной самосогласованной модели термосферы, ионосферы и протоносферы (ГСМ ТИП, КФ ИЗМИРАН) [7]. При этом мы использовали результаты расчетов отклика ионосферы на последовательность геомагнитных бурь 26–28 сентября 2011 г., ранее полученные в модели ГСМ ТИП. На рис. 1 представлена геомагнитная обстановка в период времени с 24 по 30 сентября 2011 г. Максимальное значение трехчасового K_p -индекса геомагнитной активности достигало 6.

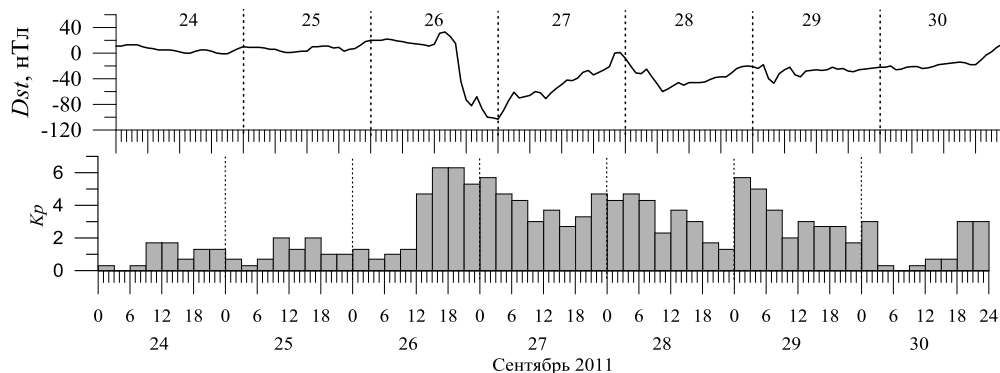


Рис. 1. Поведение геомагнитных индексов Dst и K_p , взятых из базы данных Kyoto World Data Center (<http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/>). Вертикальными пунктирными линиями отмечено начало каждого суток

В работе [8] представлено сравнение результатов модельных расчетов с результатами наблюдений для данного события, и оно показало, что

параметры системы термосфера-ионосфера, полученные в модели GSM ТИП, можно использовать в качестве параметров среды при решении задач о распространении радиоволн в ионосфере во время наблюдаемой геомагнитной бури. В качестве высокоширотной трассы нами рассматривалась реально существующая трасса наклонного зондирования ионосферы Ловозеро — Салехард [9]. В табл. 1 приведены координаты рассматриваемых станций.

Таблица 1

Координаты станций

Станция	Широта	Долгота	Геомагнитная широта	Геомагнитная долгота
Ловозеро	68.00°	35.02°	62.9°	127.4°
Салехард	66.52°	66.67°	57.4°	149.4°

Расчеты проводились для 16:00 UT. В качестве спокойных условий был выбран магнитоспокойный день 24 сентября. Для описания возмущенных условий были выбраны день 26 сентября (соответствовал главной фазе бури) и день 29 сентября (был выбран нами в качестве примера поведения ионосферы после окончания геомагнитных возмущений). На рис. 2 в геомагнитных координатах долгота-широта показаны абсолютные значения электронной концентрации на высоте 110 км и критической частоты слоя $F2$, а также возмущения этих параметров 26 и 29 сентября в выбранной нами области распространения радиоволн. Видно, что во время бури во всей рассматриваемой области наблюдаются отрицательные эффекты — падение электронной концентрации на высотах $F2$ -слоя, тогда как на высоте 110 км формируются области как отрицательных, так и положительных возмущений электронной концентрации. 29 сентября в районе станции Ловозеро вместо отрицательных возмущений, наблюдавшихся в модельных расчетах 26 сентября, виден рост электронной концентрации на высоте 110 км. В этот же день на высотах максимума $F2$ -слоя произошло усиление отрицательного эффекта в N_e .

Результаты численных экспериментов и их обсуждение

При изменении угла места, азимута и частоты излучения передатчика были получены результаты, представленные на рис. 3, на котором справа на фоне изолиний электронной концентрации в координатах геомагнитная широта-высота показаны проекции лучевых траекторий, полученные для выбранных частот. Проекция трасс на поверхность Земли не показывается из-за отсутствия их изменений в рассматриваемые дни. Однако при моделировании учитывается трехмерный характер распространения коротких радиоволн в ионосфере. На рис. 3 видно, что во время бури наблюдается падение электронной концентрации в $F2$ -слое, что также хорошо видно на рис. 2. Это приводит к падению максимально применимой частоты (МПЧ) с 11.7 МГц в спокойных условиях до 10.2 МГц в главную фазу бури и до 9.4 МГц в рассматриваемый день после окончания геомагнитных возмущений, а также к росту высоты отражения и увеличению длины односкачковой трассы, что хорошо согласуется с графиками, показанными на рис. 4. Рост высоты отражения во время возмущений и после их окончания по сравнению со спокойными условиями связан с подъемом $F2$ -слоя и уменьшением электронной концентрации в максимуме $F2$ -слоя.

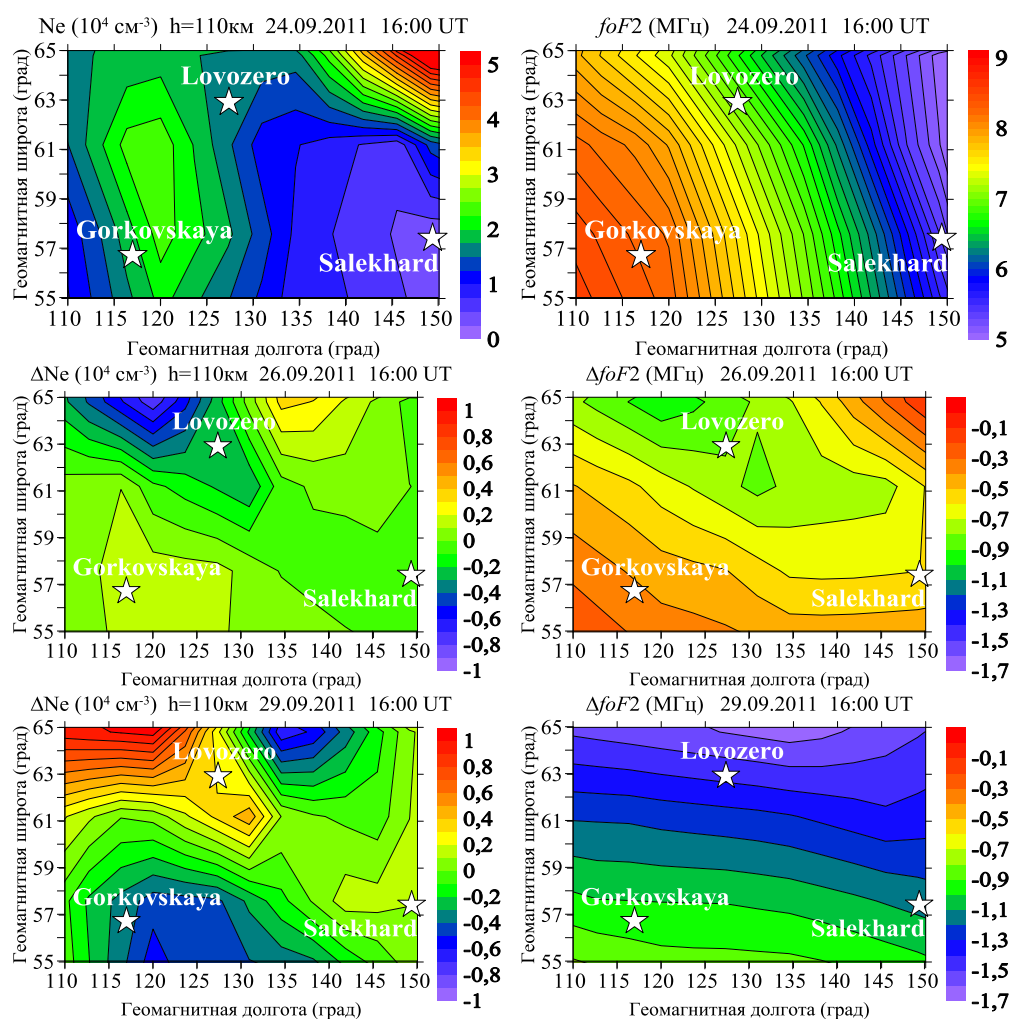


Рис. 2. Карты изолиний электронной концентрации на высоте 110 км (слева) и критической частоты F_2 -слоя (справа) в спокойных условиях (вверху) и возмущения этих параметров 26 сентября (посередине) и 29 сентября 2011 г. (внизу). Звездочки показывают положение рассматриваемых станций

На рис. 3 также представлено поведение дифференциального затухания в рассматриваемые дни для одинакового набора частот. В спокойных условиях затухание несколько больше, чем во время бури и в день после окончания геомагнитных возмущений. В целом его изменения незначительны, максимальное интегральное затухание не превышает 2.5 дБ, и рассматриваемая трасса удобна для радиосвязи. Хорошо видна зависимость величины интегрального затухания от частоты и от распространения волны в ионосфере при изменении градиента электронной концентрации: чем меньше частота, тем сильнее поглощается волна при распространении в неотклоняющей области [6], и чем ближе частота волны к МПЧ, тем сильнее поглощение в отклоняющей области [6]. Для МПЧ (черная линия) получился максимальный рост поглощения в окрестности точки поворота.

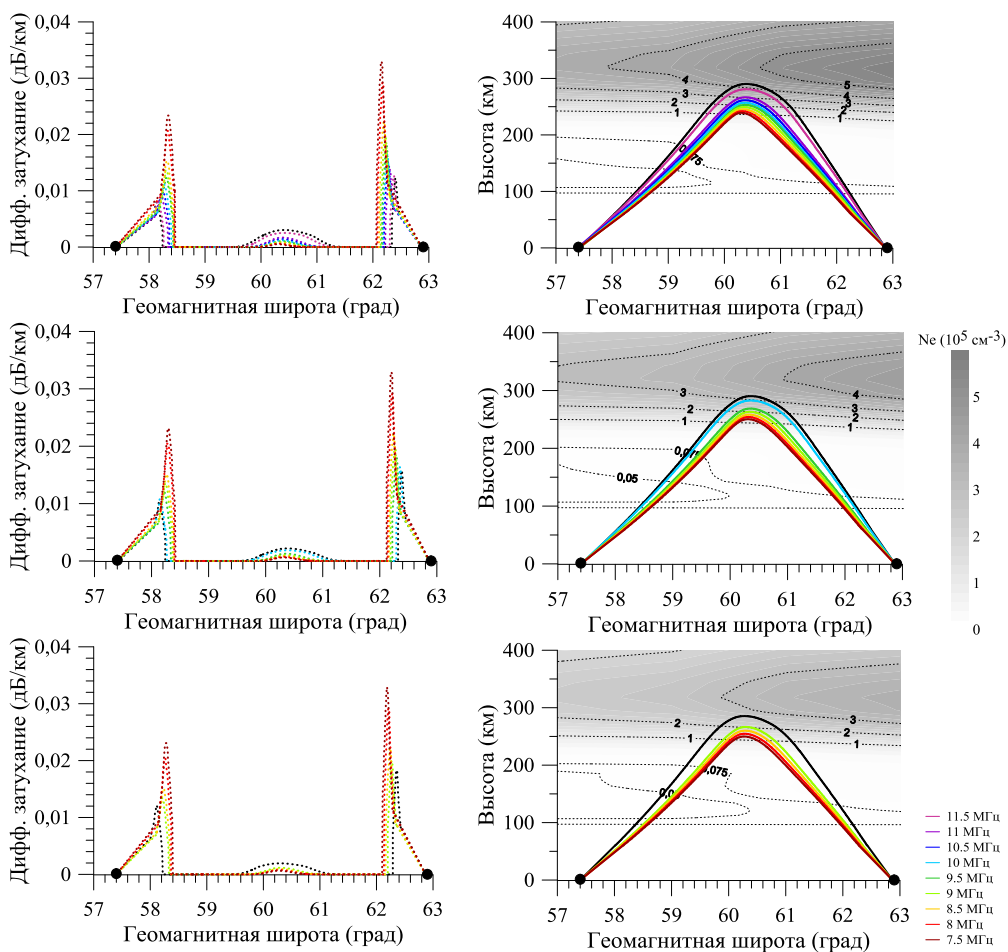


Рис. 3. Результаты расчетов радиотрасс (справа) на фоне изолиний электронной концентрации (шкала справа) между двумя высокоширотными станциями, а также поведение дифференциального затухания (слева), полученное при изменении частоты радиоволны. Вверху показаны результаты расчетов, полученные в спокойных условиях, посередине — в главную фазу бури и внизу — в день после окончания геомагнитных возмущений. Различными цветами показаны результаты расчетов для частот излучения от 7.5 до 11.5 МГц, черным цветом показана МПЧ для трех рассматриваемых дней

Рис. 4 позволяет сделать вывод о том, что во время бури высота отражения в среднем увеличивается на 15 км, волны с теми же частотами глубже проникают в ионосферу из-за уменьшения электронной концентрации. Это, в свою очередь приводит, к увеличению длины оптического пути рассматриваемых односкачковых трасс. 29 сентября из-за дальнейшего уменьшения электронной плотности при приближении к МПЧ растет высота отражения и длина оптического пути по сравнению с результатами, полученными в главную фазу бури. В табл. 2 отражены изменения основных рассматриваемых характеристик радиотрасс в течение трех выбранных дней.

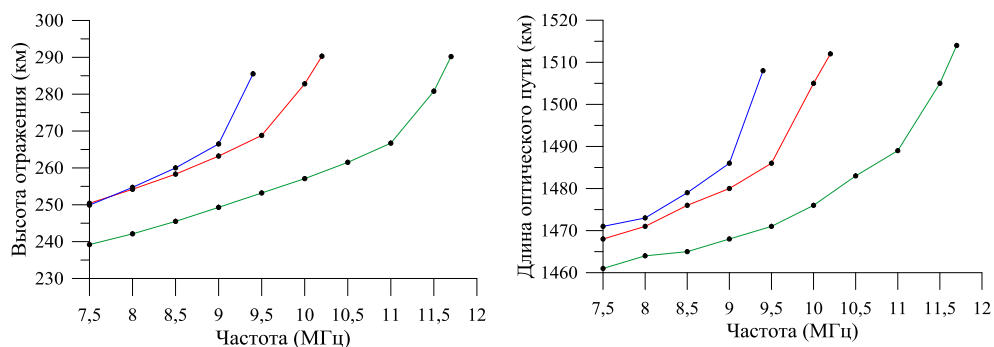


Рис. 4. Высота отражения (слева) и длина оптического пути (справа) в зависимости от частоты для спокойных условий (зеленые линии) в главную фазу бури (красные линии) и в день после окончания геомагнитных возмущений (синие линии)

Таблица 2

Изменение характеристик радиотрасс

Дата	МПЧ, МГц	Высота отражения*, км	Оптический путь*, км	Интегр. поглощение*, дБ
24.09.2011	11.7	249.3	1468	1.548
26.09.2011	10.2	263.2	1480	1.485
29.09.2011	9.4	266.5	1486	1497

* На 9 МГц.

Выводы

Использование модели ГСМ ТИП позволило учесть изменение параметров среды при переходе от спокойных условий к возмущенным во время геомагнитной бури. Проведенное модельное исследование влияния геомагнитной бури 26–28 сентября 2011 г. на характеристики реально существующей высокоширотной радиотрассы Ловозеро — Салехард показало, что имело место падение МПЧ на 2.3 МГц (с 11.7 МГц в спокойных условиях до 9.4 МГц после окончания геомагнитных возмущений). Также, согласно результатам модельных расчетов, во время бури наблюдался рост высоты отражения (~15 км) и длины оптического пути радиоволны по сравнению со спокойными условиями. Исследование дифференциального затухания показало, что чем ближе частота волны к МПЧ, тем сильнее поглощение в отклоняющей области. В остальном в поведении дифференциального затухания не было замечено существенных изменений. Максимальное значение поглощения получено для спокойных условий. На сайте, представленном в [9], регулярно выкладываются ионограммы наклонного зондирования для рассматриваемой трассы в режиме реального времени. Однако пока мы не располагаем всеми данными, необходимыми для проведения моделирования и сравнения полученных результатов с данными наблюдений за рассматриваемый период.

Благодарности. Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 16-35-00590 мол_а и гранта РФФИ № 14-05-00578. Работа проводилась в рамках проекта «Физические механизмы формирования реакции верхней атмосферы и ионосферы на процессы в нижней

атмосфере и на поверхности Земли» (Государственное задание Министерства образования и науки РФ, конкурсная часть, задание № 3.1127.2014/К).

Литература

1. Численное моделирование влияния геомагнитной бури 2–3 мая 2010 года на распространение коротких радиоволн в ионосфере / Д. С. Котова [и др.] // Изв. вузов. Радиофизика. 2014. Т. 57, № 7. С. 519–530.
2. Using IRI and GSM TIP model results as environment for HF radio wave propagation model during geomagnetic storms on September 26–29, 2011 / D. S. Kotova [et al.] // Adv. Space Res. 2015. Vol. 56. P. 2012–2029.
3. Развитие модели распространения коротких радиоволн в ионосфере / Д. С. Котова [и др.] // Химическая физика. 2015. Т. 34, № 12. С. 62–71.
4. Кравцов Ю. А., Орлов Ю. И. Геометрическая оптика неоднородных сред. М.: Наука, 1980. 304 с.
5. Захаров В. Е., Черняк А. А. Численная модель расчета радиотрасс коротких радиоволн в ионосфере // Вестник РГУ им. И. Канта. 2007. Вып. 3. С. 36–40.
6. Брюнелли Б. Е., Намгаладзе А. А. Физика ионосферы. М.: Наука, 1988. 528 с.
7. Global Model of the Thermosphere — Ionosphere — Protonosphere System / A. A. Namgaladze [et al.] // Ionospheric Modelling. 1988. P. 219–254. DOI: 10.1007/978-3-0348-6532-6_3.
8. Влияние геомагнитных бурь 26-30 сентября 2011 года на ионосферу и распространение КВ радиоволн. I – ионосферные эффекты / М. В. Клименко [и др.] // Геомагнетизм и аэрономия. 2015. Т. 127, № 2/3. С. 219–254.
9. Ionogram vertical sounding // Department of Geophysics. URL: <http://geophys.aari.ru/ionograms.html> (дата обращения: 06.05.2016).

Сведения об авторах

Котова Дарья Сергеевна

к. ф.-м. н., младший научный сотрудник, Калининградский филиал Института земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н. В. Пушкова; инженер-исследователь, Балтийский федеральный университет им. И. Канта, г. Калининград
E-mail: darshu@ya.ru

Клименко Максим Владимирович

к. ф.-м. н., старший научный сотрудник, Калининградский филиал Института земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н. В. Пушкова; доцент, Балтийский федеральный университет им. И. Канта, г. Калининград
E-mail: maksim.klimenko@mail.ru

Клименко Владимир Викторович,

к. ф.-м. н., ведущий научный сотрудник, Калининградский филиал Института земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н. В. Пушкова, г. Калининград
E-mail: vvk_48@mail.ru

Захаров Вениамин Ефимович

д. ф.-м. н., профессор, Балтийский федеральный университет им. И. Канта, г. Калининград
E-mail: vezakharov@kantiana.ru

УДК 550.510.535

С. П. Кшевецкий, Ю. А. Курдяева

**ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ
АКУСТИКО-ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН ОТ ИСТОЧНИКА ДАВЛЕНИЯ
НА ПОВЕРХНОСТИ ЗЕМЛИ НА ТЕМПЕРАТУРУ ТЕРМОСФЕРЫ**

Аннотация

Численно смоделировано и изучено вертикальное распространение акустико-гравитационных волн (АГВ), вызванных изменениями поля давления на поверхности Земли. Показана добавка к температуре верхних слоев атмосферы, вызванная нагревом атмосферы источником колебаний давления. К такому источнику, на основании экспериментальных данных о вариациях атмосферного давления, добавлен тепловой источник, поддерживающий эмпирический профиль температуры $T_0(z)$ (MSIS), поэтому температура немного завышена. Численное моделирование выполняется с использованием негидростатической нелинейной гидродинамической модели атмосферных процессов с учетом диссипативных процессов. Показано, что АГВ, распространяющиеся вверх от поверхности Земли, могут давать большой вклад в нагрев термосферы. Волны низкой амплитуды могут достигать верхних слоев атмосферы и нагревать ее за счет преобразования волновой энергии в тепловую.

Ключевые слова:

верхняя атмосфера, акустико-гравитационные волны, численное моделирование, термосфера, тропосферные источники.

S. P. Kshevetskii, Y. A. Kurdyayeva

**THE NUMERICAL STUDY OF IMPACT OF ACOUSTIC-GRAVITY WAVES
FROM THE PRESSURE SOURCE ON THE EARTH'S SURFACE
ON THE THERMOSPHERE TEMPERATURE**

Abstract

Vertical propagation of acoustic gravity waves (AGWs), caused by variations of pressure field on the Earth's surface is numerically simulated and studied. Addition to the temperature of the upper atmosphere, caused by heating the atmosphere by the source of pressure variations. Besides the source, based on experimental data of variations of atmospheric pressure, thermal source supporting the empirical profile of temperature $T_0(z)$ (MSIS) was used in the model, therefore the temperature is slightly overestimated. Numerical simulations are performed with use of non-hydrostatic nonlinear hydrodynamic model of atmospheric processes taking into account dissipative processes. It is shown that AGWs propagating upwards from the Earth's surface can be essential for thermosphere heating. Low amplitude waves can reach upper atmosphere layers and heat it due to conversion of waves energy into thermal energy.

Keywords:

upper atmosphere, acoustic gravity waves, numerical simulation, thermosphere, tropospheric sources.

1. Введение

Исследования последних лет показали, что инфразвуковые волны, распространяющиеся вверх, могут существенно повлиять на состояние верхних слоев атмосферы [1]. Суточные колебания температуры верхних слоев атмосферы имеют большое значение. Эти изменения вызваны не только нагревом Солнцем, но и нагревом атмосферного газа волнами от источников, расположенных на поверхности Земли. Диссипация акустических гравитационных волн, идущих снизу, может быть причиной нагрева верхних слоев атмосферы.

Согласно современным существующим представлениям, большинство акустико-гравитационных волн возникают на высотах тропосферы. Авторы исследования [2, 3] показали, что тропосферные источники волн малых масштабов (около 10 км или менее) может привести к возникновению крупномасштабных возмущений в термосфере до 1000 км. Тропосферные источники волн в атмосфере разнообразны и существуют разные точки зрения на процесс формирования волны. Например, волны могут генерироваться за счет нагрева и охлаждения газа при фазовых переходах воды, которая содержится в атмосфере [4]. Некоторые исследователи считают, что конвективные движения в тропосфере являются источниками волн [5, 6].

Во многих случаях конвекция поддерживается за счет выделения и поглощения тепла в процессах конденсации пара и испарения капель воды. Именно поэтому нагревание или охлаждение при выделении и поглощении тепла при фазовых переходах следует рассматривать в качестве источников АГВ. Процессы формирования и эволюции облаков и осадков хорошо демонстрируют динамику фазовых переходов в атмосфере [3]. Молнии также играют важную роль как источники волн, хотя энергетически они уступают фазовым переходам. Многие исследователи объясняют распространение АГВ нелинейными эффектами.

Волны, распространяющиеся от тропосферных источников и достигающие поверхности Земли, изменяют атмосферное давление. Поэтому по волнам, распространяющимся от тропосферных источников, можно судить об изменениях атмосферного давления.

Авторы настоящей работы численно смоделировали распространение нелинейных АГВ в атмосфере с использованием данных о вариациях давления на поверхности Земли.

2. Численная модель

В этой работе применена двумерная негидростатическая численная модель распространения АГВ на основе численного интегрирования полных нелинейных уравнений гидродинамики с учетом нелинейных и диссипативных процессов при распространении волн, также применяется в [3, 7]. Уравнения модели заключаются в следующем:

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\partial \rho w}{\partial z} = 0,$$

$$\frac{\partial \rho u}{\partial t} + \frac{\partial \rho u^2}{\partial x} + \frac{\partial \rho u w}{\partial z} = -\frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x_i} \zeta(z) \frac{\partial u}{\partial x_i},$$

$$\frac{\partial \rho w}{\partial t} + \frac{\partial \rho u w}{\partial x} + \frac{\partial \rho w^2}{\partial z} = -\frac{\partial P}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x_i} \zeta(z) \frac{\partial w}{\partial x_i},$$

$$\frac{1}{\gamma - 1} \left(\frac{\partial P}{\partial t} + \frac{\partial P u}{\partial x} + \frac{\partial P w}{\partial z} \right) = -P(\nabla \vec{v}) + \frac{\partial}{\partial x_i} \kappa(z) \frac{\partial T}{\partial x_i} + \zeta(z) \frac{\partial v_k}{\partial x_i} \frac{\partial v_k}{\partial x_i} + Q(z),$$

$$Q(z) = -\frac{\partial}{\partial z} \kappa(z) \frac{\partial}{\partial z} T_0(z)$$

В уравнениях: ρ — плотность; u и w — горизонтальная и вертикальная компоненты скорости; P — давление; g — гравитационная постоянная, γ — коэффициент адиабаты; $\zeta(z)$; $\kappa(z)$ — коэффициенты вязкости и теплопроводности; $T_0(z)$ — фоновая температура.

Предполагается отсутствие волн в начальный момент времени, поэтому плотность и температура берется при отсутствии волн, давление определяется состоянием идеального газа.

Условия на горизонтальных границах области моделирования являются периодическими, тем самым имитируется большая область.

Эмпирические данные модели MSIS-90 используются для задания начальной фоновой температуры и плотности. Гидродинамические уравнения решаются с помощью конечно-разностного метода с применением явных и неявных схем. Алгоритм численного интегрирования уравнений был описан в работах [8, 9].

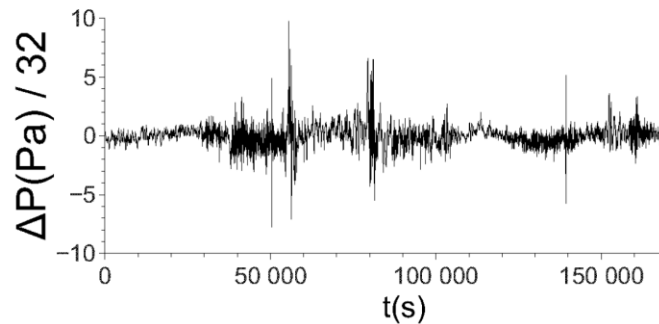


Рис. 1. Экспериментальные данные вариаций атмосферного давления $\Delta p(x_0; t)$ 10–11 апреля 2006 г., наблюдаемые на инфразвуковой станции IS17 (6:70N; 4:90W)

При расчетах были использованы оцифрованные экспериментальные данные давления на поверхности Земли (рис. 1) во время грозовых явлений 10–11 апреля 2006 г., которые были получены на инфразвуковой станции IS17 (6:70N, 4:90W). Эти данные используются при моделировании в качестве нижнего граничного условия.

3. Результаты модельных экспериментов

Модель, которая предлагается в работе, использует данные о приземном давлении на поверхности Земли, что позволяет рассчитать вклад АГВ в нагрев верхней атмосферы.

В двумерной модели дополнительно рассчитывалась температура, полученная за счет нагрева атмосферы волнами, идущими вверх. В исследованиях был использован источник, в котором вариации давления были установлены на нижней границе. Нагрев завышен, в приведенных расчетах он был получен не только за счет волн, поднимающихся вверх, но и из-за источника $Q(z)$, который обычно вводится в уравнениях для поддержки эмпирическую профиля $T_0(z)$ при отсутствии волн. Объективно профиль $T_0(z)$ также поддерживается нагревом атмосферы АГВ, распространяющихся вверх.

Расчеты показали, что в течение часа работы источника на нижней границе температура термосферы может изменяться в связи с распространением инфразвуковых волн более чем на 10 градусов (рис. 2, 3, 4). Двумерная модель, по сравнению с трехмерной, завышает нагрев два раза. Поэтому результат тестирования можно считать удовлетворительным. Инфразвуковые волны в нагретых областях генерируют вторичные гравитационные волны, что создает накопительный эффект при нагреве.

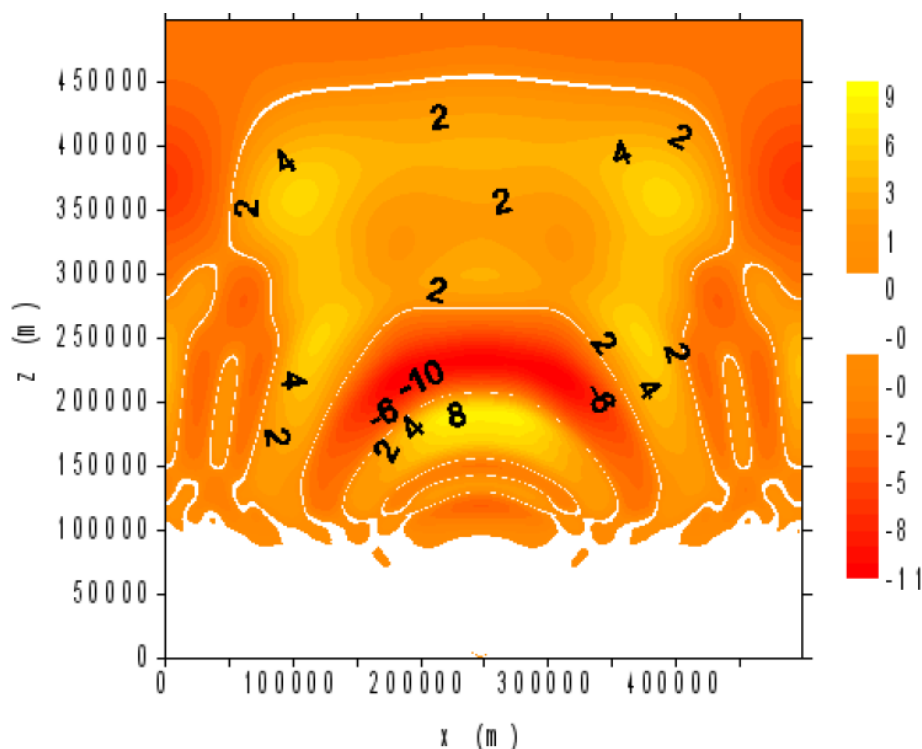


Рис. 2. Волновые возмущения температуры от локального источника возмущения давления при $t = 29$ мин

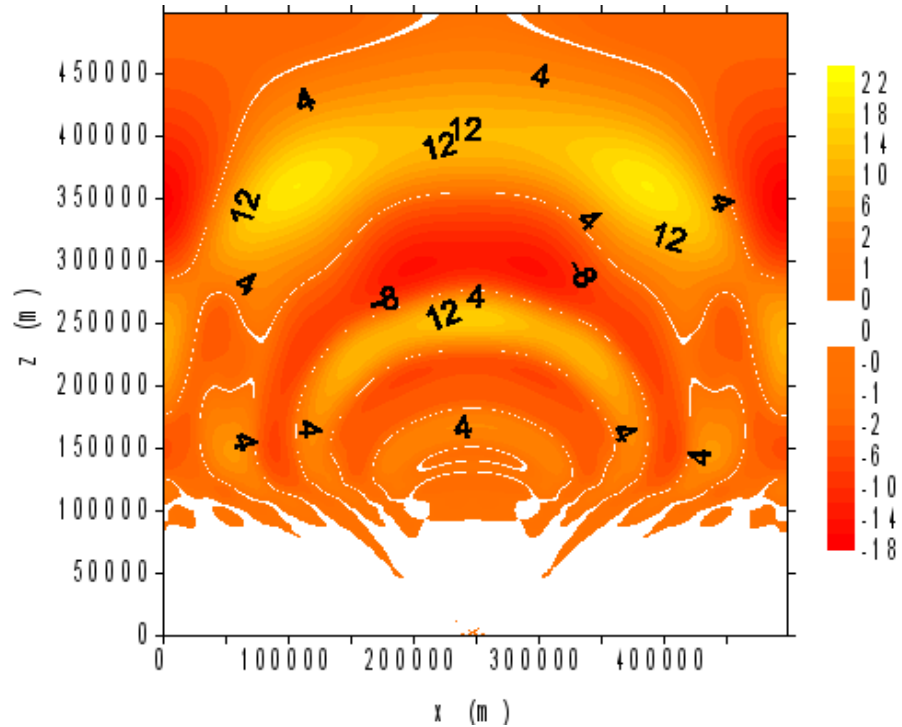


Рис. 3. Волновые возмущения температуры от локального источника возмущения давления при $t = 45$ мин

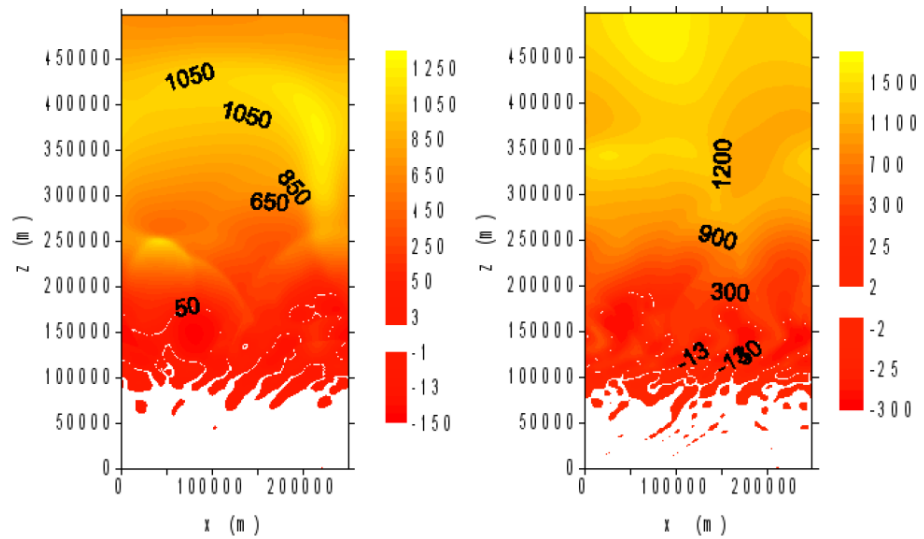


Рис. 4. Изменение температуры, вызванное колебаниями давления в качестве источника при $t = 28$ мин (слева) и $t = 45$ мин (справа)

Температура стабилизировалась. Вместе с источником, построенным на основе экспериментальных данных вариаций атмосферного давления, был также добавлен тепловой источник, поддерживающий эмпирический профиль температуры $T_0(z)$ (MSIS), поэтому температура немного завышена.

Благодарность. Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования гранта России Федерации № 3.1127.2014/К, гранта 15-05-01665. Численное моделирование проводилось с суперкомпьютеров И. Кант ВФУ и «Ломоносов» МГУ.

Литература

1. Fritts D. C., Alexander M. J. // *Rev. Geophys.* 2003. Vol. 41. No. 1. DOI: 10.1029/2001RG000106
2. Gavrilov N. M., Kshevetskii S. P. Three-dimensional numerical simulation of nonlinear acoustic-gravity wave propagation from the troposphere to the thermosphere // *Earth, planets and space.* 2014. Vol. 66, No. 88.
3. Karpov I. V., Kshevetskii S. P. Formation of large-scale disturbances in the upper atmosphere caused by acoustic gravity wave sources on the Earth's surface // *Geomagnetism and Aeronomy.* 2014. Vol. 54, No. 4. P. 513–522.
4. Kshevetskii S. P., Kulichkov S. N. Effects that Internal Gravity Waves from Convective Clouds Have on Atmospheric Pressure and Spatial Temperature-Disturbance Distribution // *Izvestiya, Atmospheric and Oceanic Physics.* 2015. No. 1, Vol. 51. P. 42–48.
5. Gossard E. E., Hooke W. *Waves in The Atmosphere.* Amsterdam: Elsevier, 1975. 442 p.
6. Observations of Infrasound and Subsonic Disturbances Related to Severe Weather / Howard S. Bowman, Alfred J. Bedard // *Geophys. J.* 1971. Vol. 26, issue 1–4. P. 215–242.
7. Kshevetskii S. P., Gavrilov N. M. Vertical propagation of nonlinear gravity waves and their breaking in the atmosphere // *Geomagnetism and Aeronomy.* 2003. 43:1. 69–76.
8. Kshevetskii S. P. Modeling of Propagation of internal Gravity Waves in Gases // *Computational Mathematics and Mathematical Physics.* 2001. 41(2). 295–310.
9. Kshevetskii S. P. Numerical simulation of nonlinear internal gravity waves // *Computational Mathematics and Mathematical Physics.* 2001. 41:12. 1777–1791.

Сведения об авторах

Кшевецкий Сергей Петрович

д. ф.-м. н., профессор, Балтийский федеральный университет им. И. Канта,
г. Калининград
E-mail: SPKshev@gmail.com

Курдяева Юлия Андреевна

аспирант, лаборант-исследователь профессор, Балтийский федеральный университет
им. И. Канта, Калининград
E-mail: yakurdyeva@gmail.com

УДК 550.34.06

А. В. Федоров, В. Э. Асминг, А. Е. Ганнибал

**ВАРИАЦИИ АКТИВНОСТИ ДЕСТРУКЦИИ ЛЕДНИКОВ
АРХИПЕЛАГА ШПИЦБЕРГЕН ПО ДАННЫМ МЕСТНОЙ СЕТИ
СЕЙСМИЧЕСКИХ СТАНЦИЙ**

Аннотация

В работе представлены результаты применения автоматических программ обнаружения сейсмических событий, ассоциируемых с процессами деструкции ледников арх. Шпицберген. Приведены результаты обработки шестилетнего массива данных трех сейсмических станций, расположенных на архипелаге. Получено временное и пространственное распределение событий данного класса. Выявлены области наибольшей деструктивной активности ледников и строгий сезонный характер их активизации.

Ключевые слова:

льдотрясение, ледник, деструкция, сейсмический сигнал, детектирование, локация.

A. V. Fedorov, V. E. Asming, A. E. Hannibal

**VARIATIONS OF SVALBARD GLACIERS DESTRUCTION RATE
BY LOCAL SEISMIC STATIONS DATA**

Abstract

The paper presents the results of usage automatic routines for detecting of seismic glacier related events on Svalbard archipelago. Processing results of 6-years data set for three permanent stations of the local seismic network are provided. Temporal and spatial distributions of glacier-related events are obtained. Areas of greatest glacier activity and strong seasonality are detected.

Keywords:

icequake, glacier, destruction, seismic signal, detection, location.

Введение

Наблюдения за активностью ледников, темпами деструкции и изменением баланса масс важны как с позиции фундаментальных климатологических исследований, так и с точки зрения управления рисками при ведении хозяйственной деятельности вблизи данных объектов. В высоких широтах наблюдения за деструкцией выводных ледников также представляют интерес с точки зрения обеспечения безопасности судоходства и промышленного освоения шельфа. Однако наибольший интерес наблюдения за вариациями темпов деструкции ледников в полярных районах могут представлять для оценки влияния кратко- и среднесрочных изменений климата планеты на окружающую среду.

Сейсмический мониторинг представляет собой относительно дешевый, круглогодичный и всепогодный инструмент для решения задачи наблюдения за ледниками. В данной работе приведены результаты ретроспективной обработки записей сейсмических станций расположенных на архипелаге

Шпицберген с применением автоматических программ обнаружения и локации сейсмических событий, ассоциируемых с процессами активности ледников.

Архипелаг Шпицберген представляется авторам как один из наиболее удачных для наблюдения за ледниками регионов планеты. Более 60 % суши архипелага покрыто ледниками. Здесь представлены практически все типы ледников, в том числе и наиболее активные — пульсирующие, способные перемещать огромные массы льда со скоростью до сотен метров в сутки. Также на архипелаге присутствует относительно развитая для столь удаленного и малонаселенного региона сеть сейсмического мониторинга, включающая в себя шесть сейсмических станций и одну сейсмическую группу.

Использованные данные и методы

К настоящему времени известно, что процессы активации и деструкции ледников могут генерировать сейсмические сигналы. Примеры и описания регистрации событий данного класса встречаются в литературе с 1970-х гг. [1, 2, 3]. Наиболее распространенными механизмами генерации ледниковых сейсмических событий (льдотрясений) являются: отколы больших блоков льда от кромки ледника (калвинг) [4], растрескивание тела ледника (кревайсинг) [5], подвижки части ледникового тела относительно ложа либо относительно нижнего слоя самого ледника (серджинг) [6, 7]. Также источником сейсмических сигналов могут служить реверберации в дренажных системах ледника или обрушения внутрiledниковых полостей.

Из всех вышеперечисленных механизмов наибольший вклад в сейсмичность, ассоциируемую с ледниками, вносят отколы крупных блоков от края ледника, в случае выводных ледников приводящие к образованию айсбергов. Отличительной чертой таких сейсмических событий является практически монохромная запись сигнала с подавляющим доминированием частот в диапазоне 2–5 Гц для локальных и региональных удалений от источника. Пример записи такого сейсмического события и амплитудный спектр записи приведены на рис. 1.

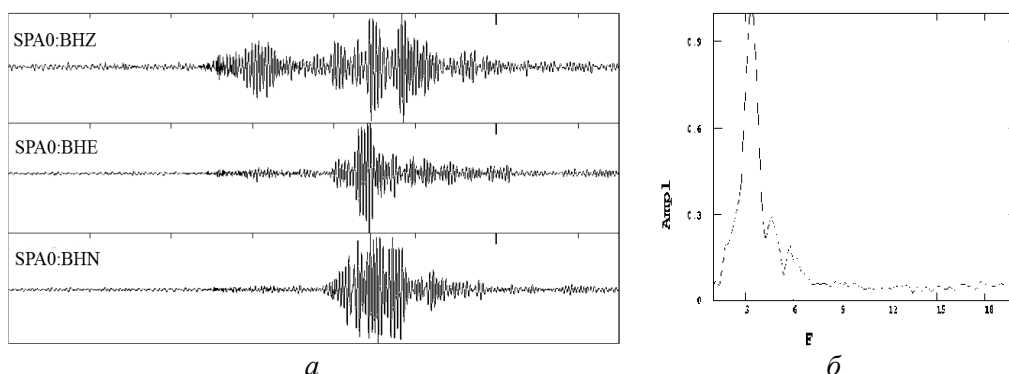


Рис. 1. Пример записи сейсмического события, ассоциируемого с деструкцией ледника (а) и амплитудный спектр записи (б)

На данном этапе исследования нами был выбран для анализа шестилетний период с 2010 по 2015 гг. Для обработки были выбраны три

станции, расположенные в северной, центральной и южной частях о. Западный Шпицберген, тем самым позволяющие контролировать большую часть суши архипелага. Карта с расположением используемых станций приведена на рис. 2.

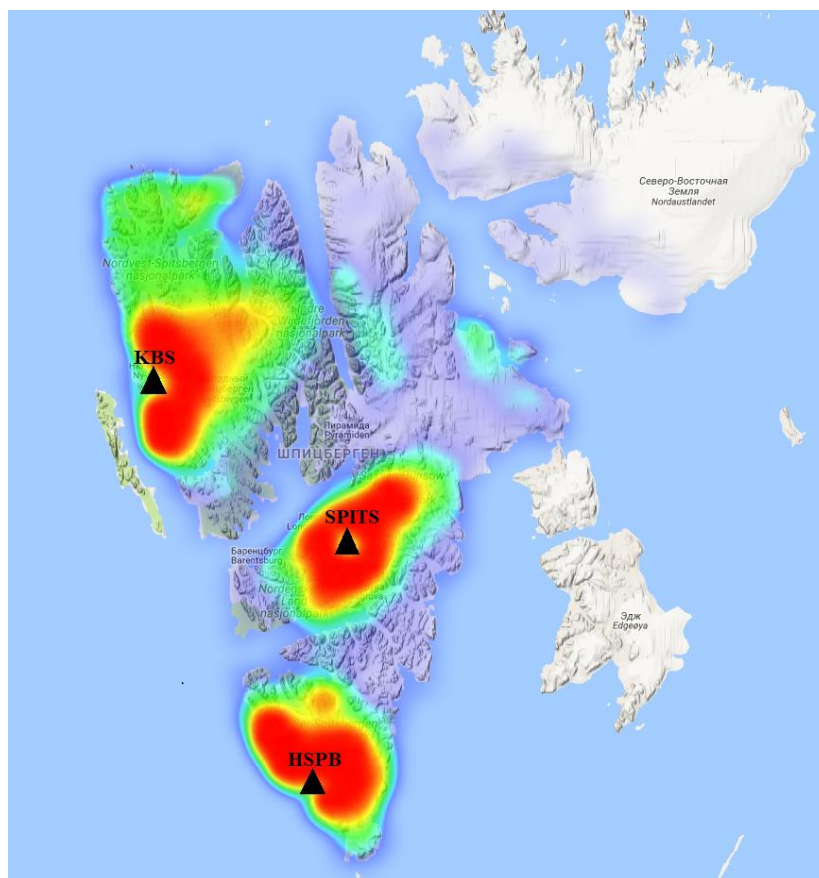


Рис. 2. Карта распределения плотности эпицентров ледотрясений, обнаруженных за период 2010–2015 гг.

Выбранные для обработки станции KBS, SPITS и HSPB принадлежат соответственно консорциуму IRIS, норвежской сейсмологической службе NORSAR и Институту геофизики Польской академии наук. Непрерывные данные станций за весь период получены с сервера международной некоммерческой сейсмологической организации Orfeus.

Для автоматического обнаружения и локации событий, ассоциируемых с процессами деструкции ледников, была модифицирована программа, используемая в КоФ ФИЦ ЕГС РАН для детектирования и локации сейсмических событий по одиночной станции [8]. Программа была нацелена на обнаружение низкочастотных событий и дополнена последующей процедурой частотной дискриминации. По этой причине для каждого обнаруженного события рассчитывался параметр средней частоты записи, нормированный на амплитуду сигнала. Таким образом для дальнейшего анализа отбирались лишь события со значением средней частоты менее 5.5 Гц. Детектирование вступлений фаз сейсмических волн выполняется в программе

по схеме STA-LTA детектора по трассе SNR. Тип волны и направление на эпицентр определяется по поляризации объемных волн. Стоит отметить, что сейсмические сигналы генерируемые процессами деструкции ледника зачастую имеют довольно сложный, не схожий с записями тектонических событий вид, в силу сложного, неодномоментного механизма их генерации. В результате чего автоматическая локация таких сейсмических событий по одиночной станции может содержать значительные неточности определения координат эпицентров, а также вести к большому числу пропущенных событий. Ручная проверка результатов работы детектора-локатора показала, что для большинства обнаруженных событий точность определения координат эпицентра была приемлемой, однако большое число реальных сейсмических событий было пропущено. Несмотря на это, полученная выборка является вполне представительной и позволяет получить представление о пространственном распределении данного типа сейсмических событий в районе арх. Шпицберген.

Для получения максимально полной выборки сейсмических событий, ассоциируемых с деструкцией ледников, был создан более простой детектор низкочастотных событий, лишенный функционала локации эпицентров. Принцип обнаружения льдотрясений в данном детекторе основан особенности их спектрального состава — подавляющем доминировании низких частот в спектре. Предложенный детектор анализирует участки записи, где отношение сигнал-шум превышает заданный порог. Для дальнейшей обработки выбираются фрагменты, в которых амплитуда сигнала в целевой полосе частот (2–5 Гц) превышает амплитуду сигнала в более высокой полосе 5–10 Гц в 1.5 раза и более. Результаты детектирования были просмотрены человеком-интерпретатором с целью удаления нецелевых событий. Таким образом, было получено детальное временное распределение числа сейсмических событий ассоциируемых с процессами деструкции ледников.

Временное распределение

На представленных ниже рис. 3, *а–в*, приведены графики распределения числа обнаруженных льдотрясений как по месяцам года, так и по годам за весь период обработки данных, также приводятся графики среднемесячной температуры воздуха в районах расположения сейсмических станций.

Как видно из приведенных графиков, процессы сейсмической активации ледников Шпицбергена проявляют строгую сезонность. Однако обращает на себя внимание то, что рост числа событий на станциях KBS и HSPB начинается синхронно с установлением положительных температур воздуха, достигает максимума в августе-сентябре в период максимума среднесуточных температур, в то время как для станции SPITS в данном поведении наблюдается задержка примерно в месяц.

Анализ графиков годового изменения числа льдотрясений на рис. 2 также показывает высокое подобие кривых, построенных для разных станций, и свидетельствует о значительных вариациях интенсивности процессов деструкции ледников от года к году. Так, к примеру, в 2014 г. для всех станций наблюдается максимум числа зарегистрированных льдотрясений, это число более чем в два раза превышает аналогичный параметр, полученный для 2010 г. по станциям HSPB и SPITS.

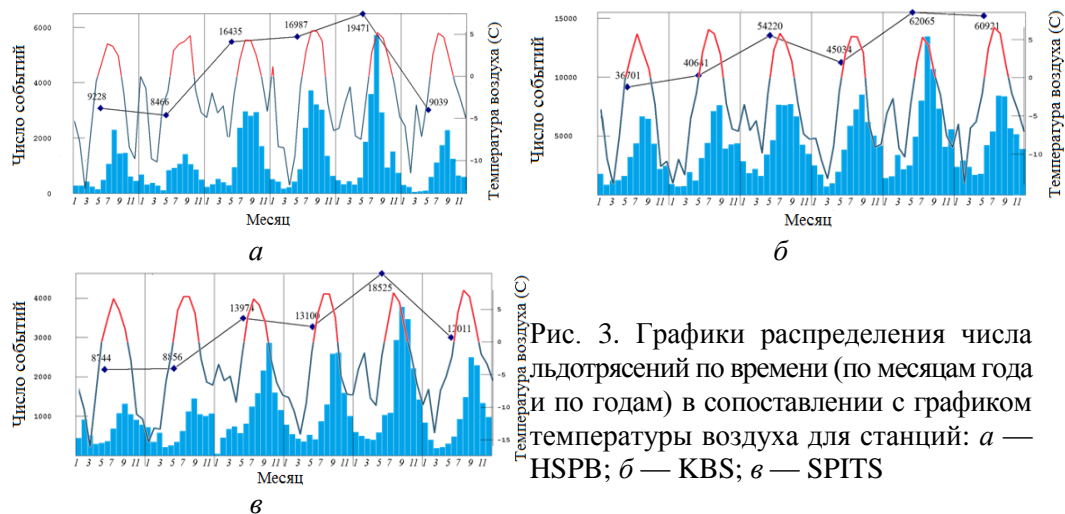


Рис. 3. Графики распределения числа льдотрясений по времени (по месяцам года и по годам) в сопоставлении с графиком температуры воздуха для станций: *а* — HSPB; *б* — KBS; *в* — SPITS

Пространственное распределение

Как упомянуто выше, пространственное распределение числа льдотрясений получено при помощи программы автоматического детектирования и локации. По результатам обработки шестилетнего массива данных трех станций программа обнаружила более 50 тыс. событий, ассоциируемых с динамикой ледников. Для отображения такого числа событий наиболее удобным представляется использование карт плотностей эпицентров. На рис. 2 приведена карта плотности распределения эпицентров льдотрясений арх. Шпицберген за период 2010–2015 гг. по данным станций KBS, SPITS, HSPB.

Как видно из карты на рис. 2, основная часть эпицентров локализуется вблизи использованных в исследовании сейсмических станций. Этому есть два объяснения: выбранные сейсмические станции расположены вблизи крупнейших активных ледников архипелага; энергии подавляющего числа льдотрясений настолько малы, что сейсмические сигналы могут быть зарегистрированы лишь ближайшими станциями. Характерной чертой для большинства обнаруженных областей ледниковой сейсмической активности является приуроченность эпицентров к кромкам ледников. Однако к югу от станции HSPB существует ареал проявлений сейсмичности, приуроченный к зоне питания ледника. Рассмотрим сейсмичность в данном районе подробнее.

Как видно из рис. 4, представляющего распределение плотности эпицентров льдотрясений, обнаруженных по станции HSPB, по годам, в 2010 и 2011 гг. к югу от станции в зоне питания ледника Пенк существовала область проявлений ледниковой сейсмичности. Анализ временного распределения числа событий из этой области (рис. 5) показывает, что практически все события произошли в узком временном окне с марта по апрель 2010 г. и с января по февраль 2011 г., то есть в период, когда в данном районе наблюдаются устойчивые отрицательные температуры. В качестве гипотезы выдвинуто предположение о приуроченности этих событий к процессам зимнего серджинга.

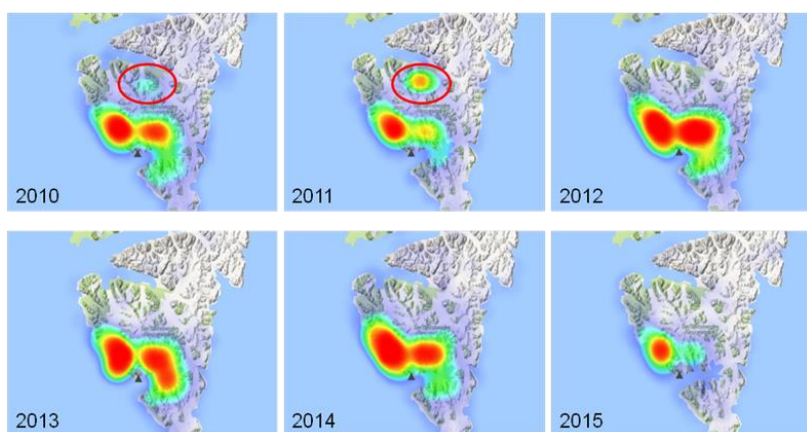


Рис. 4. Распределение плотности эпицентров льдотрясений, обнаруженных по станции HSPB по годам (2010–2015)

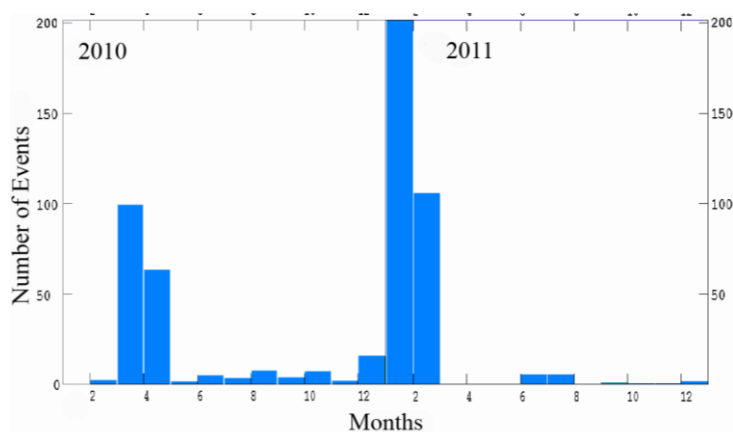


Рис. 5. Распределение числа льдотрясений по времени за 2010–2011 гг. из области ледника Пенк

Заключение

С применением новых программных средств автоматической обработки данных одиночных трехкомпонентных станций получены новые данные о сейсмических процессах, ассоциируемых с деструкцией ледников арх. Шпицберген. Выявлены области генерации данных событий в южной, центральной и северо-западной частях о. Западный Шпицберген. Получено распределение числа льдотрясений по времени за период с 2010 по 2015 гг.

По сейсмическим данным выявлены два типа активизации ледников. Первый тип связан с процессами деструкции зоны абляции (растрескивание с обрушением стенок, калвинг), что подтверждается результатами локаций эпицентров и особенностями спектрального состава событий. Данный тип льдотрясений имеет регулярный годовой ход с резким увеличением числа событий в период положительных температур воздуха и спадом активности с наступлением периода отрицательных температур. Второй выявленный тип

льдотрясений характеризуется нерегулярными активизациями в зимний период, а локализация эпицентров приурочена к зоне питания горно-долинных ледников. Природа активизации пока полностью невыяснена, можно предполагать, что она обусловлена импульсными подвижками (серджингом) тела ледника.

Благодарности. Работа выполнена при поддержке Совета по грантам Президента Российской Федерации для поддержки российских молодых ученых, грант МК-5646.2015.5.

Литература

1. Neave K. G., Savage J. C. Icequakes on Athabasca Glacier // J. Geophys. Res. 1970. Vol. 75. P. 1351–1362. DOI: 10.1029/JB075i008p01351.
2. Vanwormer D., Berg E. Seismic evidence for glacier motion // J. Glaciol. 1973. Vol. 12. P.259–265
3. Weaver C. S., Malone S. D. Seismic evidence for discrete glacier motion at the rock — ice interface // J. Glaciology. 1979. Vol. 23, No. 89.
4. Seismic detection and analysis of icequakes at Columbia Glacier, Alaska / S. O’Neel [et al.] // J. Geophys. Res. 2007. 112. F03S23. DOI: 10.1029/2006JF000595.
5. Microearthquakes under and alongside Ice Stream B, Antarctica, detected by a new passive seismic array / D. D. Blankenship [et al.] // Ann. Glaciol. 1987. 9. P. 30–34.
6. Surge-front propagation and velocities during the early — 1993–95 surge of Bering Glacier, Alaska, U.S.A., from sequential SAR imagery / J. J. Roush [et al.] // Ann. Glaciol. 2003. Vol. 36. P. 37–44.
7. Bevington A., Copland L. Characteristics of the last five surges of Lowell Glacier, Yukon, Canada, since 1948 // J. Glaciology. 2014. Vol. 60, No. 219. P. 113–123. DOI: 10.3189/2014JoG13J134.
8. Асминг В. Э., Фёдоров А. В. Возможности применения автоматического детектора-локатора сейсмических событий по одиночной станции для детальных сейсмологических наблюдений // Сейсмические приборы. 2014. Т. 50, № 3. С. 19–29.

Сведения об авторах

Фёдоров Андрей Викторов

к. ф.-м. н., старший научный сотрудник, Кольский филиал Федерального исследовательского центра Единая геофизическая служба РАН, г. Апатиты
E-mail: Afedorov@krsc.ru

Асминг Владимир Эрнестович

к. ф.-м. н., ведущий научный сотрудник, Кольский филиал Федерального исследовательского центра Единая геофизическая служба РАН, г. Апатиты
E-mail: asmingve@mail.ru

Ганнибал Андрей Евгеньевич

стажер-исследователь, Кольский филиал Федерального исследовательского центра Единая геофизическая служба РАН, г. Апатиты
E-mail: han_a_e@mail.ru

УДК: 53.06

А. А. Цикал

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ НАГРЕВА ГРАФИТОВОГО АТОМИЗАТОРА В АТОМНО-АБСОРБЦИОННОЙ СПЕКТРОФОТОМЕРИИ С ПОМОЩЬЮ ПРОГРАММНОГО КОМПЛЕКСА ANSYS FLUENT

Аннотация

Разработана вычислительная модель графитового атолизатора в программном комплексе Ansys Fluent, позволяющая воспроизводить опыты с различными параметрами и получать при этом достоверные данные. Получены данные по распределению температур при нагреве графитового атолизатора.

Ключевые слова:

графитовый атолизатор, Ansys Fluent, динамика нагрева.

A. A. Tsikal

MODELING OF HEATING PROCESSES GRAPHITE ATOMIZER IN ATOMIC ABSORPTION SPECTROPHOTOMETRY USING ANSYS-FLUENT SOFTWARE

Abstract

Computational model of a graphite atomizer created in software Ansys-Fluent. She allows to reproduce the experiments with different parameters and to receive the correct data. Information about temperature received by heating graphite atomizer.

Keywords:

graphite atomizer, Ansys-fluent, heating dynamics.

Введение

На сегодняшний день атомно-абсорбционный анализ получил широкое распространение в практике определения содержания вещества в той или иной среде. Метод охватывает почти все области применения: *экологию, геологоразведку, научные исследования, криминологию, растениеводство, медицину* и др. Использование атомно-абсорбционного метода позволяет содержательно получить информацию о процессах, происходящих в поглощающем слое, о температуре и элементарном составе паровой фазы. Атомно-абсорбционный анализ является высокоперспективным и процветающим методом исследования физических и химических свойств металлов и сплавов, горных пород, почв, грунтов. С его помощью можно получить данные о составе окружающей среды, например, поверхностного слоя снега заполярных областей, водных рек и озер Мурманской обл.

В данной работе будет рассматриваться электротермический графитовый атолизатор. Актуальность темы исследования состоит в том, что чувствительность электротермического атолизатора атомно-абсорбционного анализа зависит от его конструкции, температурной программы (скорости нагревания и температуры) и объема пробы. Поэтому целью данной работы является изучение динамики нагрева графитового атолизатора, ее достижение позволит более полно изучить атомно-абсорбционный спектральный анализ и получить сведения для дальнейшего исследования процесса атомизации.

Материал и методика исследований

Печь ограниченного объема — общераспространенный тип электротермического атомизатора, работает в инертной атмосфере. Задача печи заключается в быстром нагреве до определенной температуры (от 20 до 3000 °С) за несколько секунд.

Методика исследований заключается в моделировании процессов нагрева графитового атомизатора в программном комплексе Ansys Fluent. Модель в программном комплексе Ansys Fluent состоит из следующих компонентов: системы уравнений, расчетной геометрии, начальных, граничных и объемных условий.

1. Система уравнений — это уравнения, описывающие процесс нагрева графитового атомизатора. Закон Фурье — основной закон теплопроводности. Закон Навье — Стокса является законом, состоящим из дифференциальных уравнений в частных производных, необходим для описания движения жидкости или газа, особенно для моделирования процессов, происходящих в природе. Количественную оценку теплового действия электрического тока дает закон Джоуля — Ленца. Уравнение турбулентности позволяет определить характер течения.

2. Расчетная геометрия — геометрия объекта, для которого будут производиться расчеты.

3. Начальные условия — распределение параметров в объекте в начальный момент времени, например, температура, давление.

4. Граничные условия — условия на границе тела и окружающей среды, необходимые для определения взаимодействия друг с другом.

5. Объемные условия — условия, определяющие физические свойства материала (объема).

Построение геометрии модели происходит в программе GAMBIT. На рис. 1 показана полная сборка атомизатора.

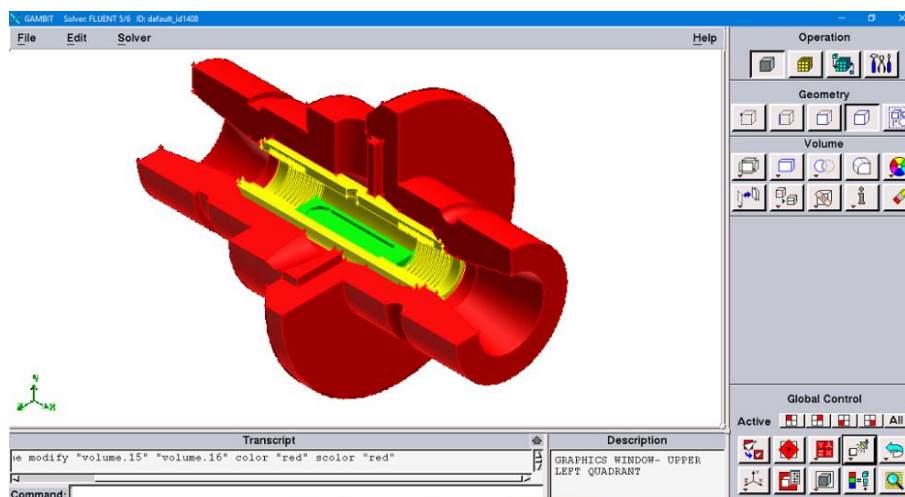


Рис. 1. Трехмерная модель атомизатора в программном обеспечении GAMBIT

Объемные условия для аргона и пирографита взяты из справочника В. Н. Зубарева, А. Д. Козлова.

Результаты и их обсуждения

Получение результатов нагрева атомизатора в программе COMSOL.

На рис. 2 показано распределение температур при нагреве атомизатора в момент $t = 0$ с, на рис. 3 — распределение температур при нагреве атомизатора в момент $t = 5$ с. Из рисунков видно, что за 5 с графитовый атомизатор разогревается от комнатной температуры до температуры, равной 2643 °С. Также показано, что платформа с печью имеет температуру, намного превышающую температуру электродов.

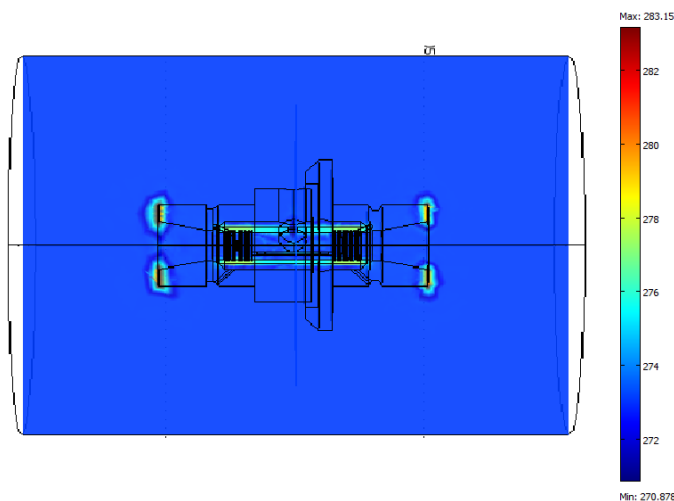


Рис. 2. Распределения температур при нагреве атомизатора в момент $t = 0$ с

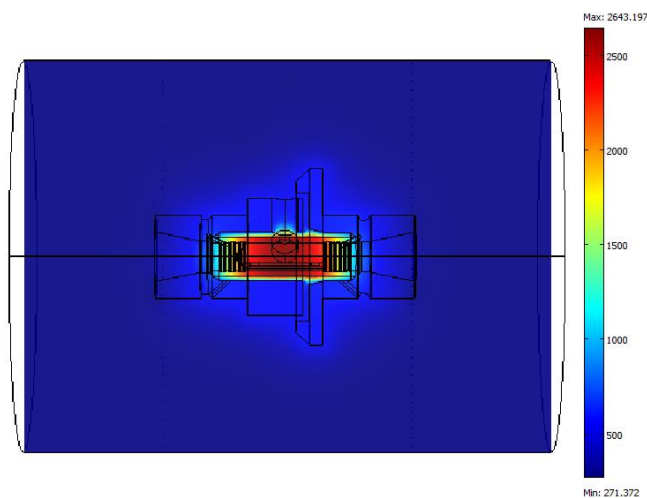


Рис. 3. Распределения температур при нагреве атомизатора в момент $t = 5$ с

Получение результатов нагрева атомизатора в программе Ansys Fluent.

На рис. 4 показано распределение температуры в момент $t = 0,155$ с. Распределение скоростей газообразной среды показало, что наибольшее значение по скорости приходится на дозировочное отверстие. Из результатов моделирования известно, что наибольшее давление в определенный момент времени соответствует месту наибольшей скорости, то есть дозировочному отверстию.

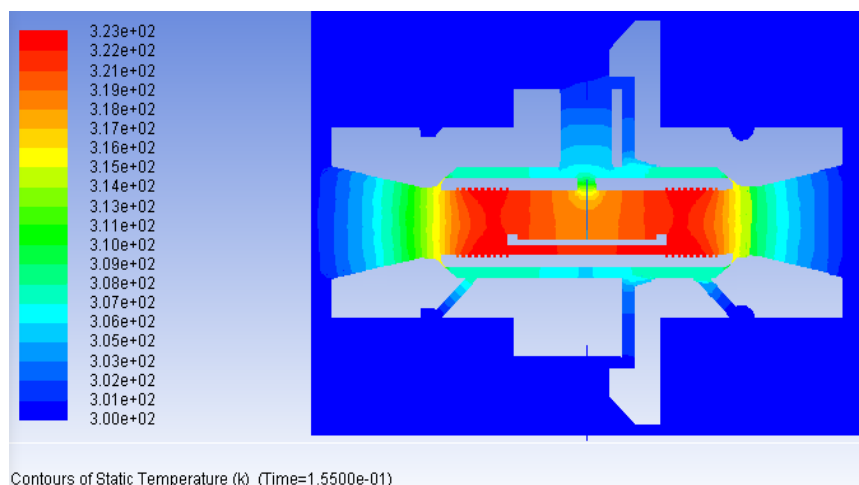


Рис. 4. Распределение температуры в программе Ansys Fluent

Выводы

Изучив теоретические основы процесса атомной абсорбции, уделяя при этом особое внимание графитовому атомизатору и его конструктивным особенностям, автор статьи разработал вычислительную модель графитового атомизатора в программном комплексе Ansys Fluent. Эта модель позволит воспроизводить опыты с различными параметрами газообразной среды и получать при этом достоверные данные по температуре, давлению, распределению скоростей, а также поможет наиболее полно изучить процессы, происходящие в атомизаторе, и выявить ряд скрытых возможностей метода атомно-абсорбционного анализа.

Литература

1. Блох А. Г., Журавлев Ю. А. Теплообмен излучением. М.: Энергоатомиздат, 1991.
2. Варгафтик Н. Б., Филиппов Л. П. Справочник по теплопроводности жидкостей и газов. М.: Энергоатомиздат, 1990.
3. Зубарев В. Н., Козлов А. Д. Теплофизические свойства технически важных газов при высоких температурах и давлениях. М.: Энергоатомиздат, 1989.
4. Кузяков Ю. Я., Семенов К. А., Зоров Н. Б. Методы спектрального анализа. М.: Изд-во МГУ, 1990.
5. Львов Б. В. Атомно-абсорбционный спектральный анализ. М.: Наука, 1966.

Сведения об авторе

Цикал Анита Александровна

студент I курса магистратуры («Техническая физика»), Мурманский арктический государственный университет, г. Апатиты
E-mail: 89533072508@mail.ru

Научное издание

ТРУДЫ
КОЛЬСКОГО НАУЧНОГО ЦЕНТРА РАН

ГЕЛИОГЕОФИЗИКА
Выпуск 2

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

Подписано к печати 30.09.2016
Формат бумаги 70×108 1/16.
Гарнитура Times/Cyrillic
Усл. печ. л. 15.5. Заказ № 40. Тираж 100 экз.

Российская Академия Наук

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Кольский научный центр Российской академии наук
184209, Апатиты, Мурманская область, ул. Ферсмана, 14